А. М. ЧЕРЕПАЩУК

ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

часть
II

МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2013

УДК 524.4
ББК 22.65
Ч 46

Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 12-02-07104, не подлежит продаже

Черепащук А. М. **Тесные двойные звезды.** В 2 ч. **Часть II.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 572 с. — ISBN 978-5-9221-1467-7.

Благодаря успехам рентгеновской астрономии проблема тесных двойных звезд стала одной из центральных в астрофизике. В монографии изложены современные методы и результаты исследований тесных двойных звезд и сведения об их фундаментальных характеристиках — массах, радиусах и температурах. Это делает тесные двойные звезды мощным инструментом для исследования физики и эволюции звезд, а также для открытия и изучения принципиально новых объектов Вселенной — нейтронных звезд и черных дыр.

Монография может быть полезна студентам и аспирантам, профессорам и преподавателям университетов, а также научным работникам, интересующимся проблемами физики звезд и релятивистской астрофизики.

ISBN 978-5-9221-1467-7 (Ч. II)
ISBN 978-5-9221-1522-3

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава V

ЗАТМЕННЫЕ СИСТЕМЫ ЗВЕЗД С ПРОТЯЖЕННЫМИ АТМОСФЕРАМИ

1. Введение

Рассмотрим затменные системы, содержащие звезды с протяженными атмосферами. В этом случае характерные размеры атмосферы звезды сравнимы с радиусом ее тела, содержащего основную часть массы («ядра»). Наиболее характерный пример протяженной атмосферы — это радиально истекающий (по-видимому, в основном под действием сил светового давления) звездный ветер звезды Вольфа–Райе (WR) — массивной, горячей, в основном гелиевой звезды, потерявшей в процессе эволюции основную часть своей водородной оболочки. Поскольку темп потери массы в данном случае очень велик $\left(\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot}/\text{год},\ V \simeq 10^3\ \text{км/с}\right)$, основание звездного ветра, где оптическая толща по электронному рассеянию порядка единицы, проявляет себя как протяженная сферическая атмосфера звезды. Следует сразу подчеркнуть, что ввиду того, что главным механизмом ускорения вещества в случае звезд WR является давление радиации горячего ядра, а скорости в ветре очень велики ($\sim 10^3$ км/с), протяженная атмосфера звезды WR является сферически симметричной. Если звезда WR входит в состав тесной двойной системы, приливное воздействие спутника очень слабо деформирует протяженную атмосферу WR, ввиду огромных скоростей ее радиального расширения. Иными словами, поскольку скорости радиального расширения вещества в протяженной атмосфере звезды WR значительно превышают скорость убегания из тесной двойной системы, для протяженной атмосферы как бы не существует соответствующей критической полости Роша. Поэтому в случае звезд WR в двойных системах модель сферической протяженной атмосферы является хорошим приближением, по крайней мере, в частотах непрерывного спектра.

В отличие от случая тонких звездных атмосфер, перенос излучения в сферической геометрии для протяженной атмосферы описывается уравнением в частных производных (см., например, Соболев, 1967):

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = \chi_\nu \left(S_\nu - I_\nu\right), \tag{522}$$

где I_ν — интенсивность излучения, $\mu = \cos\theta$ (θ — угол между лучом зрения и направлением нормали к поверхностям равной плотности в атмосфере), χ_ν — учитывает поглощение и рассеяние излучения, S_ν — функция источника. Это уравнение отличается от случая тонкой плоской атмосферы наличием производной по μ, характеризующей направление излучения.

Условие лучистого равновесия в случае протяженной атмосферы также отличается от случая тонкой атмосферы и выглядит следующим образом:

$$H_{\text{bol}} = \frac{L_{\text{bol}}}{4\pi r^2}, \tag{523}$$

где H_{bol} — болометрический поток выходящего излучения, L_{bol} — болометрическая светимость звезды. Таким образом, в протяженной атмосфере болометрический поток не постоянен, а убывает обратно пропорционально квадрату расстояния r от центра звезды. В случае протяженных атмосфер, ввиду неоднозначности определения понятия радиуса звезды, эффективная температура, которая находится по болометрической светимости, $L_{\text{bol}} = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{ef}}^4$, определяется не вполне однозначно. Такая же неоднозначность существует и в определении понятия ускорения силы тяжести $g = GM/R^2$ на «поверхности» звезды с протяженной атмосферой. Поэтому при анализе протяженных атмосфер нужно четко оговаривать, к какой точке атмосферы относится принимаемое значение радиуса звезды. Наиболее четкое и однозначное определение радиуса — это радиус гидростатического тела («ядра») звезды r_{core}, которое содержит основную часть массы и с поверхности которого начинается ускорение вещества звездного ветра, формирующего протяженную атмосферу. Именно такое значение радиуса r_{core} (и соответствующая ему эффективная температура T_{ef}) должно использоваться при нанесении положения звезды на Г–Р-диаграмму и выяснении ее эволюционного статуса. Однако непосредственно из наблюдений определить значение r_{core} очень трудно, поскольку «ядро» «погребено» внутрь мощного звездного ветра, формирующего протяженную атмосферу. Обычно под радиусом звезды с протяженной атмосферой понимают то значение r, для которого оптическая глубина τ равна определенной значительной величине, например, $\tau = 2/3$, 1, 10 и т. п. Величина радиуса R при таком определении соответствует минимальному значению $R = R_{\min} > r_{\text{core}}$. Можно задать максимальное значение радиуса $R = R_{\max}$ из условия того, что соответствующая оптическая глубина в атмосфере достаточно мала, например, $\tau = 10^{-2}$, $10^{-3}, \ldots, 10^{-5}$ и т. д.

Геометрическую протяженность атмосферы в этих случаях можно характеризовать величиной

$$d = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\min}}. \tag{524}$$

Принято считать атмосферы с $d = 0{,}05$–$0{,}1$ мало протяженными, с $d = 0{,}1$–$0{,}5$ — умеренно протяженными и с $d > 0{,}5$ — очень протяженными (см., например, Lamers and Cassinelli, 1999). В модели с $d < 0{,}05$ эффекты сферичности атмосферы не играют роли, и атмосферу можно с хорошим приближением считать плоскопараллельной. Можно показать (Lamers and Cassinelli, 1999), что для гидростатической атмосферы $d \sim L^{1/2} M^{-1/2} T_{\text{ef}}^{-2}$, т. е. эффекты сферичности атмосферы для гидростатической атмосферы велики для звезд с малыми массами, низкими температурами и большими светимостями. Особенно велики эффекты сферичности атмосфер в случае горячих звезд, у которых отношение радиационного ускорения к гравитационному велико, и условие гидростатического равновесия нарушается во внешних частях атмосферы. Как уже отмечалось, в случае звезд WR протяженная атмосфера нестатична и истекает под действием силы давления радиации со скоростями $\sim 10^3$ км/с. Поэтому протяженность d для атмосфер звезд WR может достигать очень больших величин, вплоть до значения $d \simeq 10$–20.

2. Характеристики звезд Вольфа–Райе

Звезды WR (открыты в 1867 г. французскими астрономами М. Вольфом и Дж. Райе) отождествляются по присутствию в их спектрах сильных и широких линий излучения гелия, азота, углерода и кислорода в разных стадиях ионизации. Эти линии формируются в протяженной атмосфере — основании звездного ветра, истекающего со скоростями $\sim 10^3$ км/с и темпом потери массы $\sim 10^{-5} M_\odot$/год. При этом, распределение энергии в оптическом непрерывном спектре звезды WR соответствует сравнительно низкой цветовой температуре ($T_c = 10\,000$–$20\,000$ К), что много ниже, чем температура ионизации и возбуждения ионов гелия, азота, углерода и кислорода, формирующих яркие и широкие линии излучения.

По современным представлениям, это массивные ($M = 5$–$80M_{\odot}$) горячие звезды высокой светимости населения Галактики I-типа (т. е. принадлежащие ее дисковой составляющей), которые концентрируются к галактической плоскости и часто ассоциируются с молодыми звездными скоплениями и областями образования массивных звезд. Признаками звезд WR обладают также некоторые маломассивные звезды — ядра планетарных туманностей. По физическим характеристикам они отличаются от классических звезд WR населения I-типа, и мы их рассматривать здесь не будем. В последнее время выясняется, что признаками звезд WR обладают также очень массивные ($M \geqslant 80M_{\odot}$) горячие звезды сравнительно больших радиусов ($R \simeq 20R_{\odot}$), входящие в тесные двойные системы. Пример такой системы — затменная двойная WR20a с периодом $3{,}68^{\mathrm{d}}$ (см. ниже).

Всего в Галактике насчитывается ~ 230 звезд WR (см. Каталог: van der Hucht, 2001). Их полная численность в Галактике должна составлять одну–две тысячи. Число известных звезд WR в других галактиках достигает 300. По современным представлениям, звезды WR — это обнаженные гелиевые ядра первоначально массивных звезд ($M > 30$–$40M_{\odot}$), потерявших свои водородные оболочки либо в результате обмена масс в тесной двойной системе, либо вследствие интенсивного истечения вещества в виде звездного ветра. В ускорении вещества ветра звезд WR важную роль играет давление излучения горячего гелиевого «ядра» звезды ($T = 30\,000$–$100\,000$ K, $r_{\mathrm{core}} = 1 - 5R_{\odot}$), хотя окончательно механизм ускорения ветра звезд WR еще не выяснен. Звезды WR по виду спектров подразделяются на три последовательности: азотную (WN), углеродную (WC) и кислородную (WO). В спектрах звезд WN преобладают линии азота, а в спектрах звезд WC и WO — линии углерода и кислорода соответственно. В спектрах звезд WN, WC и WO присутствуют линии гелия, а также (в случае WN и WC-звезд) слабые линии водорода. Во всех типах звезд WR содержание гелия значительно превышает содержание водорода, чем звезды WR радикально отличаются от обычных звезд, где содержание водорода составляет по массе 75%. Последовательность WN–WC–WO интерпретируется как эволюционная. Сразу после образования звезды WR из первоначально массивной звезды, ее атмосфера обогащена азотом в результате действия ядерных реакций CNO-цикла. По мере потери массы в виде ветра в звезде обнажаются слои, обогащенные углеродом в реакции превращения гелия в углерод (реакция тройного столкновения α-частиц). Звезда WN превращается в звезду WC. Дальнейшая потеря массы в виде ветра приводит к обнажению слоев звезды, обогащенных кислородом в реакции превращения углерода в кислород, и звезда WC переходит в стадию звезды WO. Примерно половина звезд WR входит в состав двойных WR+O систем, содержащих в качестве спутника массивную звезду спектрального класса O. Одна звезда WR открыта в составе короткопериодической рентгеновской двойной системы Cyg X-3, содержащей аккрецирующую черную дыру. Недавно была открыта вторая система такого типа в галактике IC 10. Это система IC 10 X-1, состоящая из звезды WR (азотной звезды раннего класса: WNE) и черной дыры. Орбитальный период системы $p \simeq 1{,}4554^{\mathrm{d}}$ (см. ниже). Это сильно подкрепляет сценарий эволюции массивных тесных двойных систем с обменом масс.

Поскольку звезды WR образуются из наиболее массивных звезд в результате потери их водородных оболочек, абсолютный возраст звезд WR относительно невелик — порядка нескольких миллионов лет. В то же время, так как звезды WR сильно «постарели» из-за значительной потери вещества, они находятся на поздней стадии эволюции, за которой следует коллапс ядра с образованием релятивистского объекта. Таким образом, выявляется тесная связь между эволюцией звезд WR и образованием нейтронных звезд и черных дыр, а также вспышками сверхновых звезд типа I b/c. В последние годы все более утверждается точка зрения о том, что коллапсы углеродно-кислородных ядер звезд WR, связанные с образованием предельно быстро вращающихся, керровских черных дыр в разных галактиках, могут быть источниками знаменитых и пока загадочных космических гамма-всплесков, при которых за несколько секунд времени выделяется гигантская энергия в гамма-диапазоне до 10^{51}–10^{53} эрг, что сопоставимо с энергией, выделяемой при аннигиляции целой солнечной массы ($3{,}6 \cdot 10^{54}$ эрг).

Моделирование атмосфер звезд WR должно учитывать большую протяженность атмосферы, сильные отклонения условий формирования спектра ее излучения от ЛТР и сильно сверхзвуковое поле скоростей в ней.

В настоящее время для анализа атмосфер звезд WR применяется так называемая стандартная модель (см. обзор: Hillier, 2003 и ссылки в нем). В этой модели предполагается, что протяженная атмосфера сферически симметрична, стационарна и однородна, что позволяет из уравнения неразрывности выразить распределение плотности вещества $\rho(r)$ через заданное поле скоростей $v(r)$ при известном темпе потери массы $\dot{M}$. Поскольку самосогласованной газодинамической модели истечения вещества в атмосфере пока не существует, поле скоростей $v(r)$, как уже отмечалось, задается «руками» в виде:

$$v\,(r) = V_\infty \left(1 - \frac{r_{\rm core}}{r}\right)^{\beta}, \tag{525}$$

где предельная скорость V_∞ определяется из исследования абсорбционных компонент эмиссионных линий типа P Cyg, а параметр β обычно принимается равным единице. Температурное распределение $T(r)$ в атмосфере находится из условия лучистого равновесия. Радиус «ядра» $r_{\rm core}$ звезды относится к оптической глубине $\tau = 20$ при использовании усредненного коэффициента поглощения (росселандово среднее). Эффективная температура «ядра» также относится к оптической глубине $\tau = 20$. Учитывается стратификация ионов в атмосфере и взаимодействие между непрерывным и линейчатым излучением. Перенос излучения в линиях рассчитывается в сопутствующей системе отсчета, причем учитываются такие эффекты, как диэлектронная рекомбинация и доплеровское перераспределение частот квантов при электронном рассеянии.

Рассмотрим уравнение переноса излучения в сопутствующей системе отсчета. Пусть ν — частота излучения в системе наблюдателя. Соответствующая частота в сопутствующей системе отсчета, связанной с данной точкой в атмосфере, равна

$$\nu_0 = \nu\left(1 - \mu\frac{v}{c}\right). \tag{526}$$

В системе отсчета, связанной с наблюдателем, дифференциальный оператор в уравнении переноса для плоской атмосферы

$$\mu\frac{dI_\nu}{dz} = -\chi_\nu I_\nu + \eta_\nu + \sigma_s N_s J_\nu \tag{527}$$

в стационарном случае действует при постоянной частоте ν. Здесь $\mu = \cos\theta$, χ_ν — учитывает поглощение и рассеяние, η_ν учитывает излучение, а последний член — излучение при рассеянии (σ_s — сечение рассеяния, N_s — концентрация рассеивающих частиц, J_ν — усредненная по углам интенсивность излучения). Однако при наличии градиента скоростей в атмосфере, если мы сместимся на расстояние Δz, сохраняя частоту фиксированной, то частота ν_0 в сопутствующей системе отсчета изменится, так как меняется скорость v: $\nu_0 = \nu_0(v, z)$. Поэтому можно записать (Михалас, 1980):

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}\right)_\nu = \left(\frac{\partial}{\partial z}\right)_{\nu_0} + \left(\frac{\partial \nu_0}{\partial z}\right)_v \left(\frac{\partial}{\partial \nu_0}\right)_{z_0}.$$

С точностью до членов порядка v/c выражение для частной производной $\left(\frac{\partial\nu_0}{dz}\right)_v$ можно переписать в виде

$$\left(\frac{\partial\nu_0}{dz}\right)_v = -\frac{\nu_0\mu_0}{c}\frac{\partial v}{dz}.$$

Подставляя эти выражения в уравнение переноса для плоской атмосферы (527), записанное в лабораторной системе отсчета, получим соответствующее уравнение переноса в сопутствующей системе отсчета (последним членом, ответственным за рассеяние, пренебрегаем):

$$\mu_0\frac{\partial I^o(z,\ \mu_0,\ \nu_0)}{\partial z} - \frac{\mu_0^2\nu_0^2}{c}\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial I^o(z,\ \mu_0,\ \nu_0)}{\partial\nu_0} = \eta^o(z,\ \nu_0) - \chi^o(z,\ \nu_0)\,I^o(z,\ \mu_0,\ \nu_0)\,, \tag{528}$$

где индекс «o» соответствует значениям величин в сопутствующей системе отсчета. Мы видим, что даже в случае плоской атмосферы уравнение переноса в сопутствующей системе отсчета является дифференциальным уравнением в частных производных.

Такие же преобразования уравнения переноса для сферической геометрии (522) позволяют записать следующее уравнение в сопутствующей системе отсчета (Михалас, 1980):

$$\mu_0\frac{\partial I^o(r,\ \mu_0,\ \nu_0)}{dr} + \frac{1-\mu_0^2}{r}\frac{\partial I^o(r,\ \mu_0,\ \nu_0)}{\partial\mu_0} - \frac{\nu_0 v}{cr}\left(1-\mu_0^2+\mu_0^2\frac{d\ln v}{d\ln r}\right)\frac{\partial I^o(r,\ \mu_0,\ \nu_0)}{\partial\nu_0} = \\ = \eta^o(r,\ \nu_0) - \chi^o(r,\ \nu_0)\,I^o(r,\ \mu_0,\ \nu_0)\,. \tag{529}$$

В этих уравнениях производная по частоте учитывает смещение частоты фотонов, измеряемой в сопутствующей системе. Например, в случае ускоренно расширяющейся атмосферы (производная $\partial v/\partial z$ или $\partial v/\partial r$ больше нуля) при перемещении из одной точки атмосферы в другую фотоны всегда испытывают систематическое красное смещение. При этом в случае плоской геометрии играют роль только градиенты скорости. В случае сферической геометрии даже при $v(r) = \mathrm{const}$ расходимость линий тока в атмосфере вызывает в этом случае появление поперечного градиента скоростей.

Естественно, для решения уравнений переноса в частных производных (528), (529) необходимо задать соответствующие граничные условия по пространственным координатам и начальные условия по частоте. Граничные условия по пространственной переменной r задаются, исходя из того, что на внешней границе $(r = R)$ отсутствует поток излучения, идущий снаружи внутрь атмосферы (эффект внешнего прогрева отсутствует), а на внутренней границе атмосферы, вблизи непрозрачного «ядра», для распространения фотонов справедливо диффузионное приближение. Начальные условия по частоте в случае ускоренно расширяющейся атмосферы $(dv/dr > 0)$ основываются на том, что в такой атмосфере фотоны в частотах линии, идущие из любой точки атмосферы, в сопутствующей системе отсчета всегда испытывают красное смещение. Поэтому все фотоны с частотой «голубого» края профиля линии должны быть фотонами непрерывного спектра.

Следует подчеркнуть, что в случае сферической протяженной атмосферы уравнение переноса в линиях в не-ЛТР-приближении решается точно, а не в соболевском приближении, так как современные компьютерные ресурсы позволяют это сделать.

Опишем кратко основную идею соболевского приближения, которое часто используется при решении ряда астрофизических задач. В случае протяженной атмосферы движущейся (расширяющейся) с градиентом скорости, как было показано В. В. Соболевым, проблема расчета спектра может быть значительно упрощена. Ввиду доплеровских смещений линий, обусловленных градиентом скорости в протяженной атмосфере, излучение в линиях от различных точек атмосферы даже в случае, когда оптическая толща в центре линии в сопутствующей системе отсчета велика, может выходить из атмосферы. Линейчатое излучение фиксированного малого элемента объема движущейся протяженной атмосферы слабо влияет на состояние ионизации и возбуждения других элементов объема атмосферы. Таким образом, в случае движущейся протяженной атмосферы решение уравнения переноса излучения в частотах линий существенно упрощается. Поскольку скорости макроскопического движения в протяженной атмосфере достигают сотен и тысяч км/с (что много больше скоростей тепловых движений атомов ~ 10–20 км/с), можно считать, что профили эмиссионных линий, формирующиеся в движущейся протяженной атмосфере, определяются в основном движением атмосферы. Влиянием других факторов на профиль линии в первом приближении можно пренебречь.

Если ввести систему координат xyz с началом в центре звезды и осью z, направленной к наблюдателю, и считать, что скорость макроскопического движения атомов в протяженной атмосфере $v(x,y,z) \gg u$, где u — средняя скорость тепловых движений атомов, то излучение с частотой ν придет к наблюдателю не от всей атмосферы, а только от некоторой узкой области, расположенной по обе стороны от поверхности равных лучевых скоростей, определяемой соотношением

$$\nu = \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v_z\,(x,\ y,\ z)\,, \tag{530}$$

где ν_{ik} — частота излучения в сопутствующей системе отсчета, $v_z(x,y,z)$ — проекция макроскопической скорости в протяженной атмосфере на ось z (луч зрения). В приближении Соболева, коэффициент излучения ε_{ik} считается постоянным в интервале частот $\nu_{ik} - \Delta\nu_{ik}/2 < \nu < \nu_{ik} + \Delta\nu_{ik}/2$, где $\Delta\nu_{ik} = 2(u/c)\nu_{ik}$, и равным нулю вне этого интервала. Границы области излучения отстоят от поверхности равных лучевых скоростей на расстояние, соответствующее изменению частоты на величину $\Delta\nu_{ik}/2$. Ввиду малости толщины области излучения $\Delta z = z_2 - z_1$ и малости тепловой скорости u по сравнению с величиной v, можно записать:

$$\Delta\nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c}\left|\frac{\partial v_z}{\partial z}\right|(z_2 - z_1)\,, \tag{531}$$

откуда следует:

$$z_2 - z_1 = \frac{2u}{|\partial v_z/dz|}. \tag{532}$$

Величина $\Delta z = (1/2)\ (z_2 - z_1)$ называется соболевской длиной. Таким образом, соболевская длина Δz — это такая длина в движущейся атмосфере, на которой набегает разность скоростей макроскопического движения, равная средней тепловой скорости движения частиц среды.

Пусть $I(x,y,\nu)$ — интенсивность излучения, выходящего в направлении наблюдателя из точки диска звезды с координатами x, y, в частоте ν внутри линии. Так как толщина слоя, испускающего излучение в частоте ν (разность $z_2 - z_1$), в большинстве случаев сравнительно мала (велик градиент скорости $\partial v_z/\partial$z), величины α_{ik} и ε_{ik} (коэффициенты поглощения и излучения в линии) можно считать постоянными внутри слоя вдоль луча зрения и равными их значениям на поверхности равных лучевых скоростей. Поэтому интенсивность излучения в линии $I_{ik}(x,y,\nu)$ можно выразить в виде

$$I_{ik}\,(x,\ y,\ \nu) = \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}}\left[1 - e^{-\alpha_{ik}(z_2 - z_1)}\right]. \tag{533}$$

Полная энергия, излучаемая протяженной атмосферой в частоте ν в единице телесного угла и в единицу времени, равна

$$E_{ik}(\nu) = \int\int I_{ik}(x,\ y,\ \nu)\ dx\,dy, \tag{534}$$

или, с учетом приведенных соотношений для $z_2 - z_1$ и $I_{ik}(x, y, \nu)$,

$$E_{ik}(\nu) = \int\int \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} \left[1 - \exp\left(-\frac{2u}{|\partial v_z/dz|}\alpha_{ik}\right)\right] dx\,dy, \tag{535}$$

где интегрирование производится по поверхности равных лучевых скоростей.

Для вычисления профиля эмиссионной линии по формуле (535) нужно знать распределение скоростей в протяженной атмосфере, а также распределение концентрации поглощающих и излучающих атомов, от которых зависят коэффициенты поглощения и излучения α_{ik} и ε_{ik}:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{n_k A_{ki} h\nu_{ik}}{4\pi\Delta\nu_{ik}}, \tag{536}$$

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h\nu_{ik}}{\Delta\nu_{ik} c}\left(1 - \frac{g_i}{g_k}\frac{n_k}{n_i}\right), \tag{537}$$

где A_{ki} и B_{ik} — эйнштейновские коэффициенты радиационных переходов, g_i, g_k — статистические веса уровней. Из связи между коэффициентами A_{ki} и B_{ik} следует:

$$\frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2}\frac{1}{\frac{g_k}{g_i}\frac{n_i}{n_k} - 1}. \tag{538}$$

Когда отношение n_i/n_k определяется формулой Больцмана, это соотношение переходит в функцию Планка.

Когда область формирования линии находится близко к звезде, часть удаляющейся от наблюдателя атмосферы экранируется телом звезды, и профиль линии излучения становится несимметричным и смещенным в синюю сторону спектра (см. рис. 208). Если же протяженная атмосфера непрозрачна для собственного излучения в линии, то в передней части протяженной атмосферы возникает линия поглощения, смещенная в синюю сторону спектра. Эмиссионная линия, формирующаяся во всей протяженной атмосфере, накладывается на линию поглощения, в результате чего возникает характерный для расширяющихся атмосфер профиль линии типа P Cyg (по имени звезды P Cyg — горячего сверхгиганта, в спектре которого наблюдаются такие сложные профили эмиссионных линий), см. рис. 209.

Для нахождения концентрации поглощающих и излучающих атомов необходимо решать систему уравнений стационарности для атомных уровней. Если бы в атмосфере не было градиента скорости, нужно было бы решать систему уравнений с учетом непрозрачности протяженной атмосферы для излучения в линиях, т. е. решать систему, включающую в себя, наряду с уравнениями стационарности для каждого атомного уровня, также и уравнение переноса излучения в каждой линии. Однако, как было показано Соболевым, если градиент скорости движения вещества в протяженной атмосфере достаточно велик по сравнению с тепловыми скоростями атомов, задача вычисления концентраций поглощающих и излучающих атомов существенно упрощается.

При наличии градиента скоростей в протяженной атмосфере некоторая часть квантов излучения в линии выходит из атмосферы вследствие доплеровского изменения частоты фотона. Эту долю квантов в линии, покидающих атмосферу, обозначают как β_{ik}. В этом случае число переходов $k \to i$ будет больше числа переходов $i \to k$

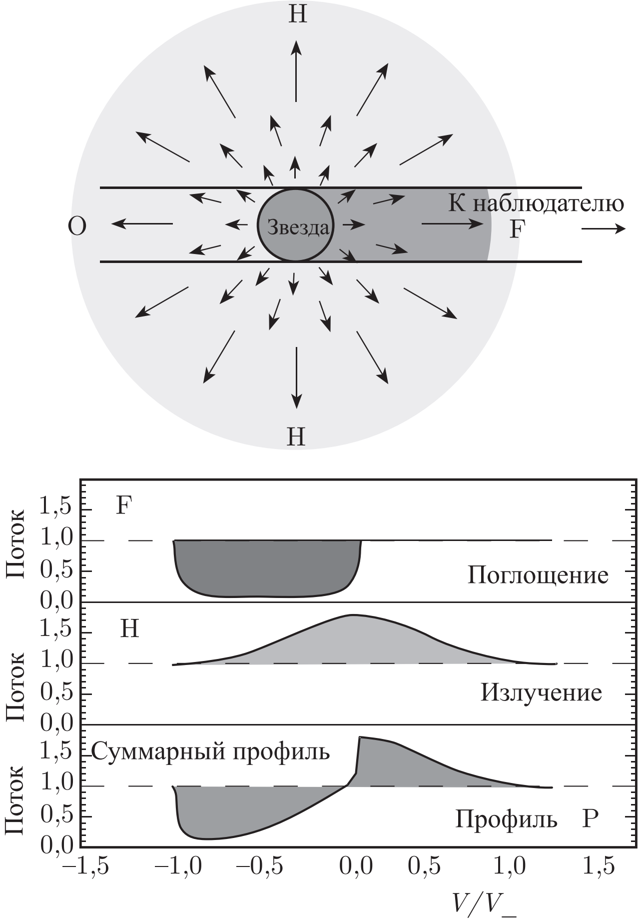


Рис. 208. Геометрия протяженной расширяющейся атмосферы. Внизу показаны соответствующие профили линий поглощения и излучения, а также результирующий наблюдаемый профиль линии от звезды с протяженной расширяющейся атмосферой

на величину $n_k A_{ki} \beta_{ik}$. Так как число переходов атомов из состояния k во все другие состояния должно равняться числу переходов в состояние i, то уравнение стационарности может быть записано в следующем виде:

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ki} + n_i B_{ic} \rho_{ic} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ik} + n_e n^+ C_i \left(T_e\right), \tag{539}$$

где $n_i B_{ic} \rho_{ic}$ — число ионизаций из i-го состояния под действием излучения горячего «ядра» с плотностью ρ_{ic}. Величины ρ_{ic} можно считать известными из модели протяженной атмосферы в непрерывном спектре. В простейшем случае можно положить величину ρ_{ic} равной

$$\rho_{ic} = W \rho_{ic}^*,$$

где ρ_{ic}^* — плотность излучения «ядра» звезды за границей i-й серии, $W = (1/2)\left[1 - \sqrt{1 - (R_*/r)^2}\right]$ — фактор дилюции излучения «ядра» звезды

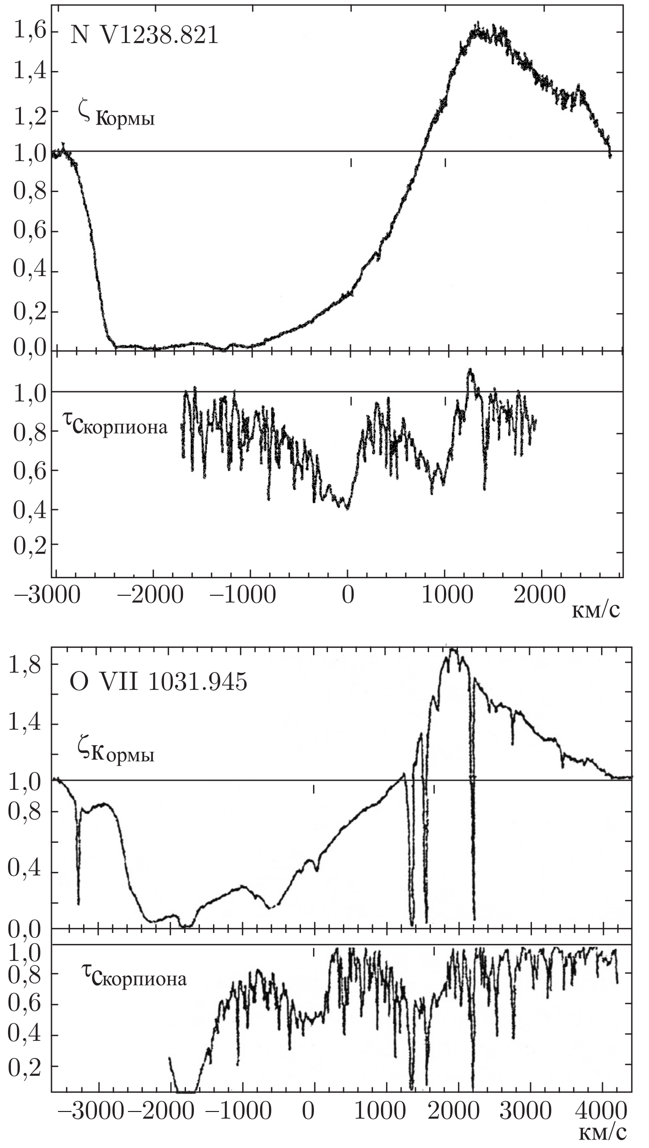


Рис. 209. Наблюдаемые профили линий типа P Cyg в ультрафиолетовых спектрах ряда горячих звезд с истекающими в виде звездного ветра атмосферами. Лабораторная длина волны каждой линии отмечена черточкой. По оси абсцисс отложены скорости движения, рассчитанные в соответствии с эффектом Доплера

радиусом R_*. В приведенном уравнении стационарности член $n_e n^+ C_i(T_e)$ описывает число захватов электронов с электронной температурой T_e на i-й уровень в 1 см^3 за 1 с (радиационная рекомбинация). Ролью столкновений в уравнении стационарности пренебрегается.

При известном градиенте скоростей в протяженной атмосфере величина параметра ускользания квантов β_{ik}, как показано Соболевым, выражается следующей формулой:

$$\beta_{ik} = \int \left[1 - \exp\left(-\frac{2u}{|\partial v_z/\partial z|}\alpha_{ik}\right)\right] \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left|\frac{\partial v_z}{\partial z}\right| \frac{d\omega}{4\pi}, \tag{540}$$

и может быть вычислена для заданного поля скоростей в протяженной атмосфере. Решая уравнение стационарности совместно с выражением для β_{ik}, можно определить населенности уровней поглощающих и излучающих атомов для разных частей протяженной атмосферы. Тогда полная интенсивность линии определяется выражением

$$E_{ki} = A_{ki} h\nu_{ik} \int\int\int n_k \beta_{ik}\, d\nu. \tag{541}$$

Таким образом, блестящая идея Соболева использовать градиент скоростей в протяженной атмосфере, позволяет определить интенсивность спектральных линий, не решая уравнение переноса излучения в линии, что сильно упрощает задачу спектральной диагностики плазмы протяженных движущихся звездных атмосфер.

В современной стандартной модели протяженной атмосферы, благодаря использованию мощных компьютерных ресурсов, как уже отмечалось выше, можно решать уравнения переноса в линиях в не-ЛТР-приближении точно, не используя соболевское приближение. В этих расчетах используются сложные модели атомов He, C, N, O, учитывающие несколько сотен энергетических уровней и около десяти тысяч переходов между ними. В новейших версиях моделей учитывается также покровный эффект линиями металлов (железа, никеля и т. п.). Кроме того, учитывается диффузия фотонов в важнейших резонансных линиях в атмосфере, которая существенно влияет на ее ионизационную структуру. Дело в том, что диффузия резонансных фотонов в атмосфере поддерживает сравнительно высокую населенность второго уровня энергии у ионов, что облегчает ионизацию вещества ультрафиолетовыми квантами горячего «ядра» звезды WR. В старых работах предполагалось, что ионизация происходит главным образом из основного состояния, что требовало очень высокой температуры «ядра» (Рублев, 1974).

Эта стандартная модель в течение последних лет активно применялась для исследования характеристик звездных ветров звезд WR разных типов, темпов потери массы $\dot{M}$, для определения радиусов и эффективных температур «ядер» звезд WR, а также для изучения химического состава протяженных атмосфер звезд WR-типов WN, WC и WO. На рис. 210, заимствованном из работы (Hamann and Koesterke, 1996), приведено сравнение наблюдаемого спектра пекулярной звезды WR-класса WN3pec-w с теоретическим спектром, рассчитанным в широком диапазоне спектра — от УФ- до ближайшего ИК-диапазонов (λ 1200–7000 Å). Несмотря на огромную широту спектрального диапазона, и непрерывный спектр, и эмиссионные линии хорошо описываются теоретическим спектром, что позволяет надежно определить важнейшие характеристики звезд WR.

В табл. 75 (см. Hamann and Koesterke, 1996) приведены определения содержания водорода, азота, углерода и кислорода в атмосферах WR-звезд азотной последовательности, выполненные на основе применения стандартной модели. Видно, что во всех случаях содержание водорода по массе существенно меньше, чем на Солнце ($\sim$ 75%), а для ряда звезд WR содержание водорода близко к нулю. Кроме того, выявляется антикорреляция между содержанием водорода и содержанием азота: с уменьшением обилия водорода обилие азота возрастает (см. рис. 211). Данные табл. 75 и рис. 211 позволяют сделать уверенный вывод о том, что звезды WR — это гелиевые остатки первоначально массивных звезд, вещество атмосфер которых показывает явные признаки переработки в термоядерном CNO-цикле.

Несмотря на успехи применения стандартной модели к анализу спектров звезд WR, она нуждается в улучшении путем учета ряда новых факторов.

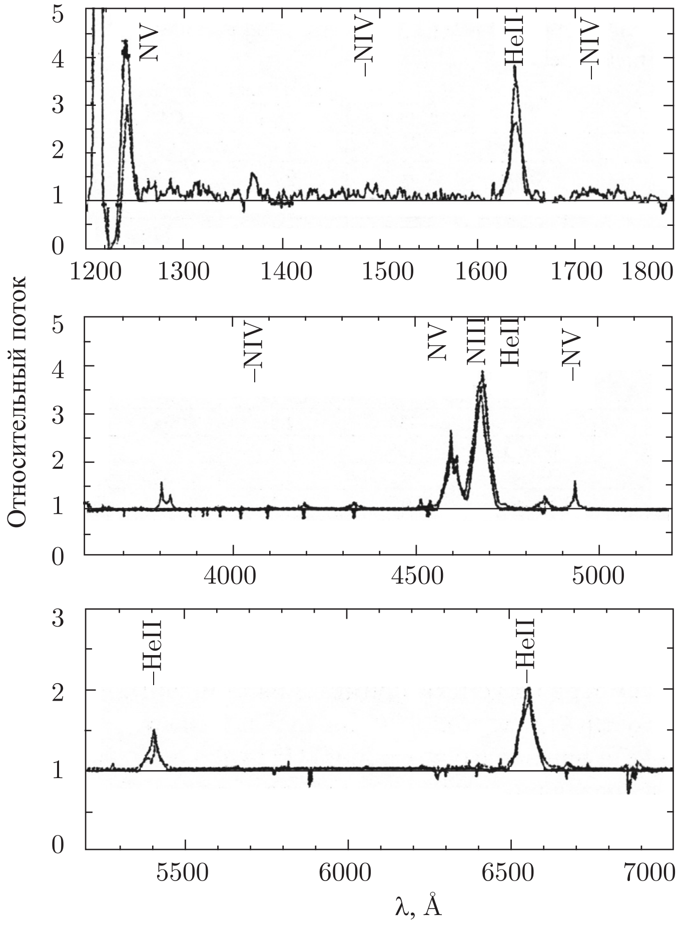


Рис. 210. Наблюдаемый спектр звезды WR46 спектрального класса WN3pec в диапазоне λ 1200–7000 Å (сплошная жирная линия). Тонкой линией показан теоретический спектр, рассчитанный при температуре «ядра» звезды $T_* = 100\,000$ К, радиусе «ядра» $R_* = 2{,}5R_\odot$ и предельной скорости истечения звездного ветра $v_\infty = 2300$ км/с. Принят гелиевый химсостав с добавкой азота (1,5% по массе). (Из работы Hamann and Koesterke, 1996)

Прежде всего, как выяснилось (Черепащук, 1990), звездный ветер звезд WR не является непрерывным, а имеет клочковатую, облачную структуру. В рамках стандартной модели обычно получаются весьма высокие темпы потери массы звездами WR, вплоть до $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_\odot/$ год. В этом случае ветер звезды WR такой плотный, что абсорбционные P Cyg компоненты у некоторых эмиссионных линий получаются очень сильными, что не согласуется с наблюдениями. Кроме того, из-за большой электронной плотности в протяженной атмосфере в случае таких больших значений $\dot{M}$ у ряда эмиссионных линий появляются протяженные и интенсивные крылья, обусловленные рассеянием линейчатого излучения на свободных электронах (тепловые скорости электронов из-за их малой массы могут достигать значений порядка тысячи км/с). Это также не согласуется с наблюдениями. Поэтому в современных не-ЛТР-моделях протяженных атмосфер грубо учитывается клочковатость ветра звезды WR с некоторой скважностью, которая является

Таблица 75

Химический состав звезд WN, полученный с применением стандартной модели

Звезда	Тип	Содержание (по массе)			
		H[%]	N[%]	C[%]	O[%]
WR25	WN7abs	53	0,4	0,03	—
WR24	WN7abs	44	0,7	0,05	—
WR22	WN7abs	44	1,0	0,03	—
WR156	WN8	27	1,7	0,20	—
WR16	WN8	20	1,6	0,01	—
WR128	WN4-w	14	1,4	0,06	0,08
WR152	WN4-w	14	1,4	0,06	0,08
WR40	WN8	15	1,7	0,01	—
WR78	WN7	11	1,7	0,03	—
WR124	WN8	13	1,2	0,03	—
WR136	WN6-s	12	1,5	—	—
WR123	WN8	0	1,7	0,05	—
WR46	WN3pec-w	0	2,1	0,05	0,24
WR8	WN/WC	0	2,6	6	3
R84	WN9	38	0,6	0,02	—
BE381	WN9	33	0,6	0,04	—
HDE269927c	WN9	30	0,6	0,04	—
SK-66°40	WN10	46	0,3	0,08	—

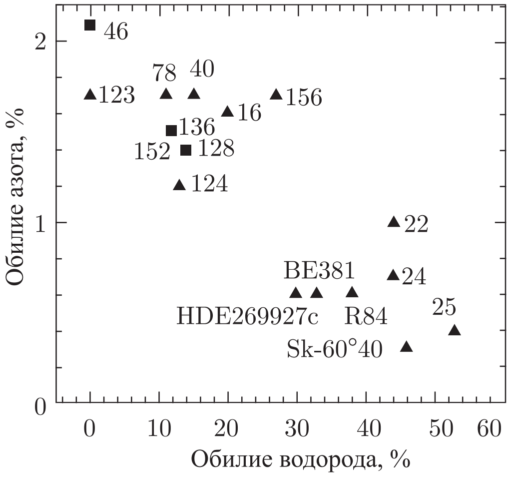


Рис. 211. Обилие азота в зависимости от обилия водорода в атмосферах звезд WR азотной последовательности. С уменьшением обилия водорода обилие азота возрастает. Цифрами указаны номера звезд WR в каталогах. (Из работы Hamann and Koesterke, 1996)

свободным параметром (обычно параметр скважности плотных облачков в атмосфере принимается равным $\sim 0{,}1$). На рис. 212 показаны результаты сравнения спектров протяженной атмосферы звезды WR, рассчитанных для непрерывного ветра (стандартная модель) и клочковатого ветра.

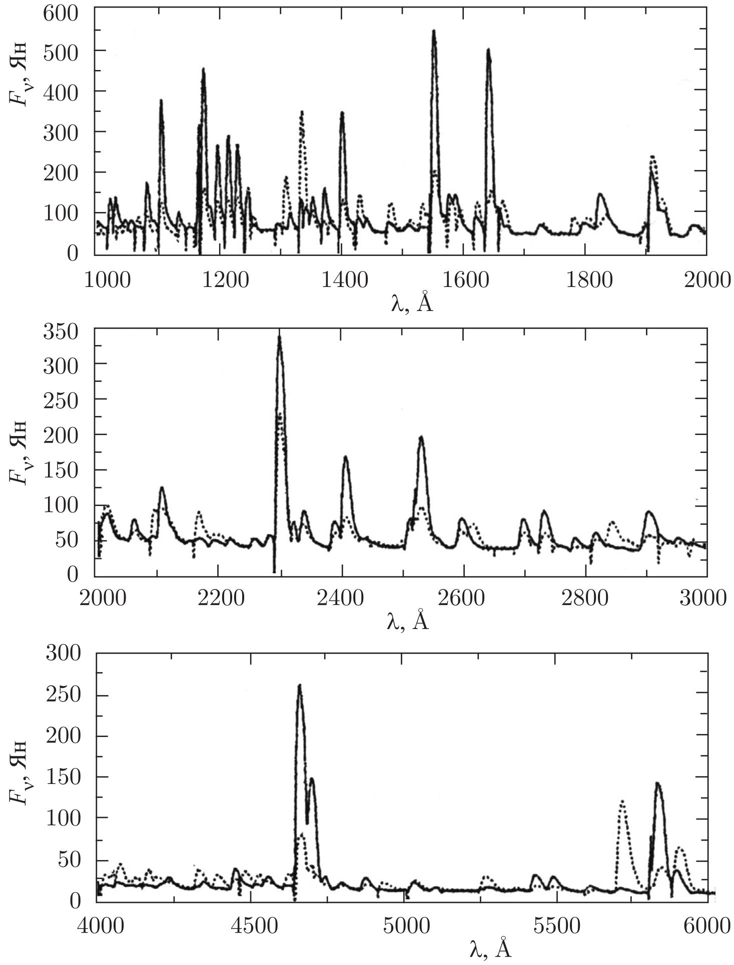


Рис. 212. Сравнение теоретических спектров звезды WR, рассчитанных в рамках стандартной модели (сплошная линия) и с учетом клочковатости вещества протяженной атмосферы (параметр скважности плотных облачков в атмосфере принят равным 0,1). (Из работы Hillier, 1996)

Второе улучшение стандартной модели состоит в детальном не-ЛТР-учете покровного эффекта от многих линий металлов (так называемого эффекта не-ЛТР-бланкетирования линий). Благодаря покровному эффекту часть радиации в атмосфере отбрасывается назад и дополнительно нагревает внутренние слои атмосферы, меняя температурное распределение в ней. Учет покровного эффекта позволяет улучшить согласие теоретических спектров звезд WR с наблюдаемыми, особенно в УФ-области спектра.

На рис. 213 показано сравнение наблюдаемого спектра звезды WR углеродной последовательности спектрального класса WC5 (HD165763) с теоретическим спектром, рассчитанным в рамках улучшенной стандартной модели. В очень широком диапазоне длин волн (λ 1200–7000 Å), за редкими исключениями, имеется хорошее согласие между наблюдаемым и теоретическим линейчатым и непрерывным спектрами.

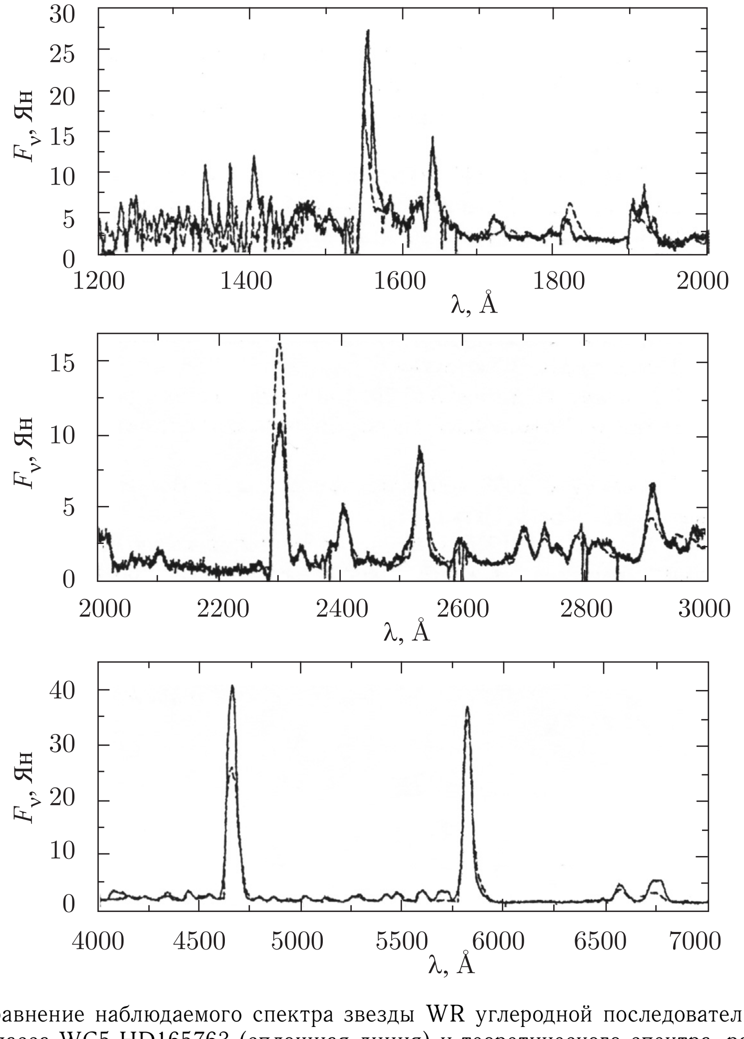


Рис. 213. Сравнение наблюдаемого спектра звезды WR углеродной последовательности спектрального класса WC5 HD165763 (сплошная линия) и теоретического спектра, рассчитанного в рамках улучшенной стандартной модели. (Из работы Hillier, 1996)

Ввиду того, что в модели звездного ветра звезды WR, применяемой для улучшения стандартной модели атмосферы, есть ряд свободных параметров (например, параметр скважности плотных облачков, параметр β, характеризующий закон нарастания скорости вещества в атмосфере с расстоянием от центра звезды WR и т. п.), такая важнейшая характеристика звезды WR, как радиус ее «ядра», находится из анализа спектральных данных со значительной неопределенностью. Поэтому для выявления эволюционного статуса звезд WR представляются весьма важными независимые оценки радиусов «ядер» звезд WR и их эффективных температур из анализа затмений в тесных двойных звездных системах.

Свыше 40% звезд WR входит в состав двойных систем. Некоторые из них (например, V 444 Cyg, CQ Cep, CV Ser, CX Cep и др.) являются затменными двойными системами WR+O, состоящими из звезды WR с протяженной атмосферой и «нормальной» горячей звезды с тонкой атмосферой спектрального класса O. Забегая вперед, отметим, что результаты анализа наблюдений звезд WR в тесных двойных системах в целом подтверждают результаты спектральной диагностики плазмы звездных ветров звезд WR.

В отличие от тонких звездных атмосфер, для которых теория детально разработана и дает законы потемнения к краю, которые хорошо параметризуются и могут быть эффективно использованы при интерпретации кривых блеска затменных систем (см. ч. I монографии), теория протяженных звездных атмосфер не позволяет дать универсальные параметрические законы для распределения яркости по диску звезды. Первая попытка использовать параметрический закон Козырева–Чандрасекара (Kozirev, 1934, Chandrasekhar, 1934) для анализа кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами была сделана Шульбергом (1971). Дальнейшее развитие теории протяженных звездных атмосфер показало, что закон Козырева–Чандрасекара, дающий распределение яркости по диску звезды с протяженной электронно рассеивающей атмосферой со степенным распределением коэффициента поглощения, сильно модифицируется, причем характер этой модификации критично зависит от деталей строения протяженной атмосферы (см., например, Пустыльник, 1969, Watanabe and Kodaira 1979, Schmid-Burgk et al., 1981, Hartmann, 1978, Hamman and Schwarz, 1992).

Обзор по методам анализа кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами в рамках параметрических моделей приведен в книге Гончарского и др. (1978).

Таким образом, ввиду отсутствия возможности универсальной параметризации закона потемнения к краю для звезд с протяженными атмосферами, возникла необходимость разработки методов решения кривых блеска затменных систем в рамках непараметрических моделей. Впервые такой подход был продемонстрирован в работе Копала (Kopal, 1946). Им было решено интегральное уравнение для потери блеска при атмосферном затмении в двойной системе ζ Aur. При фиксированных геометрических параметрах r_2, i (r_2 — радиус спутника — нормальной звезды с тонкой атмосферой, i — наклонение орбиты) Копал восстановил функцию распределения непрозрачности в протяженной атмосфере K-гиганта. Затем этот метод был развит в работе Копала и Шепли (Kopal and Shapley, 1946) и применен к анализу атмосферного затмения в системе WR+O V444 Cyg. Копал (Kopal, 1946) впервые столкнулся с некорректностью обратной задачи интерпретации атмосферного затмения, и чтобы получить устойчивое приближение к точному решению, он использовал процедуру сглаживания приближенного решения с помощью специальных полиномов.

В 1964 г. Черепащук в своей дипломной работе при окончании физического факультета МГУ (Черепащук, 1966) показал, что в случае достаточно глубоких затмений, если решать совместно интегральные уравнения, описывающие оба минимума кривой блеска затменной системы с протяженной атмосферой, то можно, в принципе, однозначно определить из одной кривой блеска как две функции, выражающие распределение яркости и свойств непрозрачности по диску пекулярной звезды, так и два параметра r_2, i, т. е. получить полное и единственное решение кривой блеска. Поскольку распределение яркости по диску звезды с протяженной атмосферой в этом случае восстанавливается однозначно и практически независимо от модели протяженной атмосферы, затменная двойная система с достаточно глубокими затмениями компонент может рассматриваться как сверхмощный телескоп, позволяющий независимо от расстояния до системы получать изображение пекулярной звезды (в сферически-симметричном приближении).

В 1967 г. вышла работа Черепащука и др. (1967), где для решения интегральных уравнений для потери блеска в затменной системе V444 Cyg был впервые применен научно-обоснованный метод решения некорректных задач — метод регуляризации, развитый А. Н. Тихоновым (1963а,б).

В 1973 г. в работе Черепащука (1973а) был обоснован и сформулирован достаточный критерий, по которому до решения кривой блеска и независимо от конкретных значений параметров затменной двойной системы можно судить о том, допускает ли данная затменная система полное и единственное решение задачи интерпретации кривой блеска.

С этого времени (1973) теория интерпретации кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами начала активно развиваться. Эта теория и результаты ее применения изложены нами в двух монографиях (Гончарский и др., 1978, 1985, см. также обзор Cherepashchuk, 2005). Здесь мы изложим основы метода и новейшие результаты его применения.

3. Постановка задачи

Рассмотрим затменную двойную систему, состоящую из двух сферических звезд на круговых орбитах. Эффектами отражения и эллипсоидальности пренебрегаем (они могут быть учтены, если это необходимо, с помощью методов ректификации кривой блеска описанных в ч. I монографии). Для общности, предположим, что обе компоненты системы являются пекулярными, т. е. обладают протяженными сферическими атмосферами, свойства которых неизвестны. Примем блеск системы вне затмений за единицу, радиус относительной орбиты системы также положим равным единице. Удобно перейти в плоскость, перпендикулярную лучу зрения (картинную плоскость). В этой плоскости происходит перемещение дисков компонент. Пусть i — наклонение орбиты (угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты), Δ — расстояние между центрами дисков звезд на картинной плоскости. Пусть θ — угол относительного поворота компонент, определяемый из наблюдений:

$$\theta = 360^\circ \frac{t - t_0}{P},$$

где P — орбитальный период, t — текущее время, t_0 — момент соединения компонент, в случае круговой орбиты, совпадающий с моментом минимума блеска при затмении (обычно считают, что это главный, более глубокий минимум). Как известно (см. выше), для круговой орбиты

$$\Delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta. \qquad (542)$$

В нашей модели распределения яркости и непрозрачности по дискам обеих звезд обладают радиальной симметрией. Введем на диске каждой из компонент систему полярных координат с началом в центре диска (ξ, φ) и (ρ, ψ). Здесь ξ и ρ — полярные расстояния на диске первой и второй компоненты соответственно, φ, ψ — соответствующие полярные углы, отсчитываемые от линии, соединяющей центры дисков (см. рис. 214). Для удобства дальнейших обозначений всем величинам, характеризующим первую компоненту, на диске которой введена полярная система координат (ξ, φ), припишем значок ξ, а величинам, характеризующим вторую компоненту — значок ρ. Обозначим через $r_{\xi a}$, $r_{\rho a}$ — полные радиусы дисков поглощения, через

$r_{\xi c}$, $r_{\rho c}$ — полные радиусы дисков излучения. Полный радиус определим нулем соответствующей функции распределения физических характеристик по диску звезды. В случае, когда атмосферы звезд тонкие, $r_{\xi a} = r_{\xi c} = r_\xi$, $r_{\rho a} = r_{\rho c} = r_\rho$. В случае, когда у звезды с индексом ξ есть протяженная атмосфера, $r_{\xi a} \neq r_{\xi c}$. Следует подчеркнуть, что в случае протяженных атмосфер их полные радиусы $r_{\xi a}$, $r_{\xi c}$, $r_{\rho a}$, $r_{\rho c}$ отнюдь не характеризуют размеры тела звезды, содержащего основную часть массы («ядра» или «собственно звезды»). Об определении радиуса «собственно звезды» будет сказано ниже.

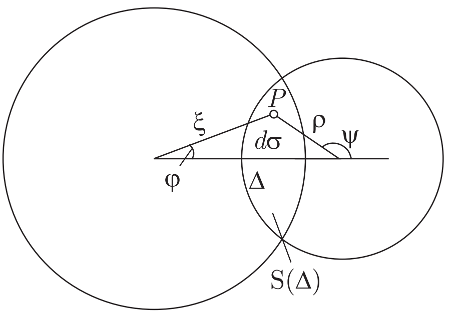


Рис. 214. К выводу основных уравнений теории затменных двойных звезд

Введем на диске каждой из компонент две функции: $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$; $I_c(\rho)$, $I_a(\rho)$. Функции $I_c(\xi)$ и $I_c(\rho)$ описывают распределение яркости по диску первой и второй компонент. Функции $I_a(\xi)$ и $I_a(\rho)$ выражают распределение непрозрачности диска каждой из компонент при рассматривании его «напросвет». Светимости звезд обозначим через L_ξ и L_ρ, нормировав их таким образом, чтобы

$$L_\xi + L_\rho = 2\pi \int\limits_0^{r_{\xi c}} I_c\,(\xi)\,\xi\,d\xi + 2\pi \int\limits_0^{r_{\rho c}} I_c\,(\rho)\,\rho\,d\rho = 1. \tag{543}$$

Считая, что каждая из компонент не полностью непрозрачна, учтем поглощение в теле «передней» компоненты. Пусть впереди расположена компонента с индексом ξ. Обратимся к рис. 214. Площадка $d\sigma$ испускает в направлении к наблюдателю в телесный угол $d\omega$ излучение $I_c(\rho)\,d\sigma\,d\omega$. Обозначая через $\tau(\xi)$ оптическую толщу на пути луча зрения в теле «передней» звезды, видим, что до наблюдателя дойдет поток $I_c(\rho)e^{-\tau(\xi)}\ d\sigma d\omega$, и световая мощность, поглощенная в теле «передней» звезды, равна

$$I_c(\rho)[1 - e^{-\tau(\xi)}]d\sigma d\omega = I_c(\rho)I_a(\xi)d\sigma d\omega,$$

где

$$I_a(\xi) = 1 - e^{-\tau(\xi)}.$$

Таким образом, мы пояснили смысл введенной нами ранее функции $I_a(\xi)$. Совершенно аналогично можно получить выражение для функции $I_a(\rho)$:

$$I_a(\rho) = 1 - e^{-\tau(\rho)}.$$

Отметим, что возникающее переизлучение поглощенной лучистой энергии эквивалентно эффекту отражения, и мы будем считать его учтенным при ректификации кривой блеска. Действительно, записав уравнение переноса

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu,$$

где ds — элемент пути, α_ν и ε_ν — объемные коэффициенты поглощения и излучения соответственно, и разрешив его относительно интенсивности I_ν, получим (Соболев, 1967):

$$I_\nu\,(s) = I_\nu\,(0) \exp\left[-\int\limits_0^s \alpha_\nu\,(s')\,ds'\right] + \int\limits_0^s \varepsilon_\nu\,(s') \exp\left[-\int\limits_{s'}^s \alpha_\nu\,(s'')\,ds''\right] ds'. \tag{544}$$

Видно, что интенсивность выходящего излучения $I_\nu(s)$ состоит из двух частей: первая есть интенсивность исходного излучения $I_\nu(0)$, ослабленного в результате поглощения на пути от 0 до s (функция $I_c(\rho)e^{-\tau(\xi)}\,d\sigma\,d\omega$ в нашем случае, или функция $I_c(\xi)e^{-\tau(\rho)}$); вторая часть — интенсивность излучения, обусловленная испусканием лучистой энергии на пути от 0 до s с последующим ослаблением ее вследствие поглощения на пути от точки испускания s' до текущей точки s. Второй член формулы (544) учитывает переизлучение поглощенной лучистой энергии. Поскольку этот член входит в выражение для выходящей интенсивности (544) аддитивно, его можно учесть при ректификации кривой блеска. Следует оговориться, что это, строго говоря, справедливо лишь в том случае, если имеет место истинное поглощение (α_ν — коэффициент истинного поглощения). Если в среде, помимо истинного поглощения, имеет место также и рассеяние излучения, то поскольку коэффициент излучения при рассеянии определяется произведением сечения рассеяния на среднюю интенсивность излучения $\overline{I}_\nu$, уравнение переноса становится интегро-дифференциальным, и простая связь между поглощенной и переизлучаемой радиацией в выражении для выходящей интенсивности (544) нарушается. В данном случае спасает то обстоятельство, что при интерпретации кривой затмения мы восстанавливаем структуру внешних частей протяженной атмосферы, где оптическая глубина меньше единицы. Кроме того, в случае, когда компоненты затменной двойной системы имеют не сильно отличающиеся температуры (что характерно для двойных систем WR+O), амплитуда эффекта отражения относительно мала (см. выше). Поэтому применение процедуры ректификации дает удовлетворительные результаты и при наличии процессов рассеяния в атмосфере облучаемой звезды.

Потеря блеска при затмении, т. е. при взаимном перекрытии дисков звезд (которые в общем случае полупрозрачны), выразится интегралом по области перекрытия $S(\Delta)$ (напомним, что Δ — расстояние между центрами дисков звезд, выраженное в долях радиуса относительной орбиты системы):

$$L_\xi + L_\rho - l_1(\Delta) = 1 - l_1(\Delta) = \iint\limits_{S(\Delta)} I_c(\rho)\, I_a(\xi)\, d\sigma, \tag{545}$$

где $l_1(\Delta)$ — блеск системы в данном минимуме кривой блеска (когда компонента с индексом ξ впереди), функции $I_a(\xi)$ и $I_c(\rho)$ рассматриваются в точке P (см. рис. 214), т. е. в точках $(\xi,\ \varphi)$ и $(\rho,\ \psi)$, лежащих на одном луче зрения. Здесь и далее блеск системы и светимости компонент отнесены к единичному телесному углу.

В фазах другого минимума кривой блеска (когда впереди компонента с индексом ρ) аналогично имеем:

$$1 - l_2(\Delta) = \iint\limits_{S(\Delta)} I_c(\xi)\, I_a(\rho)\, d\sigma. \tag{546}$$

Связь между переменными Δ и θ задается формулой (542).

Уравнения (543), (545), (546) полностью определяют кривую блеска при минимальных модельных предположениях (две сферические звезды на круговых орбитах). Для удобства дальнейшего изложения выпишем отдельно нашу систему уравнений:

$$1 - l_1(\Delta) = \iint\limits_{S(\Delta)} I_c(\rho)\, I_a(\xi)\, d\sigma, \tag{547}$$

$$1 - l_2(\Delta) = \iint\limits_{S(\Delta)} I_c(\xi)\, I_a(\rho)\, d\sigma, \tag{548}$$

$$2\pi \int\limits_0^{r_{\xi c}} I_c(\xi)\,\xi d\xi + 2\pi \int\limits_0^{r_{\rho c}} I_c(\rho)\,\rho d\rho = 1, \tag{549}$$

$$\Delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta. \tag{550}$$

Рассмотрим вначале систему уравнений (547)–(550) при фиксированных значениях геометрических параметров. Поскольку кривая блеска имеет лишь два минимума, мы имеем только два интегральных уравнения (547), (548), связывающие между собой четыре функции: $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, $I_a(\rho)$, $I_c(\rho)$. Поэтому без задания по крайней мере двух функций, входящих в разные интегральные уравнения, система (547)–(549) незамкнута, т. е. число неизвестных превышает число уравнений. Необходимость постулирования двух функций накладывает ограничения на модели тесной звездной пары, которые допускают однозначную интерпретацию кривой блеска. Например, кривая блеска системы из двух звезд, каждая из которых обладает протяженной атмосферой неизвестной структуры, не может быть интерпретирована однозначно, поскольку в этом случае все четыре функции неизвестны.

Можно выделить две модели затменной системы, для которых возможно получение замкнутой системы интегральных уравнений (547), (548) при фиксированных значениях геометрических параметров.

1. Классическая модель. Это модель двух шаровых абсолютно непрозрачных компонент с резкими краями (тонкими атмосферами) и произвольным радиально-симметричным распределением яркости по дискам. В этом случае известны априори две функции:

$$I_a(\xi) = \begin{cases} 1 \text{ для } 0 \leqslant \xi \leqslant r_{\xi a}, \\ 0 \text{ для } \xi > r_{\xi a}, \end{cases} \qquad I_a(\rho) = \begin{cases} 1 \text{ для } 0 \leqslant \rho \leqslant r_{\rho a}, \\ 0 \text{ для } \rho > r_{\rho a}. \end{cases}$$

Классическая модель является естественным обобщением рассмотренной выше стандартной модели затменной системы, в которой постулируется линейный или какой-либо другой параметризованный закон потемнения к краю. В случае классической модели закон потемнения (т. е. функции $I_c(\xi)$, $I_c(\rho)$) не постулируются, а находятся путем решения интегральных уравнений (547), (548) (Черепащук и др., 1968).

2. Полуклассическая модель. В этом случае система состоит из «нормальной» звезды с тонкой атмосферой и известным законом потемнения и пекулярной звезды с протяженной сферической атмосферой, свойства которой неизвестны и подлежат определению из кривой блеска. Очевидно, в этом случае известны обе функции, описывающие структуру диска нормальной компоненты: $I_c(\rho)$, $I_a(\rho)$. Неизвестными в полуклассической модели являются свойства излучения и поглощения света диском пекулярной компоненты — функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$. Они определяются замкнутой системой интегральных уравнений (547), (548) при фиксированных значениях геометрических параметров. Заметим, что в полуклассической модели не делается никаких модельных предположений о структуре протяженной атмосферы, кроме ее сферичности. Полуклассическая модель может быть обобщена на случай дискообразной протяженной атмосферы (см. монографии: Гончарский и др., 1978, 1985).

Рассмотрим теперь вопрос об определении значений геометрических параметров из кривой блеска. Интегральные уравнения (547), (548) определяют две функции с точностью до совокупности параметров-радиусов компонент, наклонения орбиты и т. п. Поэтому для однозначного определения значений этих геометрических параметров и связанных с ними функций необходимо добавить к интегральным уравнениям (547), (548) соответствующее количество дополнительных условий, например, таких, как условие нормировки (549).

Таким образом, в случае классической и полуклассической модели кривая блеска при затмении определяет два многопараметрических класса одномерных функций, которые получаются путем решения интегральных уравнений (547), (548) при различных значениях геометрических параметров. Применение достаточного количества дополнительных условий отбирает из этих двух классов единственную пару функций и связанный с ними набор параметров. Мы видим, что, в отличие от классических методов решения кривых блеска затменных систем, которые минимизируют функционал невязки, зависящий лишь от конечного числа параметров, в нашем методе минимизируется функционал невязки, зависящий как от функций, так и от параметров. Поэтому наш метод является естественным обобщением классического метода решения кривых блеска затменных систем (см. выше).

Количество дополнительных условий для нахождения геометрических параметров, определяемое одной кривой блеска, зависит от того, какая максимальная часть дисков звезд перекрывается при затмениях (Черепащук, 1966, 1971). Рассмотрим этот вопрос на примере частных затмений в полуклассической модели. Для использования уравнения (549) (условие нормировки суммарной светимости компонент на единицу) с целью определения геометрических параметров необходимо знать функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ на всем диске пекулярной звезды для $0 \leqslant \xi \leqslant r_{\xi c}$ и $0 \leqslant \xi \leqslant r_{\xi a}$. В этом случае после вычисления квадратур уравнение (549) можно рассматривать как нелинейное алгебраическое уравнение относительно искомых параметров $r_{\xi c}$, $r_{\xi a}$, i, $r_{\rho c}$, $r_{\rho a}$. Эти параметры входят в уравнение (549) неявно, через функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$, которые зависят от геометрических параметров через посредство интегральных уравнений (547), (548). Очевидно, определить функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ из интегральных уравнений (547), (548) для $0 \leqslant \xi \leqslant r_{\xi c}$ и $0 \leqslant \xi \leqslant r_{\xi a}$ не всегда представляется возможным, поскольку в случае очень частных, неглубоких затмений центральные части дисков звезд могут не перекрываться при затмении (в случае параметрического задания искомых функций это не очень важно, поскольку число искомых параметров много меньше числа точек на кривой блеска). В связи с этим, рассмотрим два случая: $\cos i > r_\rho$ и $\cos i \leqslant r_\rho$, где r_ρ — радиус нормальной компоненты с тонкой атмосферой (для нее, как мы уже отмечали, $r_{\rho a} = r_{\rho c} = r_\rho$). Величина $\cos i$ равна минимальному расстоянию между центрами дисков звезд Δ в момент соединения ($\theta = 0$, см. формулу (542)).

А. Случай $\cos i > r_\rho$. Обратимся к рис. 215. Поскольку в момент соединения ($\theta = 0$) край диска нормальной компоненты не доходит до центра диска пекулярной компоненты, кривая блеска в данном случае не несет информации о распределении яркости и свойств поглощения в центральных частях диска пекулярной звезды. Появляется лишний неизвестный параметр–светимость центральной части диска пекулярной компоненты, в которой искомая функция $I_c(\xi)$ не определяется. Методически более удобно считать, что в случае $\cos i > r_\rho$ число неизвестных параметров остается прежним, но теряется условие (549). Таким образом, в случае $\cos i > r_\rho$ в полуклассической модели не представляется возможным написать достаточное количество дополнительных условий для определения значений геометрических параметров, исходя из одной лишь кривой блеска. Решение задачи об интерпретации кривой блеска не единственно. Для получения решения при $\cos i > r_\rho$ необходимо из дополнительных соображений, не привлекая кривой блеска, постулировать часть неизвестных: либо функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$, либо параметры r_ρ, i. При этом все решения, соответствующие различным постулатам, будут равноправны в том смысле, что все они будут одинаково хорошо представлять кривую блеска. Надежность получаемого таким образом решения целиком зависит от принятых постулатов, которые в случае протяженных атмосфер не могут быть достаточно обоснованными.

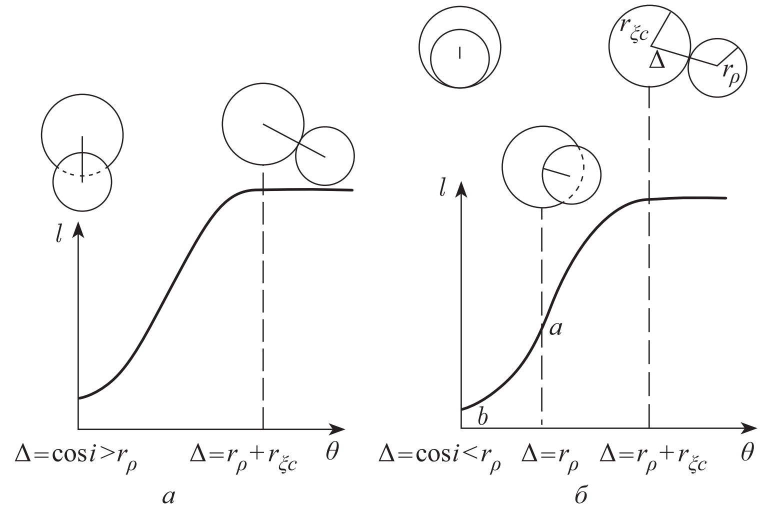


Рис. 215. Схема затмений при $\cos i > r_\rho$ (a) и при $\cos i < r_\rho$ (*б*). В случае $\cos i < r_\rho$ участок ab кривой блеска может служить для независимого контроля параметров r_ρ, i. Этот участок и обусловливает зависимость невязки η от параметров r_ρ, i (случай полуклассической модели)

Б. Случай $\cos i < r_\rho$. В этом случае в момент соединения край диска нормальной звезды переходит через центр диска пекулярной компоненты (см. рис. 215). Искомые функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ определяются на всем диске пекулярной звезды с помощью решения интегральных уравнений (547), (548). Важно то, что для отыскания этих функций участок минимума кривой блеска, соответствующий $\Delta < r_\rho$, можно не привлекать (см. рис. 215). Таким образом, в случае $\cos i < r_\rho$ появляется возможность дополнительного контроля решения. Поскольку при этом можно найти решения интегральных уравнений (547), (548) при фиксированных значениях геометрических параметров, не используя участок кривой блеска, соответствующий $\Delta < r_\rho$, этот контроль осуществляется на независимом множестве значений Δ, а следовательно, и на независимом участке кривой блеска. В этом случае, если геометрические параметры далеки от истинных, функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$, найденные по «верхнему» ($\Delta \geqslant r_\rho$) участку кривой блеска, после подстановки в интегральные уравнения (547), (548) могут не воспроизводить в пределах точности «нижний» ($\Delta < r_\rho$) участок кривой блеска. Таким образом, в случае $\cos i < r_\rho$ появляется дополнительный критерий выбора параметров, т. е. дополнительное условие. На практике естественно использовать для решения интегральных уравнений (547), (548) всю затменную часть кривой блеска, не разбивая ее на части точкой $\Delta = r_\rho$. В этом случае, если в системе выполняется условие $\cos i < r_\rho$, при значениях параметров r_ρ, i, далеких от истинных, может оказаться, что не найдется ни одной функции, позволяющей с заданной точностью описать наблюдаемую кривую блеска теоретической кривой, т. е. интегральные уравнения (547), (548) могут не иметь решения на всей затменной части кривой блеска. Варьируя значения параметров r_ρ, i, можно по минимуму функционала невязки между наблюдаемой и теоретической кривой блеска определить связь между ними, т. е. исключить один искомый параметр. Кроме того, поскольку функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ определяются на всем диске пекулярной компоненты, для нахождения второго параметра задачи можно использовать уравнение (549). Таким образом, в случае, когда в системе выполняется условие $\cos i < r_\rho$, в момент соединения компонент перекрывается часть диска пекулярной компоненты, большая, чем это требуется для нахождения функций $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$, что и позволяет использовать кривую блеска также и для выбора значений геометрических параметров. Показано (Черепащук, 1971), что в этом случае, в принципе, можно получить полное решение задачи, исходя только из одной кривой блеска. Полученные при этом функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ могут быть использованы для выяснения природы пекулярной компоненты.

Анализ всех возможных случаев разрешимости задачи как для классической, так и полуклассической моделей, основанный на приведенных соображениях, показывает (Черепащук, 1971, см. также Рубашевский, 1971), что при использовании единственной кривой блеска к замкнутой или переопределенной системе интегральных и алгебраических уравнений приводят следующие модели:

1. Классическая модель:
   а) частные затмения, когда для обоих минимумов кривой блеска выполняется условие $\cos i < r$, где r — радиус затмевающей компоненты;
   б) полное затмение.
2. Полуклассическая модель:
   а) частные затмения в случае $\cos i < r_\rho$, где r_ρ — радиус нормальной компоненты;
   б) полное затмение пекулярной компоненты нормальной звездой.
3. Полуклассическая модель в случае, когда пекулярная компонента обладает абсолютно непрозрачным ядром произвольного радиуса r_0 (резкая граница ядра не обязательна):
   а) частные затмения, когда $\cos i < r_\rho$;
   б) полное затмение нормальной компоненты непрозрачным ядром пекулярной компоненты в случае $\cos i < r_\rho$;
   в) полное затмение пекулярной компоненты нормальной звездой.

Остальные модели приводят к незамкнутой системе уравнений. Заметим, что для обеспечения единственности решения задачи, вообще говоря, не обязательно требовать замкнутости системы уравнений. Возможны случаи, когда и незамкнутая система уравнений имеет единственное решение. Например, в действительной плоскости одно уравнение $x^2 + y^2 + z^2 = 0$ однозначно определяет три неизвестных: $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$. С другой стороны, замкнутость системы независимых уравнений, очевидно, еще не гарантирует единственности решения задачи. Поэтому во всех перечисленных случаях единственность решения системы уравнений (547)–(549) должна быть исследована особо. Строгое исследование единственности решения задачи (547)–(549) является очень сложной математической задачей. Поэтому вопрос о единственности разумно исследовать численным путем. Для этого можно воспользоваться просчетом задачи в широком диапазоне изменения ее параметров и построить поверхность функционала невязки в пространстве искомых параметров. Основой для такого подхода служит все возрастающая мощь современных компьютерных средств и эффективность методов регуляризации некорректно поставленных задач, а также небольшое число искомых параметров.

Таким образом, количество информации, содержащейся в кривой блеска затменной системы, зависит от выполнения условия $\cos i < r$ в случае классической и $\cos i < r_\rho$ в случае полуклассической модели. Наибольший практический интерес имеет обоснование гипотезы $\cos i < r_\rho$ в случае полуклассической модели. Выполнимость этого условия непосредственно не следует из кривой блеска; кроме того, если решение найдено в гипотезе $\cos i < r_\rho$, то это отнюдь не доказывает того, что условие $\cos i < r_\rho$ в данной системе действительно выполняется. Гипотеза $\cos i < r_\rho$ является, в сущности, своеобразным модельным предположением, которое должно быть независимо обосновано.

В работе Черепащука (1973а) сформулирован достаточный критерий, который в ряде случаев позволяет строго доказать выполнимость условия $\cos i < r_\rho$ в данной затменной системе. Предположим, что из дополнительных соображений известна оценка отношения светимостей компонент $q = L_\xi / L_\rho$. Например, спектрофотометрический метод Билса (Beals, 1944) позволяет оценивать отношение монохроматических светимостей компонент в континуумах в двойной системе путем сравнения эквивалентных ширин линий поглощения в спектре нормальной звезды в двойной системе с эквивалентными ширинами линий поглощения в спектре одиночной звезды того же спектрального класса и класса светимости. Из-за вклада континуума спутника эквивалентные ширины линий поглощения в спектре звезды, входящей в двойную систему, должны быть систематически занижены по сравнению с одиночной звездой. Отсюда можно оценить отношение светимостей компонент q. Ранее, при использовании фотографических методов регистрации спектров, такая оценка для q получалась со значительной ошибкой — с точностью до фактора 1,5–2. Однако в последние годы, в связи с использованием ПЗС-матриц, спектрофотометрическая оценка для q может быть получена со значительно лучшей точностью (см., например, Cherepashchuk et al., 1995). Поэтому спектрофотометрическая оценка для q может быть использована для обоснования выполнимости условия $\cos i < r_\rho$ в двойной системе (и даже для дополнительного ограничения области допустимых значений параметров r_ρ, i).

Рассмотрим, для определенности, частные затмения в полуклассической модели системы. Приводимые ниже рассуждения применимы и для полных затмений. Зная отношение светимостей компонент q, легко вычислить светимость каждой компоненты, выраженную в долях суммарной светимости компонент:

$$L_\rho = \frac{1}{1+q}, \quad L_\xi = \frac{q}{1+q}.$$

Достаточный, но не необходимый критерий выполнимости условия $\cos i < r_\rho$ в полуклассической затменной системе формируется следующим образом (Черепащук, 1973а): если максимальная потеря блеска $1 - l_{\min} \geqslant 1/2 L_\xi$ (L_ξ — относительная светимость пекулярной компоненты) в минимуме, соответствующем затмению пекулярной компоненты нормальной звездой, то в системе выполняется условие $\cos i < r_\rho$. Доказательство этой теоремы очень простое. Компоненты системы в нашей модели сферичны. Рассмотрим минимум кривой блеска, в котором нормальная звезда радиусом r_ρ затмевает пекулярную компоненту. Предположим вначале, что радиус r_ρ очень большой, много больше радиуса пекулярной звезды. В этом случае при $\cos i = r_\rho$ в момент соединения край диска нормальной звезды касается центра диска пекулярной компоненты, и перекрыта почти половина ее диска. Поэтому при $\cos i = r_\rho$ и большом r_ρ максимальная потеря блеска при затмении $1 - l_{\min} \simeq (1/2)\, L_\xi$ (L_ξ — светимость пекулярной компоненты). При $\cos i < r_\rho$ и большом радиусе r_ρ в момент соединения потеря блеска $1 - l_{\min} > (1/2)\, L_\xi$, так как перекрыто более половины диска пекулярной компоненты. Пусть теперь радиусы нормальной и пекулярной компонент сравнимы. Тогда при $\cos i = r_\rho$ в момент соединения перекрыто меньше половины диска пекулярной компоненты, и максимальная потеря блеска $1 - l_{\max} < (1/2)\, L_\xi$. Если же $\cos i < r_\rho$, то в момент соединения край диска нормальной звезды переходит через центр диска пекулярной компоненты, и максимальная потеря блеска $1 - l_{\max}$ может сравняться с $(1/2)\, L_\xi$ или даже превзойти ее за счет возрастания яркости к центру на диске пекулярной компоненты. Отсюда ясно, что в случае, когда радиусы компонент сравнимы, и выполняется наблюдательное соотношение $1 - l_{\max} \geqslant (1/2)\, L_\xi$, то в системе заведомо должно выполняться условие $\cos i < r_\rho$. Это и есть достаточный критерий выполнимости условия $\cos i < r_\rho$

в полуклассической затменной системе. Как уже отмечалось, этот критерий является достаточным, но не необходимым, поскольку если $\cos i < r_\rho$, то отсюда не всегда следует, что максимальная потеря блеска при затмении ξ-компоненты $1 - l_{\min}$ будет больше $(1/2)\, L_\xi$. Например, в случае очень малого значения радиуса спутника r_ρ максимальная потеря блеска при затмении ξ-компоненты даже в случае $\cos i < r_\rho$ будет меньше, чем $(1/2)\, L_\xi$. Однако, если из наблюдений удалось установить, что в исследуемой системе $1 - l_{\min} \geqslant (1/2)\, L_\xi$, то это наверняка гарантирует выполнимость условия $\cos i < r_\rho$. В этом случае можно быть уверенным в том, что в момент соединения край диска спутника нормальной звезды заходит за центр диска пекулярной звезды, т. е. более половины диаметра диска пекулярной звезды перекрывается при затмении.

Следует подчеркнуть, что этот достаточный критерий не требует априорного знания параметров r_ρ, i, поэтому он может применяться до процедуры решения обратной задачи интерпретации кривой блеска.

С помощью описанного достаточного критерия можно заранее отобрать те полуклассические затменные системы, в которых условие $\cos i < r_\rho$ выполняется и для которых возможно полное решение задачи интерпретации кривой блеска. Рассмотрим конкретные примеры.

1. Затменная WR+O-система BAT 99-129. В этой недавно открытой полуклассической системе потеря блеска в середине вторичного минимума (звезда WR с протяженной атмосферой затмевается звездой O — нормальной звездой с тонкой атмосферой) составляет $1 - l^{(2)}_{\min} = 0{,}14$. Наблюдаемая относительная светимость компоненты WR, оцененная спектрофотометрическим методом, составляет $L^{\text{obs}}_W = 0{,}25$ (см. ниже). Таким образом, в этом случае

$$1 - l^{(2)}_{\min} > \frac{1}{2}\, L^{\text{obs}}_{\text{WR}}.$$

Можно заключить, что в полуклассической системе BAT 99-129 условие $\cos i < r_\rho$ выполняется. Кривая блеска системы допускает полное решение обратной задачи.

2. Затменная WR+O-система V 444 Cyg. В этой хорошо исследованной полуклассической системе потеря блеска в середине вторичного минимума (звезда WR затмевается O-звездой) составляет $1 - l^{(2)}_{\min} = 0{,}14$. Первая спектрофотометрическая оценка относительной светимости звезды WR была получена фотографическим методом в работе Билса (1944): $L^{\text{obs}}_{\text{WR}} = 0{,}12$–$0{,}27$. В этом случае, для любого $L^{\text{obs}}_{\text{WR}}$ из приведенного интервала $1 - l^{(2)}_{\min} > (1/2)\, L^{\text{obs}}_{\text{WR}}$, т. е. достаточный критерий выполнимости условия $\cos i < r_\rho$ выполняется. В последние годы спектрофотометрическая оценка для $L^{\text{obs}}_{\text{WR}}$ была получена с помощью ПЗС-матрицы (Cherepashchuk et al., 1995). Новое значение $L^{\text{obs}}_{\text{WR}} = 0{,}38$. Половина относительной светимости звезды WR $(1/2)\, L^{\text{obs}}_{\text{WR}} = 0{,}19$, что несколько больше максимальной потери блеска во вторичном минимуме: $1 - l^{(2)}_{\min} = 0{,}14$. Однако, поскольку наш критерий является достаточным, но не необходимым, этот факт еще не опровергает выполнимость условия $\cos i < r_\rho$ в системе V 444 Cyg. С другой стороны, относительно небольшое различие величин $1 - l^{(2)}_{\min}$ и $(1/2)\, L^{\text{obs}}_{\text{WR}}$ (0,14 и 0,19) свидетельствует о том, что в системе V 444 Cyg почти половина диаметра звезды WR перекрывается при затмении O-звездой. Поэтому кривая блеска затменной системы V 444 Cyg также может быть использована для получения полного решения обратной задачи, особенно если для ограничения области допустимых значений параметров r_ρ, i дополнительно использовать спектрофотометрическую оценку светимости звезды WR $L^{\text{obs}}_{\text{WR}} = 0{,}38$.

Уравнения (547), (548) — интегральные уравнения Фредгольма 1-го рода, которые, как известно (Тихонов, 1963а,б), описывают некорректно поставленные задачи.

Задача (547)–(549) является обратной в том смысле, что в данном случае по следствиям некоторого процесса (наблюдаемой кривой блеска $l(t)$) нужно судить о причинах, его породивших (найти функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ и параметры r_ρ, i). Подавляющее большинство обратных задач являются некорректно поставленными: малым возмущениям наблюдательных данных (ошибкам наблюдений) соответствуют сколь угодно большие возмущения решения (функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$). А. Н. Тихонов (1963а,б) отметил, что некорректная задача является физически недоопределенной, поэтому для ее решения необходимо использовать априорную информацию об искомом решении. Им было введено фундаментальное понятие регуляризирующего алгоритма, который позволяет получать устойчивое приближение к точному решению некорректной задачи, сходящееся к точному решению, т. е. при стремлении ошибки наблюдений к нулю отклонение приближенного решения от точного (в какой-либо метрике) также стремится к нулю. Поэтому приближенное решение некорректной задачи, полученное с помощью регуляризирующего алгоритма, в асимптотическом смысле близко к ее точному решению. Отметим, что все «стихийные» методы решения некорректных задач «в общем виде» не гарантируют сходимости приближенного решения к точному (см. книгу Гончарского и др., 1978, где приведен соответствующий обзор).

Важным частным случаем регуляризирующего алгоритма является решение некорректной задачи на компактном множестве функций. Напомним, что множество называется компактным, если из всякой последовательности элементов этого множества можно выделить сходящуюся подпоследовательность. Если же компактному множеству принадлежат границы этого множества, то это компакт. Как было показано Тихоновым (1943), некорректная задача, решаемая на компактном множестве функций, является корректной (точнее, условно корректной, так как она решается на ограниченном множестве функций). Для решения некорректной задачи на компактном множестве можно использовать любой алгоритм. Выделение компактного множества функций связано с использованием априорной информацией о точном решении некорректной задачи. Если этой информации оказывается достаточно для выделения компактного множества функций, то некорректная задача решаемая на этом компактном множестве функций является корректной, ее решение устойчиво и сходится к точному решению.

Частным случаем компактного множества является множество функций, зависящих от конечного числа параметров. Если априорной информации оказывается достаточно, чтобы выделить конечно-параметрическое семейство функций, то некорректная обратная задача становится корректной, и для ее решения можно использовать любой алгоритм. Так обстоят дела с классическими методами решения кривых блеска затменных систем, где обратная задача сводится к нахождению конечного числа параметров (радиусов звезд, наклонения орбиты, коэффициентов потемнения к краю дисков звезд и т. п.). Как отмечалось выше, в случае затменных систем с протяженными атмосферами не удается осуществить универсальную параметризацию искомых функций распределения яркости и поглощения по диску пекулярной звезды. Поэтому при интерпретации кривой блеска затменной системы с протяженной атмосферой приходится уходить от классической чисто параметрической модели системы и искать, наряду с геометрическими параметрами, две функции $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$. К счастью, компактным множеством может быть не только параметрическое семейство функций, но и множество функций специальной структуры (эта специальная структура функций должна отражать физически обоснованную априорную информацию, учитывающую специфику используемой модели). Например, множество монотонных неотрицательных и ограниченных сверху функций является компактным. Компактным является также множество выпуклых неотрицательных и вогнутых неотрицательных функций. В монографиях Гончарского и др. (1978, 1985) описаны современные научно обоснованные методы решения обратных некорректных задач и даны результаты их применения к решению ряда обратных задач астрофизики. В монографии Гончарского и др. (1985) приведены программы для компьютера на языке ФОРТРАН, реализующие современные методы решения некорректных задач, в том числе методы решения некорректных задач на компактных множествах специальной структуры.

Завершая этот краткий обзор по методам решения некорректных задач, отметим, что специфика атмосферы звезды вполне допускает при нахождении функций $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ выделение компактных множеств функций специальной структуры. Исходя из самых общих соображений о структуре протяженной атмосферы звезды и не затрагивая детали ее физической модели, можно с хорошим приближением считать искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, принадлежащими компактному множеству монотонных неотрицательных ограниченных сверху функций. Функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ могут рассматриваться и в рамках более жесткой априорной информации: их можно считать выпуклыми монотонными неотрицательными, вогнутыми монотонными неотрицательными и даже выпукло-вогнутыми монотонными неотрицательными. Все эти классы функций специальной структуры являются компактными множествами. Для решения нашей обратной задачи интерпретации кривой блеска полуклассической затменной системы на любом из этих компактных множеств функций можно использовать различные алгоритмы. Получаемое при этом решение устойчиво и равномерно сходится к точному решению некорректной задачи. Все возрастающая мощь современных компьютерных средств позволяет эффективно реализовать алгоритмы решения некорректных задач на компактных множествах функций специальной структуры.

4. Метод интерпретации кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами

Рассмотрим полуклассическую модель затменной двойной системы в применении к кривой блеска, полученной в частотах непрерывного спектра (интерпретация кривых блеска полуклассических затменных систем в частотах эмиссионных линий описана в книге Гончарского и др., 1978). Наша модель описывается уравнениями (547)–(549). Интегральные уравнения (547), (548) интегрированием по угловым переменных φ, ψ можно привести к одномерному виду (см. Черепащук, 1971):

$$1 - l_1(\Delta) = \int_0^{R_{\xi a}} K_1(\xi,\ \Delta,\ r_\rho)\, I_0\, I_a(\xi)\, d\xi, \quad \cos i \leqslant \Delta \leqslant R_{\xi a} + r_\rho, \tag{551}$$

$$1 - l_2(\Delta) = \int_0^{R_{\xi c}} K_2(\xi,\ \Delta,\ r_\rho)\, I_c(\xi)\, d\xi, \quad \cos i \leqslant \Delta \leqslant R_{\xi c} + r_\rho, \tag{552}$$

где уравнение (551) соответствует атмосферному затмению (нормальная звезда затмевается пекулярной компонентой), а уравнение (552) — затмению пекулярной компоненты нормальной звездой.

Параметры $R_{\xi a}$ и $R_{\xi c}$ мажорируют полные радиусы дисков поглощения и излучения пекулярной звезды. Их можно оценить из соотношений (см. уравнение (542))

$$R_{\xi a} = \sqrt{\cos^2 i + \sin^2 i\, \sin^2 \theta_a(0)} - r_\rho,$$
$$R_{\xi c} = \sqrt{\cos^2 i + \sin^2 i\, \sin^2 \theta_c(0)} - r_\rho,$$

где $\theta_a(0)$ и $\theta_c(0)$ — фазовые углы, соответствующие началам затмений ($\theta_a(0)$ относится к атмосферному затмению). Поскольку полные радиусы диска пекулярной компоненты определяются нулями соответствующих функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, а $R_{\xi a}$ и $R_{\xi c}$ — мажорирующие параметры, задача интерпретации кривой блеска полуклассической затменной системы (в отличие от классических систем) слабо чувствительна к неточностям определения моментов начала затмений.

Параметр I_0 — яркость в центре нормальной звезды, для которой принимается линейный закон потемнения:

$$I_c(\rho) = I_0\left(1 - x + x\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_\rho^2}}\right),$$

где x — коэффициент потемнения для нормальной звезды, который задается в соответствии с ее спектральным классом и классом светимости. $K_1(\xi, \Delta, r_\rho)$, $K_2(\xi, \Delta, r_\rho)$ — ядра интегральных уравнений (551), (552), описывающие форму области перекрытия дисков компонент. Их выражения выведены в книгах (Гончарский и др., 1978, 1985):

$$K_1(\xi,\,\Delta,\,r_\rho) = \begin{cases} 2\xi(1-x)\arccos\dfrac{\xi^2+\Delta^2-r_\rho^2}{2\xi\Delta} + \dfrac{8x\xi\sqrt{\xi\Delta}}{r_\rho}E(\varkappa) + \\ \qquad + x\dfrac{2\sqrt{\xi}\,r_\rho^2 - 2\sqrt{\xi}\,(\xi+\Delta)^2}{r_\rho\sqrt{\Delta}}K(\varkappa) & \text{для } (\xi,\Delta)\in G_1, \\ 2\pi\xi(1-x) + \dfrac{4\xi}{r_\rho}x\sqrt{r_\rho^2-(\xi-\Delta)^2}\,E(\mu) & \text{для } (\xi,\Delta)\in G_2, \\ 0 & \text{для } (\xi,\Delta)\in G_3, \\ 0 & \text{для } (\xi,\Delta)\in G_4. \end{cases} \tag{553}$$

Область определения ядра $K_1(\xi, \Delta, r_\rho)$ изображена на рис. 216, там же указаны подобласти G_1–G_4. Здесь $\varkappa = \sqrt{\dfrac{r_\rho^2-(\xi-\Delta)^2}{4\xi\Delta}}$, $\mu = \dfrac{1}{\varkappa}$, $K(\varkappa)$, $E(\varkappa)$, $E(\mu)$ — полные эллиптические интегралы, которые могут быть вычислены с помощью разложений в ряды (Градштейн и Рыжик, 1963, см. также Гончарский и др., 1978, 1985). Заметим, что эллиптический интеграл $K(\varkappa)$ при $\xi = r_\rho - \Delta$ обращается в бесконечность, однако эта особенность несущественна, поскольку коэффициент при $K(\varkappa)$ в формуле (553) обращается в нуль при $\xi = r_\rho - \Delta$.

$$K_2(\xi,\,\Delta,\,r_\rho) = \begin{cases} 2\xi\arccos\dfrac{\xi^2+\Delta^2-r_\rho^2}{2\xi\Delta}2\pi\xi & \text{для } (\xi,\,\Delta)\in G_1, \\ 2\pi\xi & \text{для } (\xi,\,\Delta)\in G_2, \\ 0 & \text{для } (\xi,\,\Delta)\in G_3, \\ 0 & \text{для } (\xi,\,\Delta)\in G_4. \end{cases} \tag{554}$$

Области G_1–G_4 совпадают с соответствующими областями для $K_1(\xi,\,\Delta,\,r_\rho)$, если на рис. 216 заменить $R_{\xi a}$ на $R_{\xi c}$. Ядра $K_1(\xi,\,\Delta,\,r_\rho)$, $K_2(\xi,\,\Delta,\,r_\rho)$ легко программируются на современных компьютерах. В работах (Черепащук, 1973б, Черепащук и др., 1973) приведены программы для компьютера на языке ФОРТРАН-1V, реализующие решения интегральных уравнений (551), (552) на множестве монотонных неотрицательных функций.

Условие нормировки суммарной светимости компонент (549) после подстановки в него выражения для линейного закона потемнения по диску нормальной звезды $I_c(\rho)$ приводится к следующему виду:

$$2\pi \int\limits_0^{r_{\xi c}} I_c(\xi)\ \xi d\xi + I_0 \pi r_\rho^2 \left(1 - \frac{x}{3}\right) = 1. \tag{555}$$

Кроме того, мы должны учесть специфику нашей задачи: пекулярная звезда должна иметь абсолютно непрозрачное «ядро», соответствующее гидростатическому телу звезды, содержащему основную часть массы (например, для звезды WR масса протяженной атмосферы составляет менее 10^{-10} от массы ее «ядра»). Поэтому в нашем случае для функции $I_a(\xi)$ есть надежная априорная информация: в центре диска пекулярной звезды ($\xi = 0$) эта функция должна быть равна единице. Действительно, $I_a(\xi) = 1 - e^{-\tau(\xi)}$. При $\xi = 0$ (центр «ядра») $\tau = \infty$, поэтому $I_a(\xi = 0) = 1$, независимо от значений остальных параметров модели. Практика применения нашего метода показала, что на функцию $I_a(\xi)$ целесообразно наложить более сильное ограничение:

$$I_a(0 \leqslant \xi \leqslant r_0) \equiv 1, \tag{556}$$

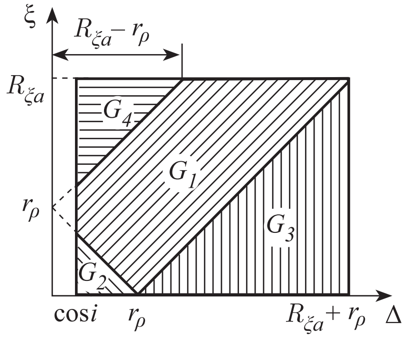


Рис. 216. Область определения ядер $K_1(\xi,\ \Delta,\ r_\rho)$, $K_2(\xi,\ \Delta,\ r_\rho)$ интегральных уравнений, описывающих кривую блеска полуклассической затменной системы

где r_0 — радиус непрозрачного «ядра» пекулярной звезды (для всех точек «ядра» $\tau = \infty$). Величина r_0 априори неизвестна, но ее можно оценить, используя независимо определяемую функцию распределения яркости по диску пекулярной звезды $I_c(\xi)$. Поскольку эта функция быстро нарастает к центру диска пекулярной звезды, за оценку величины r_0 можно взять радиус светящегося диска пекулярной компоненты на уровне половинной интенсивности функции $I_c(\xi)$. Поступая таким образом, мы требуем, чтобы характерная полуширина функции $I_c(\xi)$ совпадала с размером области постоянства и равенства единице функции $I_a(\xi)$ в ее центральных частях, соответствующих непрозрачному «ядру». Использование условия (556) при указанном способе оценки радиуса ядра r_0 сильно повышает чувствительность задачи к искомым параметрам r_ρ, i. Это связано с тем, что функции $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ определяются независимо из разных интегральных уравнений (551), (552), описывающих разные минимумы кривой блеска.

Для центрального значения функции $I_c(\xi)$ нет достоверной априорной информации. При решении обратной задачи на множестве монотонных неотрицательных функций (Гончарский и др., 1978, 1985) мы ограничивали функцию $I_c(\xi)$ сверху некоторой константой, которая подбиралась методом перебора по минимуму невязки. В случае монотонной функции, возрастающей к центру диска, это необходимо делать, чтобы исключить возможность сколь угодно большого значения функции $I_c(\xi)$ в центре диска при $\xi = 0$. Дело в том, что хотя множество монотонных неотрицательных функций является компактным, равномерная сходимость приближенного решения к точному гарантируется для всех значений ξ, кроме $\xi = 0$ (грубо говоря, в этом случае в одной точке $\xi = 0$ для функции $I_c(\xi)$ при решении задачи на множестве монотонных неотрицательных функций, остается некорректность). В случае, когда задача решается на компактном множестве выпуклых или выпукло-вогнутых функций, этой проблемы не существует, поскольку эта априорная информация жестко ограничивает степень свободы в поведении функций $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ во всех точках, включая $\xi = 0$.

Выпишем отдельно всю систему уравнений, описывающую кривую блеска затменной системы в рамках полуклассической модели:

$$1 - l_1(\Delta) = \int_0^{R_{\xi a}} K_1(\xi, \Delta, r_\rho)\, I_0\, I_a(\xi)\, d\xi, \quad \cos i \leqslant \Delta \leqslant R_{\xi a} + r_\rho, \tag{557}$$

$$1 - l_2(\Delta) = \int_0^{R_{\xi c}} K_2(\xi, \Delta, r_\rho)\, I_c(\xi)\, d\xi, \quad \cos i \leqslant \Delta \leqslant R_{\xi c} + r_\rho, \tag{558}$$

$$2\pi \int_0^{r_{\xi c}} I_c(\xi)\, \xi d\xi + I_0\, \pi r_\rho^2 \left(1 - \frac{x}{3}\right) = 1, \tag{559}$$

$$I_a(0 \leqslant \xi \leqslant r_0) \equiv 1, \quad r_0 = \frac{1}{2}\,\mathrm{FWHM}\, I_c(\xi), \tag{560}$$

$$\Delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i \sin^2 \theta. \tag{561}$$

В этой системе уравнений $1 - l_1(\Delta)$, $1 - l_2(\Delta)$ — наблюдаемые потери блеска в случае атмосферного затмения и затмения пекулярной звезды нормальной компонентой соответственно. Независимыми неизвестными, подлежащими определению из кривой блеска, являются две функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ и два параметра r_ρ, i. Остальные параметры ($r_{\xi a}$, $r_{\xi c}$, L_ξ, L_ρ, r_0) определяются с помощью функций $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ и потому не являются независимыми. Как показано выше, если затмения в двойной системе достаточно глубокие, т. е. выполняется условие $\cos i < r_\rho$, то при затмениях перекрывается более половины диаметра пекулярной компоненты, и система уравнений (557)–(561) может иметь единственное решение, которое, ввиду малого числа независимых искомых параметров (r_ρ, i), можно найти прямым перебором по этим параметрам.

Под невязкой η между наблюдаемой и теоретической кривыми блеска естественно понимать весовую сумму квадратов уклонений (метрика пространства l_2 с весом w):

$$\eta = \sum_{j=1}^{N} \left[(1 - l_j)_H - (1 - l_j)_T\right]^2 w_j. \tag{562}$$

Здесь $(1 - l_j)_H$ — наблюдаемая потеря блеска при затмении, $(1 - l_j)_T = \int_0^{R_\xi} K(\xi, \Delta, r_\rho)\, I(\xi)\, d\xi$ — теоретическая потеря блеска ($I(\xi) = I_a(\xi)$ или $I_c(\xi)$), j — номер нормальной точки наблюдаемой кривой блеска, N — число нормальных точек, w_j — вес нормальной точки:

$$w_j = \frac{k}{\varepsilon_j^2},$$

где k — произвольная константа, ε_j — среднеквадратичная погрешность интенсивности в данной нормальной точке наблюдаемой кривой блеска. Погрешность в шкале интенсивностей ε связана с погрешностью в шкале звездных величин σ соотношением (Linnel and Proctor, 1970)

$$\varepsilon_j = l_j \sigma_j.$$

Решение задачи (557)–(561) сводится к минимизации функционала невязки η как в главном, так и во вторичном минимумах кривой блеска. Для решения интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода (557), (558) можно применять регуляризирующие алгоритмы с использованием различной априорной информации об искомых функциях $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ (подробности см. в монографиях Гончарского и др., 1978, 1985). Можно, например, применять регуляризирующий алгоритм Тихонова (1963а,б), реализующий решение некорректной задачи на множестве гладких функций и гарантирующий асимптотическую близость приближенного решения к точному. Замечательно то, что этот алгоритм не требует обязательного выделения компактного множества функций. Он может использоваться даже тогда, когда априорная информация об искомом решении некорректной задачи весьма скудна и недостаточна для выделения компактного множества функций. Алгоритм Тихонова (1963а,б) применялся в нашей первой работе по интерпретации кривой блеска полуклассической затменной системы (Черепащук и др.,1967). Характерной особенностью этого алгоритма является необходимость использования так называемого параметра регуляризации, который должен быть согласован с погрешностью наблюдательных данных. Следует подчеркнуть, что в случае некорректной задачи важно использовать как можно более детальную априорную информацию об искомом решении, определяемую спецификой конкретной обратной задачи. При этом желательно сводить решение некорректной задачи к ее решению на компактном множестве функций. Это, как уже отмечалось, позволяет применять любой алгоритм поиска решения и гарантирует устойчивость приближенного решения и его сходимость к точному. В книге Гончарского и др. (1985) описаны алгоритмы и приведены программы для компьютера на языке ФОРТРАН-1V, реализующие решение некорректной задачи на компактных множествах функций специальной структуры: монотонных неотрицательных функций, выпуклых и вогнутых неотрицательных функций. Эти алгоритмы с успехом могут применяться для решения обратной задачи интерпретации кривых блеска полуклассических затменных систем.

Сформулируем последовательность операций, которые надо выполнять при интерпретации кривой блеска полуклассической затменной системы нашим методом.

1. Необходимо доказать, что в исследуемой затменной системе выполняется условие $\cos i < r_\rho$. Согласно достаточному критерию (Черепащук, 1973а), для системы должно выполняться соотношение

$$1 - l^{(2)}_{\min} \geqslant \frac{1}{2}\, L_\xi,$$

где $1 - l^{(2)}_{\min}$ — максимальная потеря блеска при затмении пекулярной звезды нормальной компонентой, L_ξ — относительная светимость пекулярной компоненты, которую можно оценить современными спектрофотометрическими методами.

2. Задачу решаем перебором по двум параметрам: r_ρ, i. Фиксируем значения параметров r_ρ, i и решаем интегральное уравнение (558). Определяем функцию $I_c(\xi)$ и соответствующее ей значение функционала невязки $\eta_2[I_c(\xi), r_2, i]$.

3. Из условия нормировки (559) находим значение параметра I_0 и подставляем его в уравнение (557).

4. Используя условие (560), при тех же значениях параметров r_ρ, i решаем интегральное уравнение (557). Определяем функцию $I_a(\xi)$ и соответствующее ей значение функционала невязки $\eta_1[I_a(\xi), r_\rho, i]$.

5. Повторяя изложенную процедуру для сетки параметров r_ρ, i, строим поверхность функционала суммарной невязки

$$\Phi[I_a(\xi), I_c(\xi), r_\rho, i] = \eta_1 + \eta_2. \tag{563}$$

6. Анализ поверхности функционала суммарной невязки (563) позволяет судить о единственности решения. Если решение единственно, по минимуму функционала (563) находим полное решение задачи: функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ и параметры r_ρ, i.

Полученные таким образом функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ могут служить для оценки радиуса и температуры «ядра» пекулярной звезды, для определения структуры и физических характеристик ее протяженной атмосферы: распределения объемного коэффициента поглощения, поля скоростей в ней и т. п. (см.Черепащук, 1975, Гончарский и др., 1978, 1985).

5. Интерпретация кривой блеска затменной системы V 444 Cyg на множестве выпукло-вогнутых функций

Затменная двойная система V 444 Cyg (WN5+O6, $P \simeq 4{,}2^{\mathrm{d}}$) предоставляет уникальную возможность изучения структуры протяженной атмосферы у основания звездного ветра звезды WR. Система состоит из звезды Вольфа–Райе азотной последовательности спектрального подкласса WN5 и нормальной звезды с тонкой атмосферой спектрального класса O6. Кривая блеска системы имеет алголеподобный вид с незначительными внезатменными изменениями блеска, обусловленными эффектами эллипсоидальности и отражения и сравнительно глубокими затмениями. Эта система детально изучалась разными авторами, начиная с работы Крона и Гордон (Kron and Gordon, 1950), которые определили параметры системы из высокоточной широкополосной кривой блеска, используя чисто параметрическую модель. В этой модели распределение яркости по диску звезды WR грубо моделировалось набором постоянных значений (радиус «ядра» и его средняя яркость, радиус оболочки и ее средняя яркость и т. п.). Кроме того, авторами использовалась спектрофотометрическая оценка отношения светимостей компонент, полученная Билсом (1944). Обзор работ по решению кривых блеска системы V 444 Cyg приведен в книге Гончарского и др. (1978).

По современным представлениям, звезды WR первого типа населения Галактики (т. е. концентрирующиеся к галактической плоскости) представляют собой гелиевые остатки массивных проэволюционировавших звезд с начальной массой в несколько десятков масс Солнца. Стадия WR представляет лишь незначительный отрезок в жизни массивной звезды. Тем не менее, эти объекты играют ключевую роль в понимании эволюции и внутреннего строения массивных звезд из-за сочетания уникальных физических характеристик, делающих звезды WR ценными объектами для сравнения предсказаний теории и наблюдений. Одной из важнейших характеристик звезд WR является наличие мощного звездного ветра (темп потери массы может достигать 10^{-5}–$10^{-4}\,M_\odot$/год при скоростях радиального истечения вещества $\sim 10^3$ км/с). Природа столь интенсивного ветра до конца не ясна. Есть серьезные основания полагать, что одна из основных причин ускорения вещества в ветре — это давление излучения горячего «ядра» звезды WR, однако одной этой причины недостаточно, поэтому ученые вынуждены привлекать дополнительные механизмы, облегчающие истечение: вращение «ядер» звезд WR, их пульсации и т. п.

Наличие плотного ветра создает значительные трудности при определении физических параметров «ядер» звезд WR (см., например, Рублев, 1974). Одним из возможных путей преодоления этой трудности является построение адекватной самосогласованной модели ветра звезды WR, что позволило бы использовать ее как «передаточную функцию» между центральным горячим «ядром» и наблюдаемыми внешними проявлениями (например, спектром). В последнее время в этом направлении были достигнуты успехи (см., например, Hamman et al., 1999, Hillier and Miller, 1999 и приведенные в этих работах ссылки). Так называемая стандартная не-ЛТР-модель ветра звезд WR способна объяснить все наиболее существенные спектральные характеристики этих звезд, правда это удается успешно осуществить лишь при дополнительном учете клочковатости ветра WR. В то же время, ряд вопросов до сих пор остается нерешенным. Отчасти это связано с тем, что полностью самосогласованная модель, включающая газодинамические расчеты и решение уравнения переноса, отсутствует. В стандартной модели решаются только уравнения переноса, в то время как кинематическая модель ветра задается «руками» простым аналитическим выражением (законом Ламерса для распределения скорости в ветре).

Важнейшими параметрами центральных «ядер» звезд WR являются радиус и эффективная температура. Радиус непрозрачного «ядра» можно определить как радиус, на котором радиальная Росселандова оптическая толща равна 2/3 (Hamman and Grafener, 2004). Если болометрическая светимость известна, эффективная температура «ядра» звезды WR может быть получена из закона Стефана–Больцмана.

Сравнение теоретических и наблюдательных спектров одиночных звезд WR с использованием современной продвинутой стандартной не-ЛТР-модели в принципе позволяет определять их основные характеристики, такие как температура, радиус и темп потери массы $\dot{M}$. Однако выяснилось, что для плотных ветров, наблюдаемых у звезд WN ранних подклассов, между параметрами модели атмосферы существует корреляция (Hamman and Grafener, 2004), позволяющая определить лишь комбинацию параметров $L/\dot{M}^{4/3}$, где $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\mathrm{ef}}^4$ — болометрическая светимость звезды WR, R_* — радиус «ядра» звезды, T_{ef} — эффективная температура, σ — постоянная Стефана–Больцмана.

Затменные двойные системы, содержащие компоненту WR, предоставляют возможность непосредственного и независимого определения радиуса непрозрачного «ядра» и его яркостной температуры с помощью анализа кривых блеска. «Нормальная» компонента в данном случае выступает в роли пробного тела. Наличие плотного полупрозрачного ветра WR, как уже отмечалось, делает использование параметрических моделей двойной системы (типа Рессела–Меррила, Вильсона–Девиннея) проблематичным. Мы применяем для интерпретаций кривых блеска затменных систем типа WR+O метод, описанный выше, в котором из кривой блеска определяются два параметра (радиус спутника — «пробного тела» и наклонение орбиты) и две функции, определяющие структуру диска звезды WR. Здесь мы изложим результаты работы (Антохин и Черепащук, 2001а).

Для интерпретации использовалась узкополосная ($\Delta\lambda_{\mathrm{ef}} \simeq 75$ Å) кривая блеска системы V 444 Cyg на длине волны непрерывного спектра 4244 Å, практически свободная от влияния эмиссионных линий (Черепащук, 1975). Кривая блеска включает ~ 900 индивидуальных узкополосных фотоэлектрических наблюдений системы V 444 Cyg, выполненных в 1967–71 гг. (114 наблюдательных ночей). Описание процедуры построения средней кривой блеска (среднеквадратичная погрешность нормальной точки 0,003–0,004^m), ее ректификации и результаты интерпретации ректифицированной кривой блеска системы V 444 Cyg даны в работе (Черепащук, 1975). В этой работе решение обратной задачи было осуществлено на множестве монотонных невозрастающих неотрицательных функций (см. также работу Cherepashchuk et al., 1984, посвященную анализу многоцветных кривых блеска V 444 Cyg). В работе (Antokhin et al., 1997), узкополосная кривая блеска системы V 444 Cyg в континууме 4244 Å интерпретировалась на множестве вогнутых невозрастающих неотрицательных функций.

В работе Антохина и Черепащука (2001а) узкополосная кривая блеска V 444 Cyg анализировалась в предположении о том, что искомые функции $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ принадлежат компактному множеству выпукло-вогнутых функций. Выпуклая часть функции $I_a(\xi)$ или $I_c(\xi)$ соответствует «ядру» звезды WR, а вогнутая часть — протяженной атмосфере. Положение точки сшивки (точка перегиба) — свободный параметр задачи, который ищется совместно со всеми остальными параметрами модели. Такая априорная информация практически не затрагивает деталей физической модели протяженной атмосферы, в то же время, она позволяет наиболее полно учесть специфику модели звезды WR и ее протяженной атмосферы. Использование такой априорной информации позволяет восстановить из анализа затменной кривой блеска структуру внутренних частей звездного ветра звезды WR, в частности, поле скоростей радиального истечения вещества. Отметим, что эффективное использование такой детальной априорной информации в нашей задаче стало возможным лишь в последнее время в связи с использованием современных мощных компьютеров с частотой процессора порядка 1 ГГц.

а) Постановка задачи. Кривая блеска затменной системы, содержащая компоненту с протяженной сферической атмосферой, описывается системой интегральных и алгебраических уравнений (557)–(561). Перепишем эту систему в соответствии с нашей конкретной задачей интерпретации кривой блеска WN5+O6 двойной системы V 444 Cyg:

$$1 - l_1(\theta) = \int\limits_0^{R_a} K_1(\xi,\, \Delta,\, r_{O6})\, I_0\, I_a(\xi)\, d\xi, \tag{564}$$

$$1 - l_2(\theta) = \int\limits_0^{R_c} K_2(\xi,\, \Delta,\, r_{O6})\; I_c(\xi)\; d\xi, \tag{565}$$

$$I_0 \pi r_{O6}^2 \left(1 - \frac{x}{3}\right) + 2\pi \int\limits_0^{R_c} I_c(\xi)\; \xi d\xi = 1, \tag{566}$$

$$I_a(0 \leqslant \xi \leqslant r_0) \equiv 1, \tag{567}$$

$$\Delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i\, \sin^2 \theta. \tag{568}$$

Здесь $1 - l_{1,2}(\theta)$ — наблюдаемая потеря блеска в главном (атмосферное затмение) и вторичном минимумах кривой блеска, $r_{O6} = r_\rho$ — радиус спутника O6 — «нормальной» звезды, коэффициент потемнения к краю для спутника O6 на длине волны 4244 Å можно принять равным $x = 0{,}3$, параметры $R_a = R_{\xi a}$ и $R_c = R_{\xi c}$ мажорируют полные радиусы дисков поглощения и излучения звезды WN5 соответственно. При интерпретации кривой блеска V 444 Cyg мы вначале, когда проводился перебор по искомым параметрам r_{O6}, i, вместо тождества (567) использовали равенство $I_a(\xi = 0)$=1, поскольку интересно было проверить чувствительность задачи к параметрам r_{O6}, i в случае, когда радиус «ядра» r_0 ничем не ограничивается. На втором этапе, после построения поверхности функционала невязки, мы ввели ограничение на радиус «ядра» $r_0 = 2R_\odot$, используя результаты эволюционных расчетов для гелиевых звезд массой $\sim 10 M_\odot$ (масса звезды WN5 в системе V 444 Cyg).

Используя полученную в результате решения задачи (564)–(568) функцию $I_c(\xi)$, можно, по ее полуширине, оценить радиус «ядра» звезды WR. Кроме того, задавая эффективную температуру звезды O6 $T = 40\,000$ K в соответствии с ее спектральным классом, можно определить яркостную температуру центральных частей диска звезды WN5, которая характеризует температуру ее «ядра» (собственно звезды WN5). Подчеркнем, что полученное таким образом значение температуры «ядра» не зависит от межзвездного поглощения, поскольку звезда O6 используется в данном случае как звезда сравнения, и метод определения температуры «ядра» является дифференциальным (подробнее об этом см. в работах: Черепащук, 1975, Cherepashchuk et al., 1984, Гончарский и др., 1978, 1985). С другой стороны, функция $I_a(\xi)$, полученная в результате решения задачи (564)–(568), может быть использована для восстановления информации о распределении объемного коэффициента поглощения и закона изменения скорости в протяженной фотосфере звезды WN5. Действительно:

$$I_a(\xi) = 1 - e^{-\tau(\xi)},$$

где $\tau(\xi)$ — оптическая толща вдоль луча зрения в протяженной атмосфере на прицельном расстоянии ξ:

$$\tau\,(\xi) = 2\int\limits_{\xi}^{R_a} \frac{\alpha\,(r)\,r\,dr}{\sqrt{r^2-\xi^2}}. \tag{569}$$

Здесь $\alpha(r)$ — объемный коэффициент поглощения в протяженной атмосфере как функция расстояния r от центра звезды WR в пространственной модели. Уравнение (569) представляет собой интегральное уравнение Абеля с неизвестной функцией $\alpha(r)$. Поскольку в оптическом континууме основной агент поглощения — рассеяние на свободных электронах, из функции $\alpha(r)$ можно получить распределение электронной плотности

$$n_e\,(r) = \frac{\alpha\,(r)}{\sigma_T},$$

где $\sigma_T = 7\cdot 10^{-25}$ см$^{-2}$ — сечение томпсоновского рассеяния. Так как можно считать, что во внутренних частях ветра звезды WN5 гелий полностью ионизован (см., например, Hamman et al., 1999, Hillier and Miller, 1999), мы можем определить распределение полной плотности вещества $\rho(r)$ в ветре звезды WN5:

$$\rho(r) = 2m_{\mathrm{p}}n_e(r), \tag{570}$$

где $m_p = 1{,}7\cdot 10^{-24}$ г — масса протона (мы считаем вещество ветра состоящим только из гелия). Далее, из уравнения неразрывности радиального истечения вещества в ветре звезды WN5 находим искомое распределение скорости в ветре:

$$v\,(r) = \frac{\dot{M}_{\mathrm{WR}}}{4\pi r^2\rho\,(r)}, \tag{571}$$

где $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$ — темп потери массы звездой WN5. Величина $\dot{M}_{\mathrm{WN5}} \simeq 7\cdot 10^{-6}M_{\odot}$/год для системы V 444 Cyg определена весьма надежно по наблюдаемому увеличению ее орбитального периода (Халиуллин, 1974, Cherepashchuk, 1995a) и по орбитальной переменности линейной поляризации оптического излучения (St-Louis et al., 1993). Вместе с тем, необходимо отметить, что величина $\dot{M}$, получаемая по наблюдениям теплового радиоконтинуума системы V 444 Cyg, примерно в 3 раза больше. Наиболее правдоподобное объяснение этого различия — клочковатая структура ветра звезды WR (Черепащук, 1990). Численные величины $\alpha(r)$ и $v(r)$ зависят от принятых абсолютных значений размеров орбиты ($a \simeq 38R_{\odot}$) и темпа потери массы $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$. Для того, чтобы избежать этой зависимости, мы при решении задач (564)–(568), (569) будем все расстояния выражать в долях радиуса относительной орбиты системы ($38R_{\odot}$). Соответственно, положим мажорирующие радиусы R_a и R_c равными 1. Кроме того, перепишем формулу (571) в безразмерном виде:

$$\frac{v\,(r)}{v_0} = \frac{r_0^2\alpha_0}{r^2\alpha\,(r)}, \tag{572}$$

где r_0 — радиус непрозрачного ядра в оптическом континууме при рассматривании диска звезды WN5 «на просвет», определяемый условием

$$\tau(\xi = r_0) = 1, \quad \alpha_0 \equiv \alpha(r_0), \quad v_0 \equiv v(r_0).$$

Очевидно, что радиус непрозрачного «ядра» превышает радиус гидростатического «ядра» звезды WR ввиду очень интенсивного темпа потери массы звездой WN5 и связанной с этим высокой плотностью вещества у основания звездного ветра.

К настоящему времени мы имеем ряд новых наблюдательных данных, позволяющих получить более надежные результаты интерпретации кривой блеска системы V 444 Cyg.

1. Новые спектрополяриметрические наблюдения системы V 444 Cyg (Harries et al., 1998) показали, что эффект деполяризации излучения в частотах эмиссионных линий сильно зависит от фазы орбитального периода, что свидетельствует о том, что эффект деполяризации здесь связан в основном с эффектами взаимной близости компонент (эффекты столкновения звездных ветров и т. п.). Поскольку по крайней мере в некоторых фазах орбитального периода эффект деполяризации равен нулю, мы имеем наблюдательные основания предполагать, что внутренняя, невозмущенная часть ветра звезды WN5 в системе V 444 Cyg, излучающая и поглощающая в континууме, является сферической.

2. Независимая спектрофотометрическая оценка отношения светимостей компонент системы V 444 Cyg, выполненная в работе (Cherepashchuk et al., 1995), позволяет получить более надежные результаты решения обратной задачи интерпретации кривой блеска, в частности, найти значения параметров r_{O6}, i.

Следует отметить также, что современные мощные компьютеры позволяют реализовать алгоритмы решения обратных задач на компактных множествах функций специальной структуры с гораздо большей эффективностью, чем это можно было сделать в наших более ранних работах (Черепащук, 1975, Гончарский и др., 1978, 1985), что позволяет провести более детальный анализ решения задачи интерпретации затменной кривой блеска.

б) Алгоритм решения обратной задачи на множестве выпукло-вогнутых невозрастающих неотрицательных функций. Как известно (Тихонов, 1943), если решение обратной некорректной задачи ищется на компактном множестве функций, задача является условно корректной. Для нахождения решения такой обратной задачи могут использоваться стандартные методы. Таким образом, вопрос можно поставить следующим образом: при каких минимальных априорных предположениях о неизвестных функциях задача (564)–(568), (569) становится корректной? В работах (Гончарский и др., 1978, 1985) было показано, что эти предположения могут быть весьма общими. «Минимальное» предположение в рамках сферической модели пекулярной звезды состоит в том, что неизвестные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ — монотонно невозрастающие и неотрицательные. Как показано Гончарским и Яголой (1969), множество монотонных, ограниченных сверху и снизу функций является компактным в метрике пространства L_2[a,b], поэтому приближенное решение сходится к точному при $\delta \to 0$ в L_2[a,b] (δ — погрешность наблюдений), т. е.

$$\int_a^b \left[z_\delta(s) - \overline{z}(s)\right]^2 ds \to 0$$

при $\delta \to 0$, где $z_\delta(s)$ — приближенное решение обратной задачи, $\overline{z}(s)$ — ее точное решение. Как известно, из сходимости в L_2 (сходимости в среднем) не следует даже поточечная сходимость (Колмогоров и Фомин, 1968). Гончарским и Яголой (1969) было доказано также, что если точное решение обратной задачи — монотонная кусочно-непрерывная функция, кроме сходимости в среднем, можно гарантировать и равномерную сходимость приближенного решения к точному (в метрике пространства C$[a, b]$) на каждом замкнутом сегменте, не содержащем концов сегмента $[a, b]$

и точек разрыва точного решения $\overline{z}(s)$. Как было показано Гончарским и Степановым (1979), аналогичное утверждение справедливо и в случае, когда точное решение принадлежит множеству выпуклых функций.

Как уже отмечалось, алгоритм интерпретации кривых блеска полуклассических затменных систем на множестве монотонных невозрастающих неотрицательных функций был реализован нами в виде комплекса программ для компьютера на языке ФОРТРАН-IV (Черепащук, 1973б, Черепащук и др., 1973). Этот алгоритм эффективно использовался для интерпретации кривых блеска ряда затменных двойных систем WR+O (см. монографии Гончарский и др., 1978, 1985 и ссылки в них). В том, что касается определения радиусов и яркостных температур «ядер» звезд WR, алгоритм решения нашей обратной задачи на множестве монотонных неотрицательных функций оказался весьма эффективным. Было показано, что звезды WR имеют аномально малые радиусы для своих масс и сравнительно высокие температуры, что согласуется с моделью звезды WR как гелиевого остатка первоначально массивной звезды (Cherepashchuk, 2005). Однако, если мы заинтересованы в восстановлении пространственной структуры протяженной атмосферы звезды WR и нахождении распределения скорости звездного ветра, монотонное приближение при реальных ошибках наблюдаемой кривой блеска ($0{,}003$–$0{,}004^m$) часто получается имеющим ступенчатую структуру. Поскольку для восстановления пространственной структуры звездного ветра мы вынуждены решать последовательно две некорректные задачи (564)–(568) и (569), ступенчатая структура функции $I_a(\xi)$ приводит к большим отклонениям в распределении плотности звездного ветра от регулярной зависимости. Действительно, из интегрального уравнения Абеля (569) следует, что горизонтальная «ступенька» в функции $I_a(\xi)$ приведет к возрастанию $\alpha(r)$ в соответствующем интервале расстояний r. Другими словами, это предлагает наличие в ветре звезды WR стационарных крупномасштабных неоднородностей, что не согласуется с наблюдениями. Известно (Черепащук, 1990), что ветер звезд WR имеет клочковатую структуру, однако характерные размеры неоднородностей ветра много меньше размеров протяженной атмосферы WR. Кроме того, клочковатость ветра WR не только мелкомасштабна, но и нестационарна.

Накладывание более жестких априорных ограничений на искомые функции приводит к существенному усложнению алгоритмов, которые могут быть эффективно реализованы лишь на современных мощных компьютерах. В работе Антохина и др., (Antokhin et al., 1997) кривая блеска системы V 444 Cyg была интерпретирована в рамках компромиссной модели, когда функция $I_a(\xi)$ предполагалась вогнутой монотонно невозрастающей неотрицательной функцией при $\xi > r_0$ и равной 1 при $\xi \leqslant r_0$. Параметр r_0 (радиус непрозрачного «ядра») являлся свободным параметром задачи. Функция $I_c(\xi)$ по-прежнему рассматривалась как монотонная невозрастающая и неотрицательная. Априорная информация о вогнутости $I_a(\xi)$ налагает более жесткие ограничения и исключает появление у приближенного решения ступенчатой структуры.

На рис. 217 приведено сравнение результатов решения обратной задачи интерпретации кривой блеска $\lambda\,4244$ Å на множестве монотонно невозрастающих неотрицательных функций и на классе вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций (из работы Antokhin et al., 1997) при одних и тех же геометрических параметрах и фиксированной светимости компоненты WN5 (см. ниже). Видно, что искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, восстановленные на множестве монотонных невозрастающих функций, имеют ступенчатую структуру. Восстановление искомой функции $I_a(\xi)$ на множестве вогнутых невозрастающих функций приводит к значительно лучшим результатам. Однако при этом мы вынуждены «навязать» искомой функции $I_a(\xi)$ разрыв первой производной в точке r_0.

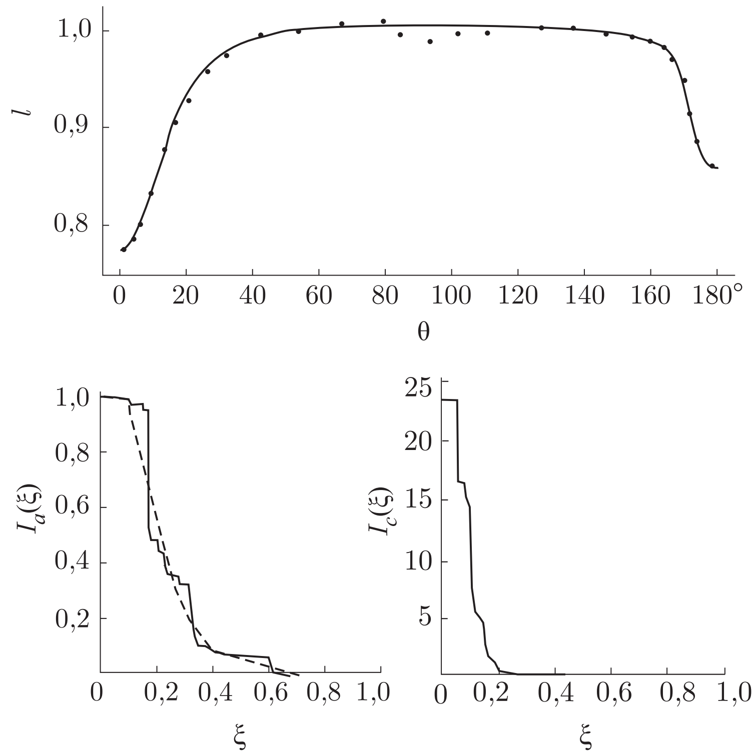


Рис. 217. Результаты решения обратной задачи интерпретации кривой блеска $\lambda\,4244$ Å затменной системы V 444 Cyg на множестве неотрицательных невозрастающих функций (сплошные линии) и вогнутых функций (для главного минимума кривой блеска, штриховая линия). Теоретические кривые блеска (вверху рисунка) практически неразличимы. Наблюдательные данные взяты из работы Черепащука (1975). Наблюдаемая кривая блеска нанесена в относительных интенсивностях

В работе Антохина и Черепащука (2001а), результаты которой мы изложим ниже, кривая блеска системы V 444 Cyg интерпретируется в модели, в которой обе искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ принадлежат компактному множеству выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций. Как уже отмечалось, предполагается, что выпуклая часть этих функций соответствует «ядру» звезды WR, а вогнутая часть — ее протяженной фотосфере и атмосфере. Положение точки перегиба является свободным параметром обратной задачи. Такая жесткая априорная информация позволяет наиболее полно учесть специфику модели звезды WR, не затрагивая ее физических деталей. Это позволяет восстановить из анализа затменной кривой блеска структуру внутренних частей ветра звезды WR и, в частности, поле скоростей радиального истечения вещества.

Помимо двух неизвестных функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ неизвестными параметрами задачи являются r_{O6} и i. Параметр I_0 определяется из условия нормировки (566). Наличие всего двух независимых геометрических параметров дает возможность решать задачу перебором по этим параметрам. Тем самым исключается возможность выбора в качестве решения локального минимума функционала невязки.

Компактное множество выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций $\widetilde{M}\downarrow$ в случае дискретной аппроксимации функций на сетке размерностью n определяется набором неравенств, которые должны быть включены в алгоритм поиска решения:

$$\widetilde{M}\downarrow = \begin{cases} z_1 \geqslant 0, \\ z_1 \geqslant z_2, \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \leqslant 0, \\ i = 1, \ldots, k-1, \\ z \in R^n: \\ z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1} \geqslant 0, \\ i = k+1, \ldots, n-1, \\ z_{n-1} \geqslant z_n, \quad 1 < k < n, \\ z_n \geqslant 0. \end{cases} \tag{573}$$

В случае решения интегрального уравнения (564) на z накладывается дополнительное ограничение $z_1 = 1$. Для краткости введем операторные обозначения для правых частей интегральных уравнений (564) и (565): $A_1 z$ и $A_2 z$, где z — вектор, представляющий собой дискретную аппроксимацию искомой функции $I_a(\xi)$ или $I_c(\xi)$. Обозначим также набор наблюдаемых потерь блеска $1 - l_{1,2}(\theta)$ для различных орбитальных фаз θ векторами u_1, u_2 соответственно. Тогда алгоритм решения задачи (564)–(568) может быть описан следующим образом.

1. Для каждой пары параметров r_{O6}, i решается уравнение (565) путем минимизации функционала невязок $\Phi_2 = \|A_2 z_2 - u_2\|^2_{l_2}$ для различных значений k (индекса точки перегиба) и с учетом ограничений (573). В результате определяется оптимальная функция $I_c(\xi)$ и значение k.

2. По найденной функции $I_c(\xi)$ из условия нормировки (566) находится величина I_0.

3. Шаг 1 повторяется для функционала невязок в главном минимуме $\Phi_1 = \|A_1 z_1 - u_1\|^2_{l_2}$. Отметим, что хотя, вообще говоря, значение индекса точки перегиба для функции $I_a(\xi)$ в главном минимуме может искаться независимо, мы имеем очевидное физическое ограничение на этот параметр: ширина участка функции $I_a(\xi)$, где эта функция равна 1 (непрозрачное ядро) должна соответствовать характерной ширине функции $I_c(\xi)$. Поэтому выбор точки перегиба для решения в главном минимуме осуществляется, исходя из этого ограничения.

Результатом этих вычислений являются значения функционалов невязки на двумерной сетке r_{O6}, i и соответствующие оптимальные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, а также индексы точек перегиба.

В метрике пространства l_2 функционалы Φ_1, Φ_2 представляют собой сумму квадратов отклонений теоретической кривой блеска от наблюдаемой. Неравноточность нормальных точек кривой блеска учитывалась путем введения весовых коэффициентов (см. выше). Для удобства функционалы невязки нормировались на сумму весов, так что величина $\eta_{1,2} = \sqrt{\Phi_{1,2}}$ может быть непосредственно сравнена с характерной ошибкой наблюдаемой нормальной точки кривой блеска $\lambda\, 4244$ Å $\delta = 0{,}004$ (в интенсивностях). Поскольку операторы $A_{1,2}$ — линейные, то в метрике пространства l_2 функционалы Φ_1, Φ_2 — квадратичные, и их производные могут быть легко вычислены. Для минимизации таких функционалов при ограничениях (573) можно использовать эффективный метод проекции сопряженных градиентов. Детали метода описаны в книге Гончарского и др. (1985). Использовалась сетка по переменной ξ на интервале $(0, 1)$, состоящая из 200 узлов, что вполне достаточно для необходимой аппроксимации интегралов соответствующими суммами.

Решение интегрального уравнения Абеля (569) проводилось на компактном множестве вогнутых монотонных неотрицательных функций, аналогично тому, как это было сделано в работе Антохина и др. (Antokhin et al., 1997).

в) Результаты решения обратной задачи. Мы использовали ту же узкополосную ректифицированную кривую блеска V 444 Cyg в континууме $\lambda\,4244$ Å, что и в предшествующих работах (Черепащук, 1975, Cherepashchuk et al., 1984, Antokhin et al., 1997). На рис. 218 показана поверхность суммарных невязок в главном и вторичном минимумах $\eta_1 + \eta_2$. Плоский участок поверхности невязок — область, соответствующая $\cos i > r_{\mathrm{O6}}$, в которой диск звезды O6 не перекрывает центр диска

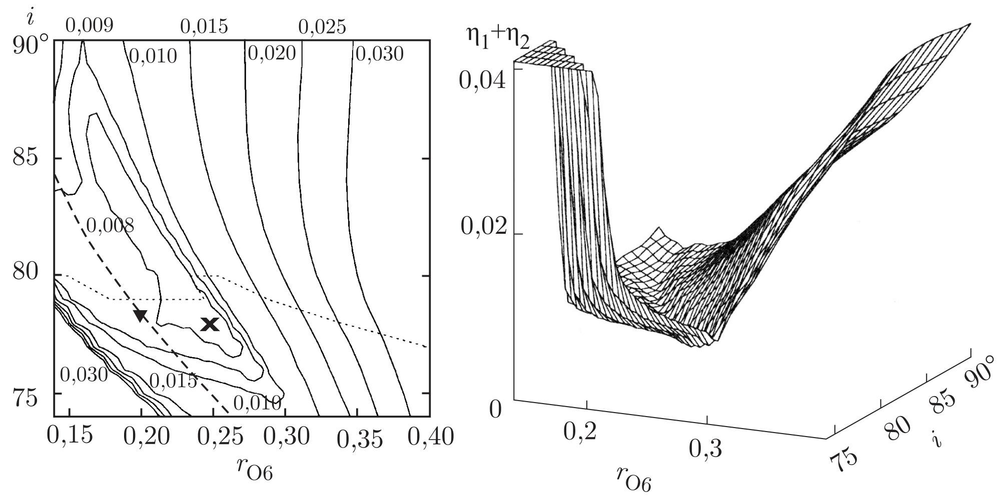


Рис. 218. Система V 444 Cyg. Поверхность суммарных невязок $\eta_1 + \eta_2$ для решения на множестве выпукло-вогнутых функций. В левой части рисунка показаны изоуровни поверхности. Решение, соответствующее абсолютному минимуму невязки, отмечено крестиком. Штриховая линия на левом рисунке соответствует фиксированной относительной светимости компоненты WN5 $L_{WN5} = 0{,}38$. Оптимальное решение для этой светимости отмечено треугольником. Тонкая пунктирная линия отделяет область, где ядро компоненты WN5 непрозрачно (ниже линии), от области полупрозрачного ядра

WN5 и, следовательно, модель недоопределена. Поэтому вычисления в этой области не проводились (в этом и нет особой необходимости, поскольку в этой области имеет место резкое возрастание функционала невязки). Разумеется, при необходимости можно проводить вычисления и в области $\cos i > r_{r\mathrm{O6}}$, проводя разумную экстрополяцию функций $I_a(\xi)$ и $I_c(\xi)$ в центральную часть диска звезды WN5, где эти функции не определяются непосредственно из кривой блеска. Подробнее о границах применимости модели см. выше, а также в книге Гончарского и др. (1985).

Отметим, что в рамках нашей модели трудно использовать критерий χ^2 для статистической оценки уровня значимости модели и оценки доверительных интервалов (ошибок) найденного решения. Это связано с тем, что в нашем случае каждая из искомых функций аппроксимируется дискретными значениями на 200 точках. Эти значения не независимы, а скоррелированы между собой условиями (573). Сложный характер связей между параметрами задачи, описываемый условиями (573), не дает возможности надежно оценить реальное число независимых степеней свободы в нашей задаче. Поэтому мы можем лишь косвенно судить о степени соответствия модели и наблюдений по величине суммарной невязки. Условимся считать, что для того, чтобы (субъективно) рассматривать модель как приемлемую, эта невязка $\eta_1 + \eta_2$ должна быть близка к удвоенной характерной погрешности нормальной точки кривой блеска, т. е. 0,008 в шкале интенсивностей.

Очевидным выбором оптимальной модели является выбор по абсолютному минимуму суммарной невязки. Однако оказалось, что полученное таким образом решение не согласуется с наблюдаемым отношением светимостей компонент системы (Cherepashchuk et al., 1995). В настоящее время не вполне ясно, чем вызвано это несоответствие — недостатком нашей модели или неточностью наблюдаемого отношения светимостей компонент: линии поглощения спутника O6 в суммарном спектре системы относительно слабы и, кроме того, часто перекрываются с эмиссионными линиями звезды WN5. Поэтому для системы V 444 Cyg спектрофотометрическое определение отношения светимостей компонент представляет собой непростую задачу. Исходя из сказанного, мы независимо рассмотрим два варианта решения — решение, определяемое абсолютным минимумом суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$, и решение, соответствующее наблюдаемому спектрофотометрическому отношению светимостей компонент (см. рис. 218). Параметры модели, соответствующие этим двум решениям, приведены в табл. 76.

Таблица 76

Параметры системы V 444 Cyg и характеристики звезды WN5, восстановленные из решения ректифицированной кривой блеска в континууме λ 4244 Å

Параметр	Параметры, соответствующие фиксированной наблюдаемой величине $L_{\mathrm{WN5}} = 0{,}38$	Параметры, соответствующие абсолютному минимуму суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$
$\eta_1 + \eta_2$	0,0087	0,0067
L_{WN5}	0,38 (фиксирована)	0,20 (определена из решения кривой блеска)
r_{O6}	$0{,}20(7{,}6R_\odot)$	$0{,}25(9{,}5R_\odot)$
$r_{\mathrm{WN5}}^{\mathrm{core}}$	$\sim 4R_\odot$	$(2\text{–}3)\,R_\odot$
T_{br}^{core}	52 000 K	230 000 K (>70 000 K)
n	0,94	1,45
β	1,82	1,58

Примечание: $r_{\mathrm{WN5}}^{\mathrm{core}}$ — радиус непрозрачного ядра звезды WN5, $T_{\mathrm{br}}^{\mathrm{core}}$ — яркостная температура ядра звезды WN5, вычисленная в предположении, что эффективная температура спутника-звезды O6 равна 40 000 K.

Замечательно то, что, как показали вычисления, результаты восстановления пространственной структуры ветра звезды WN5 и характеристики «ядра» звезды WN5 качественно подобны для обоих решений кривой блеска.

г) Решение, соответствующее абсолютному минимуму суммарной невязки. Абсолютный минимум суммарной невязки $(\eta_1 + \eta_2)_{\min} = 0{,}0067$ достигается при $r_{\mathrm{O6}} = 0{,}25$ (в долях радиуса относительной орбиты системы), $i = 78{,}0°$. Этот минимум отмечен на рис. 218 крестиком. При этом относительная светимость компоненты WN5 (выраженная в долях суммарной светимости компонент) $L_{\mathrm{WN5}} = 0{,}2$. Значения параметров r_{O6}, i близки к тем, что были найдены в прежней работе (Черепащук, 1975), что подтверждает результаты работы (Cherepashchuk et al., 1984). Заметим, что в этих ранних работах интерпретация кривой блеска $\lambda\,4244$ Å выполнена в предположении, что искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ принадлежат множеству монотонно невозрастающих неотрицательных функций. Таким образом, значения геометрических параметров, найденные по абсолютному минимуму невязки, получаются одинаковыми для разных типов априорной информации о неизвестных функциях. Подчеркнем также, что по абсолютному минимуму суммарной невязки удается найти не только параметры r_{O6}, i, но и относительную светимость звезды WN5:

$$L_{\text{WN5}} = 2\pi \int\limits_0^{R_c} I_c\,(\xi)\,\xi\,d\xi = 0{,}2.$$

Функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, найденные на множестве выпукло-вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций, и соответствующие абсолютному минимуму суммарной невязки, приведены на рис. 219.

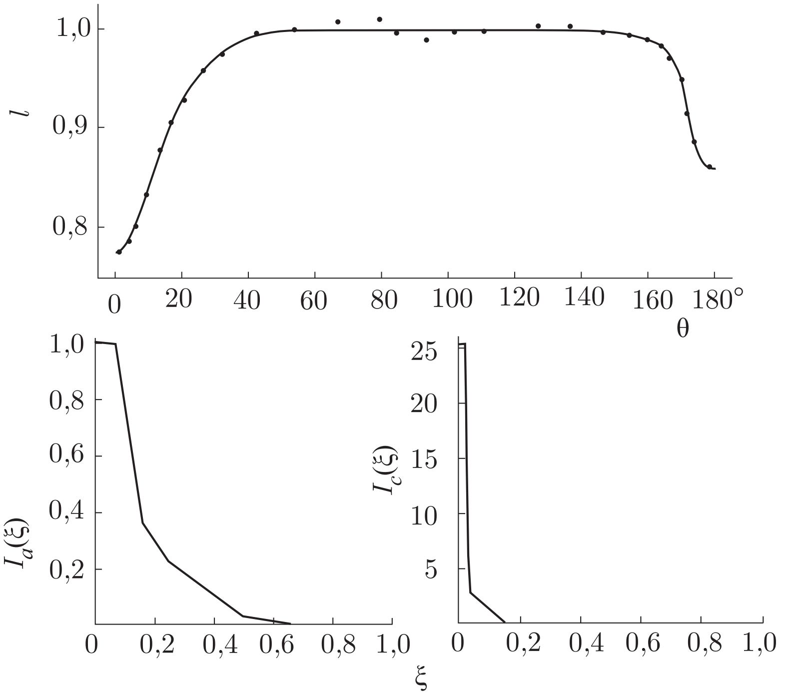


Рис. 219. Система V 444 Cyg. Решение обратной задачи интерпретации кривой блеска $\lambda\,4244$ Å на множестве выпукло-вогнутых невозрастающих неотрицательных функций, соответствующее абсолютному минимуму суммарной невязки. В верхней части рисунка показаны наблюдаемая и теоретическая кривые блеска $\lambda\,4244$ Å.

Из левой части рис. 218 видно, что линия изоуровня, соответствующая суммарной невязке 0,008, охватывает значительную область плоскости геометрических параметров r_{O6}, i. Таким образом, если не привлекать ограничений на радиус «ядра» r_0 звезды WR (см. тождество (560)), то точность определения значений параметров r_{O6}, i, найденных лишь по абсолютному минимуму суммарной невязки, сравнительно невелика даже при высокой точности кривой блеска $\sim 0{,}004$. Априорные ограничения (573) для функции $I_a(\xi)$ требуют, как уже отмечалось, равенства единице этой функции лишь в одной точке $\xi = 0$. Однако очевидно, что поскольку у звезды WN5 должно существовать гидростатическое и непрозрачное «ядро» радиусом r_0, функции $I_a(\xi)$ можно, как уже упоминалось, навязать равенство единице для всех $\xi \leqslant r_0$. Из теории внутреннего строения горячих массивных звезд (см., например, Langer, 1991) следует, что радиус гидростатического непрозрачного ядра звезды WN5 при ее массе $\sim 10M_\odot$ должен составлять примерно $2R_\odot$. Тонкая пунктирная линия на рис. 218 отделяет область, в которой $I_a(\xi) = 1$ как минимум для $\xi < 0{,}05$ ($\sim 2R_\odot$), от области, где основное тело «ядра» полупрозрачно, т. е. $I_a(\xi)$ становится меньше 1 на расстоянии от центра диска WN5 $\xi > 0{,}05$ (напомним, что в точке $I(\xi = 0)$ функция $I(0) = 1$ всегда). Условие абсолютной непрозрачности «ядра» радиусом $2R_\odot$ ($\xi \leqslant 0{,}05$) выполняется в области, лежащей ниже пунктирной линии на рис. 218. Это позволяет дополнительно ограничить область возможных значений параметров r_{O6}, i и значительно уменьшить погрешности их определения.

д) Решение, соответствующее наблюдаемой относительной светимости компоненты WN5. В работе (Cherepashchuk et al., 1995) на основе спектрофотометрических наблюдений системы V 444 Cyg была определена относительная светимость звезды WN5 $L_{\text{WN5}} = 0{,}38$. Область решений, соответствующих этой фиксированной светимости, показана на рис. 218 штриховой линией. Минимум суммарной невязки вдоль этой линии (отмечен треугольником) равен $\eta_1 + \eta_2 = 0{,}0087$. Этому минимуму соответствуют параметры $r_{\text{O6}} = 0{,}20$, $i = 78{,}43°$. Функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, соответствующие этому случаю, показаны на рис. 220.

Как видно из рис. 218, очень важно использовать любую независимую информацию, которая может дополнительно ограничить выбор искомого решения.

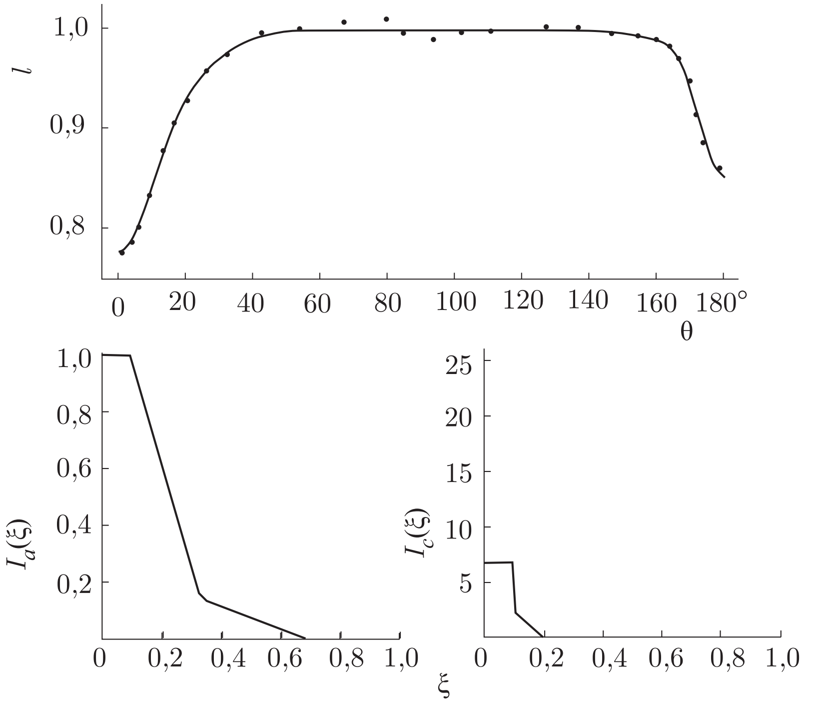


Рис. 220. То же, что на рис. 219, для фиксированной относительной светимости компоненты WN5 $L_{\text{WN5}} = 0{,}38$

Ограничение, накладываемое требованием существования абсолютно непрозрачного ядра у звезды WN5, существенно сужает область возможных значений геометрических параметров $r_{\rm O6}$, i. Использование независимой информации об относительной светимости компоненты WN5 позволяет дополнительно ограничить их значения.

е) Абсолютные значения параметров системы. Задав абсолютные значения радиуса относительной орбиты системы, температуру O6-звезды 40 000 K и наблюдаемый темп потери массы звездой WN5, можно получить абсолютные значения радиуса «ядра» WN5, его яркостную температуру (приведены в табл. 76), а также дать абсолютные распределения $n_e(r)$ и $v(r)$. Мы приведем эти значения в точке r_0, соответствующей границе непрозрачного «ядра» WN5. Радиус относительной орбиты системы $a = 38R_\odot$, темп потери массы звездой WN5 $\dot{M} = 0{,}7 \cdot 10^{-5} M_\odot$/год (Antokhin et al., 1995, Cherepashchuk, 1996). Для первой модели $r_0 = 0{,}076$ ($\sim 2{,}9R_\odot$), $n_e(r_0) = 1{,}1 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $v(r_0) = 230$ км/с. Для второй модели $r_0 = 0{,}105$ ($\sim 4R_\odot$), $n_e(r_0) = 1{,}0 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $v(r_0) = 132$ км/с. Приведем также значения радиальной оптической толщи в точке r_0: $\tau^{\rm rad}(r_0) = 0{,}68$ для первой модели, $\tau^{\rm rad}(r_0) = 0{,}84$ для второй модели. Напомним, что первая модель соответствует абсолютному минимуму суммарной невязки, а вторая — фиксированной относительной светимости WN5 — компоненты $L_{\rm WN5} = 0{,}38$. Поскольку при решении кривой блеска мы не использовали априорное ограничение на значения функции $I_a(\xi)$ в окрестностях точки $\xi = 0$, величина радиуса ядра звезды WN5 r_0 оценена по размерам области равенства единице функции $I_a(\xi)$ (см. рис. 219, 220).

ж) Поле скоростей в ветре звезды WN5. Как отмечалось выше, функция $I_a(\xi)$ позволяет восстановить пространственное распределение объемного коэффициента поглощения $\alpha(r)$ путем решения интегрального уравнения Абеля (569). Функция $\alpha(r)$ искалась на множестве вогнутых монотонно невозрастающих неотрицательных функций. В качестве левой границы сетки по ξ выбиралась первая точка, где функция $I_a(\xi)$ становится меньше 1. Эта же точка определяет величину r_0, которую мы рассматриваем как оценку радиуса непрозрачного в оптическом континууме «ядра» звезды WN5 (при рассматривании диска звезды WN5 «на просвет»).

На рис. 221 показаны два варианта решения уравнения (569), соответствующие двум описанным решениям обратной задачи (564)–(568). Для контроля этого решения по полученным функциям $\alpha(r)$ с использованием формул (569) и (564) были вычислены теоретические кривые блеска, также показанные на рис. 221. Соответствующие значения невязок для двух представленных решений составляют $\eta_{1,\rm Abel} = 0{,}0043$, $\eta'_{1,\rm Abel} = 0{,}0043$, что немного превышает соответствующие невязки, полученные в результате решения уравнения (564) при интерпретации кривой блеска: $\eta_1 = 0{,}0036$, $\eta'_1 = 0{,}0042$.

На рис. 222 точками показаны функции $v\,(r)/v_0$ для двух решений уравнения (569). Поскольку при очень малых величинах $\tau(r)$ погрешность определения $v\,(r)/v_0$ может превысить саму величину скорости, диапазон расстояний, в пределах которого определялось распределение скорости, был ограничен сверху расстоянием, на котором радиальная оптическая толща становится 0,08. При меньших значениях $\tau_{\rm rad}(r)$ поведение восстановленной функции $v\,(r)/v_0$ становится нерегулярным. Из рис. 222 видно, что в обоих случаях в ветре звезды WN5, поглощающем в континууме, наблюдается в среднем ускоренное истечение вещества, что подтверждает прежний вывод (Cherepashchuk et al., 1984). Немонотонность в распределении скорости $v(r)$ может быть связана с ошибками наблюдаемой кривой блеска. Влияние этих ошибок на восстановленное поле скоростей может быть существенно, поскольку функция $\alpha(r)$, по которой находится поле скоростей, получается в результате последовательного

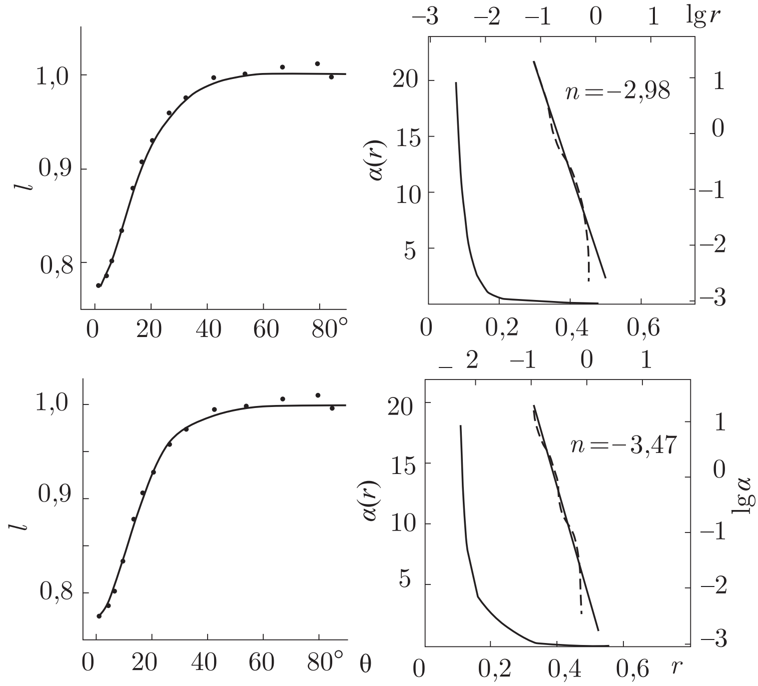


Рис. 221. Система V 444 Cyg. Решение интегрального уравнения Абеля на классе вогнутых функций для двух решений обратной задачи интерпретации кривой блеска λ 4244 Å. Вверху решение, соответствующее абсолютному минимуму суммарной невязки, внизу решение, соответствующее фиксированной относительной светимости компоненты WN5. Показаны также решения в логарифмическом масштабе и их аппроксимация линейной функцией. Величина n — показатель степенного закона аппроксимирующего $\alpha(r)$. Слева от решений показаны соответствующие теоретические кривые блеска в главном минимуме

решения двух некорректных задач: интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода (564) и интегрального уравнения Абеля (569).

На рис. 222 приведены также результаты среднеквадратичной аппроксимации безразмерных функций параметрическими законами: законом Ламерса (Lamers and Cassinelli, 1999)

$$v\,(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_c}{r}\right)^{\beta} \tag{574}$$

(где r_c — радиус гидростатического «ядра» звезды WN5, v_∞ — наблюдаемая предельная скорость расширения ветра) и степенным законом

$$v\,(r) = v_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n}. \tag{575}$$

В рамках нашей модели невозможно из наблюдений непосредственно определить радиус гидростатического «ядра» звезды WR. Это связано с тем, что по наблюдениям в оптическом континууме можно «проникнуть» вглубь ветра звезды WR только до слоев с оптической толщей вдоль луча зрения (при рассматривание диска WR «на просвет») $\tau(\xi)$ в континууме порядка 1, что, в случае интенсивного ветра звезды WR, существенно превышает радиус гидростатического «ядра» r_c. Поэтому при аппроксимации восстановленного распределения скоростей законом Ламерса мы положили величину $r_c = 0{,}05 = 2R_\odot$ в соответствии с эволюционными расчетами

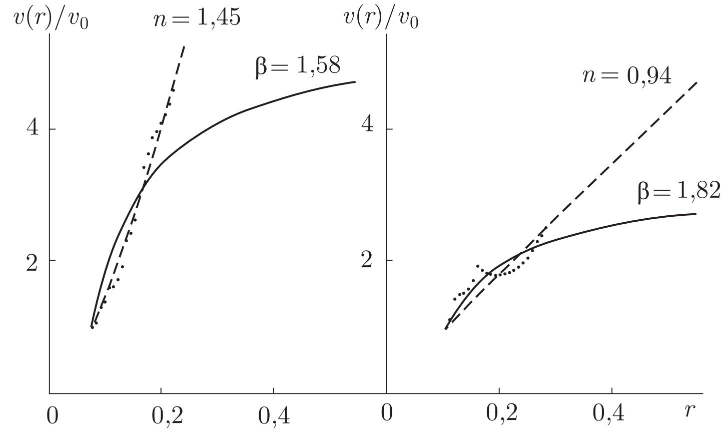


Рис. 222. Система V 444 Cyg. Распределение скоростей в фотосфере звезды WN5 для двух вариантов решения интегрального уравнения Абеля. Точками показаны значения $v(r)/v_0$ в узлах сетки. Слева — решение, соответствующее абсолютному минимуму невязки $\eta_1 + \eta_2$, справа — решение, соответствующее фиксированной относительной светимости компоненты WN5 $L_{WN5} = 0{,}38$. Показаны также аппроксимации этих решений законом Ламерса (сплошные линии) и степенным законом (пунктирные линии)

для массивных ($m \simeq 10M_\odot$) гелиевых звезд (Langer, 1991). Отметим, что поскольку в действительности при аппроксимации законом Ламерса (574) аппроксимируется отношение $v(r)$ к $v = v_\infty \left(1 - r_c/r_0\right)^\beta$, v_∞ сокращается и результат аппроксимации от величины v_∞ не зависит.

Как следует из рис. 222, параметрическая аппроксимация распределения скоростей приводит для обоих решений кривой блеска $\lambda\,4244$ Å к значениям $\beta = 1{,}58$–$1{,}82$ и $n = 0{,}94$–$1{,}45$. Необходимо отметить, что показатель степени n в степенной аппроксимации (575) должен был бы быть равным модулю соответствующего показателя n (см. рис. 221), уменьшенному на 2. В нашем случае они слегка отличаются из-за принятого в процессе аппроксимации ограничения по величине $\tau_{\rm rad}(r)$ для малых $\tau_{\rm rad}$. Полученные интервалы значений β и n четко свидетельствуют об ускоренном в целом истечении вещества в ветре звезды WN5. Кроме того, эти значения β и n соответствуют относительно медленному ускорению вещества в ветре звезды WN5 по сравнению с ускорением в обычно используемым стандартной моделью в законе Ламерса с $\beta = 1$ (см., например, Hamman et al., 1999). Вместе с тем, из нашего результата следует, что заметное ускорение вещества в ветре WR все еще происходит на сравнительно больших расстояниях от центра звезды WR, где в случае $\beta = 1$ скорость в законе Ламерса уже выходит на максимальное значение и становится практически постоянной. Этот результат согласуется с выводами других авторов о сравнительно медленном ускорении вещества в ветре звезд WR (Koenigsberger, 1990, Moffat, 1996, Lepine and Moffat, 1999). Следует отметить, что ни закон Ламерса, ни степенной закон не описывают найденные функции сколь-нибудь удовлетворительным образом. Если наши результаты по восстановлению распределения скоростей в фотосфере компоненты WN5 в системе V 444 Cyg можно считать значимыми, этот факт свидетельствует о том, закон Ламерса для ветров звезд WR вообще не является хорошей аппроксимацией (этот закон хорошо аппроксимирует звездные ветра горячих OB–звезд). Проверкой значимости наших результатов может стать решение обратных задач (564)–(568), (569) в рамках параметрической модели ветра звезды WN5 в системе V 444 Cyg (см. ниже).

з) Заключение. Мы решили обратную задачу интерпретации узкополосной кривой блеска системы V 444 Cyg в континууме $\lambda\,4244$ Å. При этом были использованы более специфичные априорные ограничения на искомые функции, чем в предыдущих работах (Черепащук, 1975, Cherepashchuk et al., 1984, Antokhin et al., 1997, Гончарский и др., 1985). Предполагалось, что функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ выражающие распределение яркости и свойств поглощения по диску звезды WN5, являются выпукло-вогнутыми монотонными невозрастающими и неотрицательными. Выпуклая часть соответствует «ядру» звезды WN5, а вогнутая — протяженной фотосфере и атмосфере звезды WN5. В результате проведенного анализа мы пришли к следующим выводам.

1. Вид поверхности суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$ практически одинаков для разных видов априорной информации. Тем самым качественно подтверждается выбор значений геометрических параметров модели в предыдущих работах (Черепащук, 1975, Гончарский и др., 1985). Тем не менее, для повышения надежности получаемых результатов очень важно использовать любую независимую информацию о системе, например, спектрофотометрическую оценку отношения светимостей компонент в системе.

2. Независимо от вида используемой априорной информации, радиус «ядра» звезды WN5 $r^{\rm core}_{\rm WN5}$, определяемый как по абсолютному минимуму суммарной невязки, так и при фиксированной наблюдаемой светимости компоненты WN5, не превышает $4R_\odot$, а яркостная температура «ядра» высока ($T^{\rm core}_{\rm br} \geqslant 52\,000$ K). Это соответствует прежним результатам, полученным без использования спектрофотометрической оценки относительной светимости звезды WN5. Малый радиус и высокая температура «ядра» звезды WN5 при ее массе $10M_\odot$ свидетельствуют о том, что эта звезда является гелиевым остатком первоначально массивной ($m > 30M_\odot$) звезды (Langer, 1991, Тутуков и Юнгельсон, 1973).

3. В ветре звезды WN5 несомненно наблюдается ускоренное истечение вещества. При этом есть основания полагать, что ускорение ведет себя с расстоянием не так, как в общепринятом законе Ламерса с показателем степени $\beta = 1$. Вблизи «ядра» звезды WN5 ускорение происходит медленнее, чем предсказывается стандартным законом Ламерса с $\beta = 1$, но на больших расстояниях, где этот закон предполагает практически постоянную максимальную скорость истечения, на самом деле все еще наблюдается заметное ускорение вещества ветра. Этот факт подтверждается другими наблюдательными свидетельствами, и он должен учитываться при разработке новых, более совершенных моделей звездного ветра звезд WR.

6. Восстановление поля скоростей в ветре звезды WN5 в системе V 444 Cyg в рамках параметрической модели

Чтобы убедиться в том, что найденные нами отклонения в поле скоростей для ветра звезды WN5 от закона Ламерса значимы, мы проинтерпретировали узкополосную кривую блеска $\lambda\,4244$ Å системы V 444 Cyg в рамках чисто параметрической модели, задав «руками» параметрический закон Ламерса для поля скоростей (Антохин и Черепащук, 2001б). Поскольку в данном случае обратная задача зависит от конечного числа параметров, можно, используя статистический критерий χ^2, оценить уровень значимости, на котором эта модель отвергается. Если этот уровень значимости окажется низким, то мы будем иметь большие основания отвергнуть закон Ламерса. Это будет подтверждением нашего прежнего вывода о том, что закон Ламерса плохо аппроксимирует реальное распределение скоростей в ветре звезды WN5.

а) Постановка задачи. Для решения задачи использовалось уравнение (564):

$$1 - l_1(\theta) = \int\limits_0^{R_a} K_1(\xi,\, \Delta,\, r_{O6})\; I_0\left[1 - e^{-\tau(\xi)}\right] d\xi, \tag{576}$$

а также уравнение Абеля (569):

$$\tau(\xi) = 2\int\limits_{\xi}^{R_a} \frac{\alpha(r)\; r dr}{\sqrt{r^2 - \xi^2}}, \tag{577}$$

куда следует подставить выражение для объемного коэффициента поглощения $\alpha(r)$, обусловленного электронным рассеянием и выраженным (с помощью уравнения неразрывности движения газа в ветре WN5) через поле скоростей $v(r)$:

$$\alpha(r) = \alpha_0 \frac{r_0^2 v_0}{r^2 v(r)}\, S(r), \tag{578}$$

где $v_0 = v(r_0)$, r_0 — радиус непрозрачного «ядра» WN5, $v(r)$ — закон изменения скорости с расстоянием от центра звезды WN5. Величина $S(r)$ включена в (578) для учета состояния ионизации. Во внутренних частях ветра гелий полностью ионизован (зона He III, $S(r) = 2$), во внешней он может стать однократно ионизованным (зона He II, $S(r) = 1$).

Мы рассмотрели два параметрических закона для $v(r)$: закон Ламерса

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_c}{r}\right)^{\beta} \tag{579}$$

и степенной закон

$$v(r) = v_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n}. \tag{580}$$

Пояснения к этим законам см. выше.

Формула (578) используется для вычисления $\alpha(r)$ лишь для расстояний $r > r_0$. Оптическая толща для $\xi < r_0$ в нашей модели полагается равной бесконечности. Величина α_0 в (578) находится из условия нормировки $\tau(r_0) = 1$:

$$\alpha_0 = \left(2 r_0^2 v_0 \int\limits_{r_0}^{R_a} \frac{dr}{r v(r) \sqrt{r^2 - r_0^2}}\right)^{-1}. \tag{581}$$

Параметрами задачи в общем случае являются:

1) наклонение орбиты i,
2) радиус звезды O6 r_{O6},
3) радиус гидростатического «ядра» r_c (очевидно, он меньше r_0),
4) расстояние r_0 от центра диска WN5, на котором при рассматривании диска звезды WN5 «на просвет» оптическая толща вдоль луча зрения $\tau(r_0) = 1$; r_0 называется радиусом непрозрачного «ядра» звезды WN5,
5) показатель β для закона Ламерса или показатель n для степенного закона изменения скорости,
6) интенсивность излучения в центре диска звезды O6, I_0,
7) радиус зоны ионизации He III,
8) x — коэффициент потемнения к краю в линейном законе потемнения для звезды O6.

Отметим, что v_∞ в случае использования закона Ламерса или v_0 в случае использования степенного закона не являются параметрами задачи (см. формулу (581)). R_a также не является независимым искомым параметром (см. выше).

Для большинства перечисленных параметров могут быть использованы фиксированные численные значения, полученные из наблюдений или предыдущего анализа. Величины r_{O6}, i, I_0 взяты из результатов решения обратной задачи интерпретации кривой блеска V 444 Cyg на множестве выпукло-вогнутых функций (Антохин и Черепащук, 2001) — см. выше: $i = 78{,}43°$, $r_{\mathrm{O6}} = 0{,}20$, $I_0 = 5{,}499$ (модель 1, выбор параметров при фиксированной светимости $L_{\mathrm{WN5}} = 0{,}38$), и $i = 78{,}0°$, $r_{\mathrm{O6}} = 0{,}25$, $I_0 = 4{,}509$ (модель 2, выбор параметров по абсолютному минимуму суммарной невязки). Величина $x = 0{,}3$, как и ранее.

Как показали расчеты, задача практически нечувствительна к выбору радиуса зоны ионизации He III. Причина заключается в используемой нормировке оптической толщи на расстоянии r_0 от центра звезды WN5. Пусть радиус зоны ионизации He III $r(\mathrm{He\,III})$ меньше расстояния между компонентами системы. Тогда в точке $r = r(\mathrm{He\,III})$ электронная плотность $n_e(r)$ уменьшается в два раза. Однако, в силу нормировки $\tau(r_0) = 1$, величина α_0, вычисляемая по формуле (581), в этом случае увеличивается. Тем самым $\alpha(r > r(\mathrm{He\,III}))$, определяемое формулой (578), уменьшается не в два раза (пропорционально электронной плотности), а существенно меньше. В наших оценочных расчетах это уменьшение составляло $\sim$30 %. В результате эффект этого уменьшения на функции $1 - e^{-\tau(\xi)}$ — излом в точке $r = r(\mathrm{He\,III})$ — практически незаметен. Поэтому все основные расчеты проводились в предположении, что вся протяженная атмосфера звезды WN5 представляет собой стадию ионизации He III.

Как видно из приведенных формул, параметр r_c влияет на модель только в случае использования для $v(r)$ закона Ламерса. Как будет показано ниже, он сильно коррелирует с параметром β. Поэтому мы зафиксировали $r_c = 0{,}05$ ($\sim 2R_\odot$), что является эволюционной оценкой радиуса гидростатического ядра гелиевой звезды массой $9{,}3M_\odot$ (масса звезды WN5 в системе V 444 Cyg).

Таким образом, после задания большинства основных параметров модели, искомыми в нашем случае являются два параметра: β (или n) и r_0.

В общем случае интегралы в (577), (581) не могут быть взяты аналитически, поскольку функция $v(r)$ может быть, вообще говоря, любой. В частности, эти интегралы не берутся для закона Ламерса, а также для иррациональных значений n в случае использования степенного закона. Поэтому мы должны найти их численные значения. Поскольку подинтегральная функция имеет особенность на границе интегрирования, интегралы вычислялись с помощью формулы Эрмита (Калиткин, 1978). Вычисления проводились итеративно до достижения необходимой точности. Интерпретировался один главный минимум кривой блеска $\lambda\,4244$ Å. Поиск параметров β (или n) и r_0 проводился методом перебора. Выбор параметров осуществлялся по абсолютному минимуму невязки. После того, как решение нашей двухпараметрической задачи получено, мы можем оценить абсолютную величину темпа потери массы звездой WN5, пользуясь соотношениями

$$n_e\,(r) = \frac{\alpha\,(r)}{\sigma_T},$$

где $\sigma = 7 \cdot 10^{-25}$ см^2 — сечение томпсоновского рассеяния, и $\rho(r) = 2m_p n_e(r)$, где $m_p = 1{,}7 \cdot 10^{-24}$ г — масса протона (напомним, что мы считаем среду состоящей только из полностью ионизованного гелия):

$$\dot{M}_{\mathrm{WR}} = 4\pi r^2 v\,(r)\;\rho\,(r)\,.$$

Здесь $n_e(r)$ и $\rho(r)$ — распределения электронной и полной плотности вещества, $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$ — абсолютный темп потери массы звездой WR. При вычислении $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$ можно использовать любое расстояние r и соответствующую ему скорость расширения $v(r)$, например, значения r_0 и v_0.

б) Обсуждение результатов. Ректифицированная кривая блеска λ 4244 Å. На рис. 223, 224 показана поверхность невязок η для модели 1 в случае использования закона Ламерса и степенного закона соответственно. На рис. 225, 226 показаны аналогичные поверхности невязок η для модели 2.

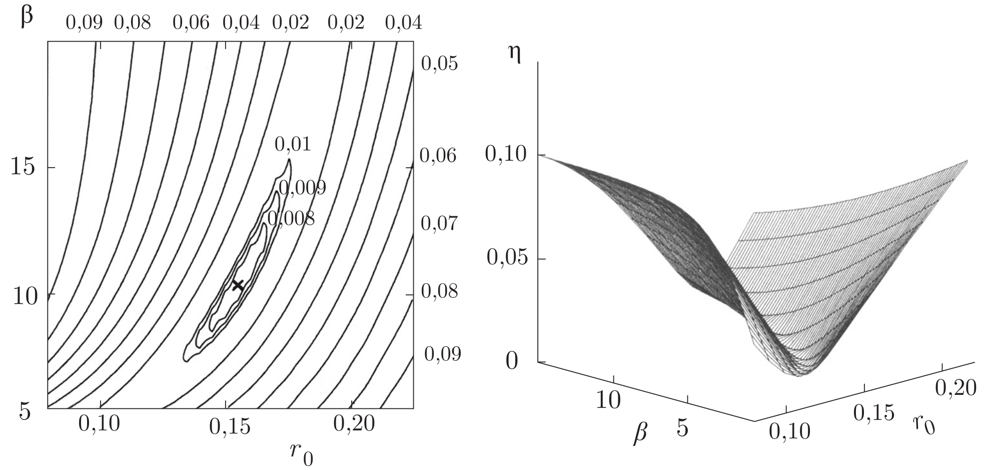


Рис. 223. Система V 444 Cyg. Поверхность невязок для параметрической модели 1 ($i = 78{,}43°$, $r_{\mathrm{O6}} = 0{,}20$, $L_{\mathrm{WN5}}/(L_{\mathrm{WN5}} + L_{\mathrm{O6}}) = 0{,}38$) с законом Ламерса. В левой части рисунка показаны изоуровни поверхности. С иллюстративными целями на этом и следующих аналогичных рисунках на трехмерной поверхности изображена разреженная сетка; реальная сетка, использованная в вычислениях, в несколько раз плотнее

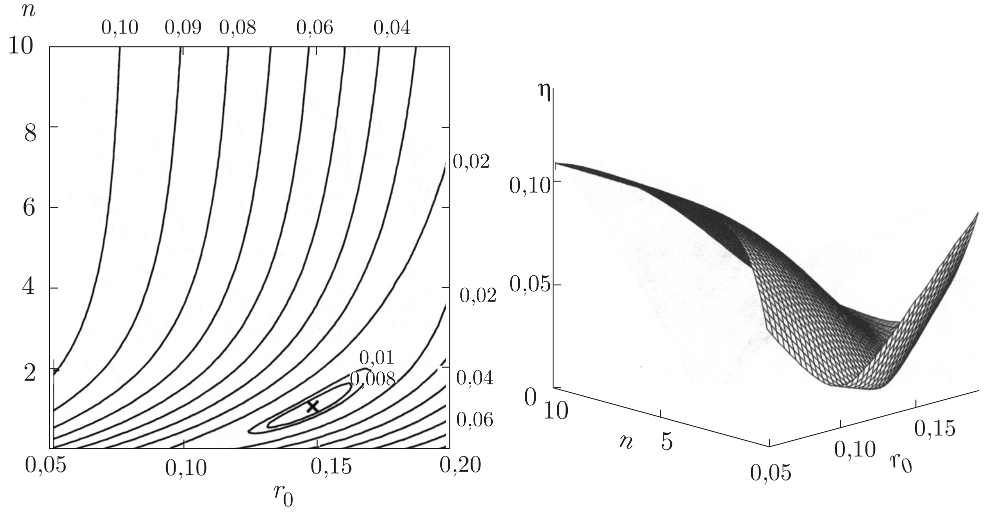


Рис. 224. То же, что на рис. 223, для модели со степенным законом

Решения, соответствующие минимуму невязок, приведены в табл. 77. Пятый столбец таблицы содержит приведенное минимальное значение χ^2 для данной модели,

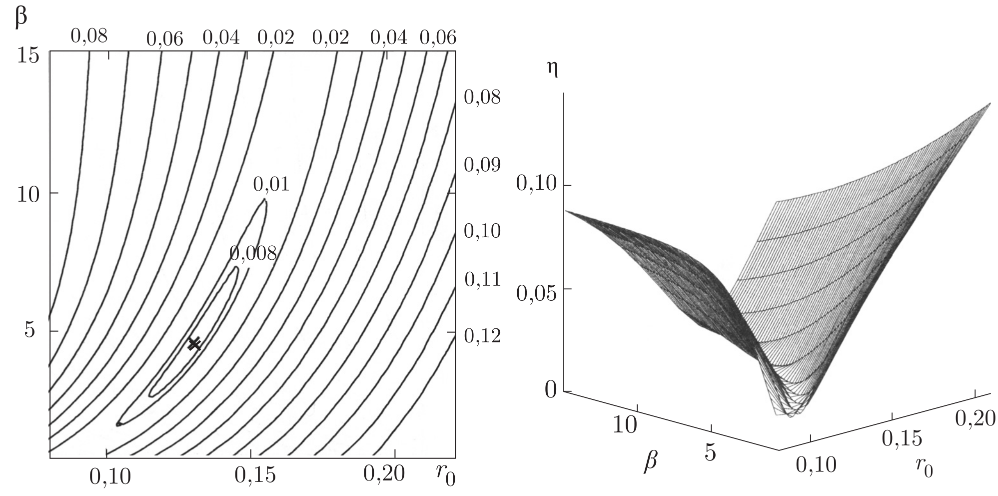


Рис. 225. То же, что на рис. 223, для модели 2 ($i = 78{,}0^\circ$, $r_{\text{O6}} = 0{,}25$, $L_{\text{WN}}/(L_{\text{WN5}} + L_{\text{O6}}) = 0{,}20$), закон Ламерса

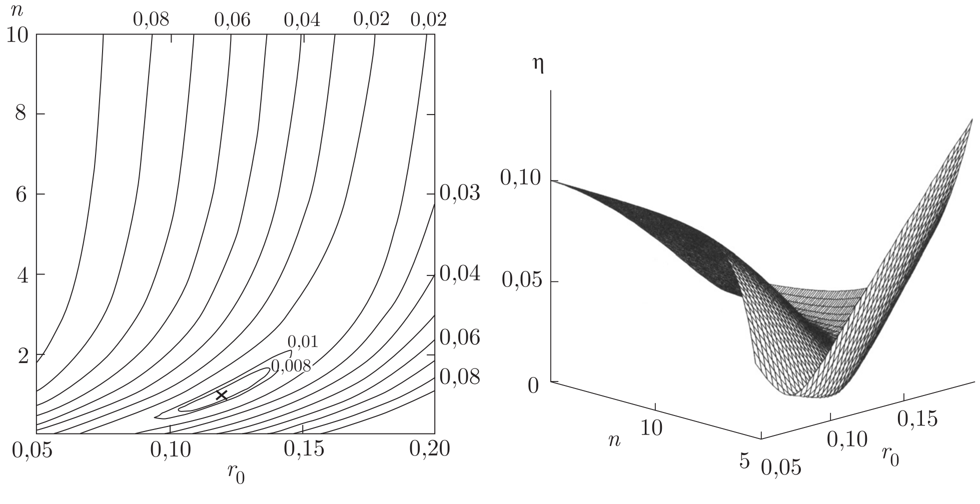


Рис. 226. То же, что на рис. 223, для модели 2 со степенным законом

а шестой — соответствующий уровень значимости в процентах. В таблице также приведена полученная оценка темпа потери массы компонентой WN5.

Для ее вычисления необходимо знать абсолютное значение скорости истечения в заданной точке ветра (например, на расстоянии r_0). Скорость v_0 для моделей Ламерса была вычислена с использованием наблюдаемой для звезды WN5 в системе V 444 Cyg величины предельной скорости $v_\infty = 1800$ км/с. Для моделей со степенным законом скорость v_0 не может быть определена из самой модели и потому была зафиксирована равной 200 км/с, что приблизительно соответствует случаю модели Ламерса. Соответствующие модельные кривые блеска, а также полученные функции $1 - e^{-\tau(\xi)}$ показаны на рис. 227, 228.

Как видно из рис. 227, 228 и табл. 77, ни одно из полученных решений не может сравниться по уровню минимальной невязки η с решением, полученным ранее

Таблица 77

Оптимальные параметры моделей

Модель	r_0	β или n	Невязка η_1	χ_0^2	$P\left(\chi^2 > \chi_0^2\right)$, %	v_0, км/с	$\dot{M}$, 10^{-6} $(M_\odot/\text{год})$
1. Закон Ламерса	0,155	5,4	0,0065	3,08	0,02	220	5,5
2. Закон Ламерса	0,130	4,6	0,0063	2,89	0,05	193	4,2
1. Степенной закон	0,148	1,1	0,0054	2,13	1,2	200	4,1
2. Степенной закон	0,120	1,0	0,0053	2,05	1,7	200	3,2

Примечание: «1» соответствует модели $i = 78{,}43°$, $r_{\text{O6}} = 0{,}20$, $L_{\text{WN5}}/(L_{\text{WN5}} + L_{\text{O6}}) = 0{,}38$; «2» — модели $i = 78{,}0°$, $r_{\text{O6}} = 0{,}25$, $L_{\text{WN5}}/(L_{\text{WN5}} + L_{\text{O6}}) = 0{,}20$. v_0 для моделей Ламерса соответствует принятой величине $v_\infty = 1800$ км/с. v_0 для моделей со степенным законом — принятая величина.

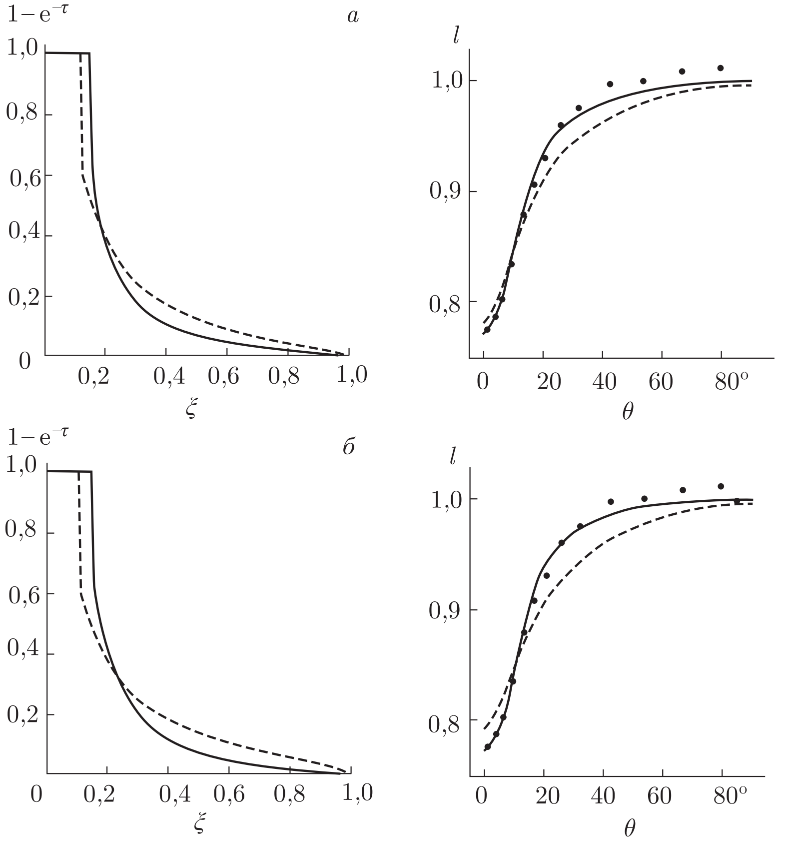


Рис. 227. Система V 444 Cyg. Функции $1 - e^{-\tau(\xi)}$ и модельные кривые блеска для оптимальных параметров модели 1: *а* — закон Ламерса; *б* — степенной закон. Для сравнения штриховыми линиями показаны оптимальные кривые блеска для $\beta = 1$ и $n = 0$ соответственно. Точки — наблюдательные данные

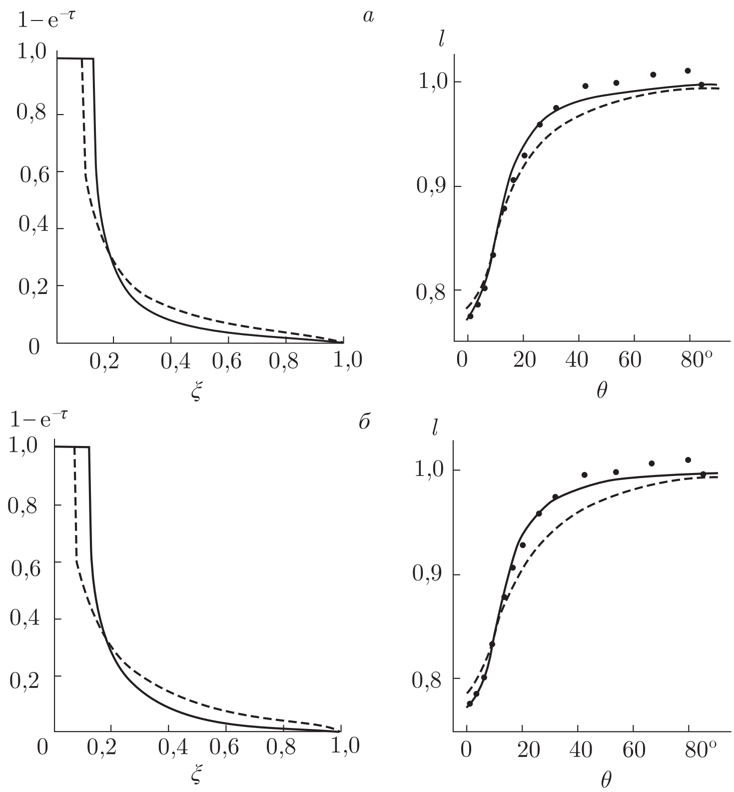


Рис. 228. То же, что на рис. 227, для модели 2

(Антохин и Черепащук, 2001а, см. выше) ($\eta \simeq 0{,}004$). Это, очевидно, обусловлено меньшей гибкостью используемой нами параметрической модели. Тем не менее, решения для степенного закона имеют уровень значимости 1–2 % по критерию χ^2. В то же время, уровень значимости решений для закона Ламерса составляет 0,02–0,05 %, т. е. наша параметрическая модель отвергается по очень низкому уровню значимости (менее 0,02 %). Следует отметить, что, как следует из таблицы, радиус непрозрачного «ядра» WN5, соответствующий минимуму невязки в рамках нашей параметрической модели, получается существенно больше (в полтора раза), чем значение r_0, полученное из интерпретации обоих минимумов кривой блеска на множестве выпукло-вогнутых функций ($r_0 = 0{,}076$ и $r_0 = 0{,}105$ для абсолютного минимума суммарной невязки и для фиксированной светимости WN5-компоненты 0,38 соответственно). Это связано с тем, что в параметрической модели интерпретируется только один, главный минимум кривой блеска $\lambda\,4244$ Å (атмосферное затмение) и не используются ограничения на радиус непрозрачного «ядра» r_0, вытекающие из значения полуширины функции распределения яркости $I_c(\xi)$. Как следует из рис. 223–226, если уменьшить величину r_0 в соответствии с этими ограничениями (в полтора раза), то величина остаточной невязки η возрастет до 0,02, как для закона Ламерса, так и для степенного закона, что в 5 раз больше погрешности кривой блеска. В этом случае параметрическая модель становится абсолютно неприемлемой, так как она резко противоречит наблюдаемой кривой блеска.

Важно проследить причины систематических отклонений новых модельных кривых (параметрическая модель) от кривых, полученных в непараметрической модели

(Antokhin et al., 1997, Антохин и Черепащук, 2001a). С этой целью на рис. 229 приведены результаты интерпретации той же кривой блеска V 444 Cyg из работы Антохина и Черепащука (2001a) на классе выпукло-вогнутых функций для модели 1 (фиксированная светимость WN5-компоненты). Сравнение рис. 227 *а*, 228 *а* и рис. 229 ясно показывает причину большей невязки в случае параметрической модели: при $\xi > 0{,}8$ поглощение в непараметрической модели уже практически отсутствует, в то время как в нашей параметрической модели оно для $\xi > 0{,}8$ существенно отличается от нуля. В результате на орбитальных фазах, далеких от момента соединения компонент, поглощение в параметрической модели все еще заметно, что приводит к увеличению потери блеска на этих фазах и, как следствие, к увеличению невязки. Таким образом, полученный нами результат показывает, что закон Ламерса является не слишком хорошей аппроксимацией реального поля скоростей в ветре звезды WR.

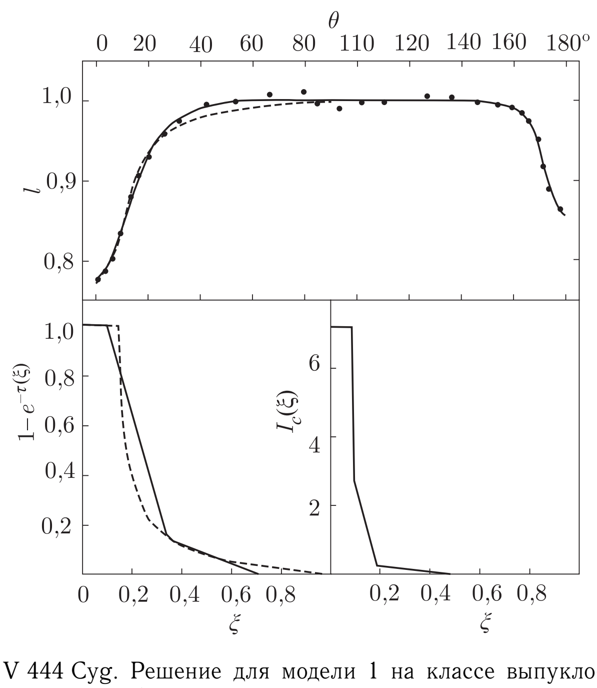


Рис. 229. Система V 444 Cyg. Решение для модели 1 на классе выпукло-вогнутых функций (Антохин и Черепащук, 2001a) при фиксированной относительной светимости компоненты WN5, равной 0,38 (сплошные линии). Здесь $I_c(\xi)$ — распределение яркости по диску звезды WN5, полученное из анализа вторичного минимума кривой блеска λ 4244 Å. Пунктирная линия — решение, полученное для закона Ламерса в модели 1. Соответствующая теоретическая кривая блеска описана пунктирной линией в верхней части рисунка

Отдельного обсуждения требуют величины оптимальных параметров, полученных в рамках параметрической модели. Известно, что в стандартной модели ветра звезды WR (см., например, Hamman, 1996) обычно используется закон Ламерса и принимается $\beta = 1$. Чем обусловлена большая формальная величина β в нашей оптимальной параметрической модели с законом Ламерса? Анализ модельных кривых блеска, получаемых для различных комбинаций параметров r_0, β, приводит к следующим заключениям.

1. Очевидно, что глубина главного минимума зависит как от I_0, так и от поведения функции $I_a(\xi) = 1 - e^{-\tau(\xi)}$ (см. уравнение (576)). Поскольку величина I_0

определяется из соотношения глубин минимумов и в нашем случае фиксирована, главным фактором, определяющим глубину минимума, становится величина r_0 — радиус непрозрачного ядра звезды WN5. Для фиксированного β, при малых r_0 глубина минимума модельной кривой блеска слишком мала, а при больших r_0 — велика, что приводит к увеличению невязки (рис. 223, 225).

2. Величина β влияет главным образом на крутизну и протяженность $1 - e^{-\tau(\xi)}$ при $\xi > r_0$ и, следовательно, на форму главного минимума. На рис. 230 показаны функции $v(r)$ для закона Ламерса и различных величин β. Из этого рисунка и формулы (578) очевидно, что $\alpha(r)$, а следовательно, и $1 - e^{-\tau(\xi)}$, спадают тем быстрее, чем больше β, так как «перепад» $v(r)$ в заданном диапазоне расстояний r

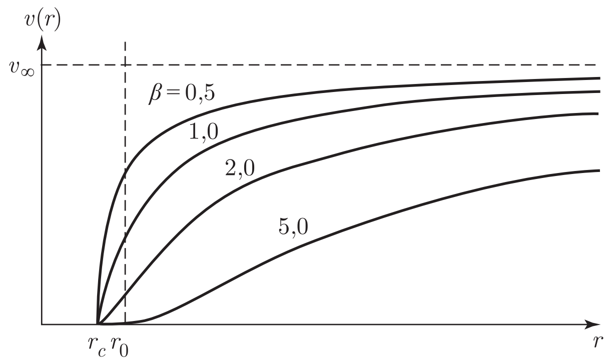


Рис. 230. Закон Ламерса для различных значений β (указаны около кривых)

увеличивается с увеличением β. При малых β изменение $v(r)$ в диапазоне r_0–∞ мало, так что спадание $\alpha(r)$ определяется главным образом фактором r^{-2}. При этом поглощение вдоль луча зрения имеет заметный «хвост» на больших расстояниях от центра звезды WR, что приводит к увеличению потери блеска в крыльях модельной кривой блеска и, как следствие, к увеличению невязки. При очень больших β фотосфера WN5 почти прозрачна (из-за быстрого спадания $\alpha(r)$, обусловленного большими изменениями $v(r)$ в диапазоне r_0–∞), и модельный минимум слишком узок, что также увеличивает невязку (рис. 223, 225). Минимум невязки реализуется для средних значений β, превышающих 1.

3. Таким образом, маленькая невязка не может быть достигнута для $\beta \leqslant 1$ — при этих значениях всегда есть заметный «хвост» в функции $1 - e^{-\tau(\xi)}$, приводящий к увеличению невязки в крыльях главного минимума кривой блеска. Впрочем, даже для оптимальных значений $\beta = 4$–5, полученных нами, «хвост» присутствует, что и приводит к тому, что параметрическая модель отвергается по низкому уровню значимости.

Полученные нами результаты приводят к важному выводу о значимости «странного» поведения скорости $v(r)$, обнаруженного в рамках непараметрической модели (Antokhin et al., 1997, Антохин и Черепащук, 2001): ускорение вещества в протяженной фотосфере звезды WN5 не уменьшается с расстоянием от звезды, как это должно быть в соответствии с законом Ламерса, а почти постоянно или даже несколько увеличивается с расстоянием (рис. 231). Этот результат рассматривался нами с осторожностью, поскольку был получен последовательным решением двух некорректных задач. Дополнительный анализ в рамках параметрической модели показывает значимость этого результата. Небольшие значения $\beta \sim 1$ (при которых происходит быстрое уменьшение ускорения вещества ветра) отвергаются просто потому, что в этом случае модельное затмение получается существенно шире наблюдаемого. Поскольку этот вывод основан, в сущности, только на ширине главного минимума кривой блеска, он представляется весьма обоснованным.

Дополнительным подтверждением вышесказанного является относительно лучшая аппроксимация наблюдаемой кривой блеска модельной кривой в моделях со степенным законом для $v(r)$. Этот закон обеспечивает большую величину ускорения на больших расстояниях от центра звезды WN5 по сравнению с законом Ламерса. Примечательна близость полученных в рамках параметрической модели значений n в моделях со степенным законом и показателей степени n, полученных в работах (Antokhin et al., 1997, Антохин и Черепащук, 2001а) при аппроксимации восстановленного поля скоростей $v(r)$ степенным законом.

Указания на то, что вещество в ветре звезды WR может разгоняться более равномерно, чем в общепринятой модели Ламерса (в терминах β это означает большие по сравнению с единицей значения этого параметра), приводились и другими авторами (см., например, Koenigsberger, 1990, Moffat, 1996, Lepine and Moffat, 2000). Этот вывод имеет важное значения для понимания механизма ускорения вещества в ветре звезды WR (Lamers and Cassinelli, 1999).

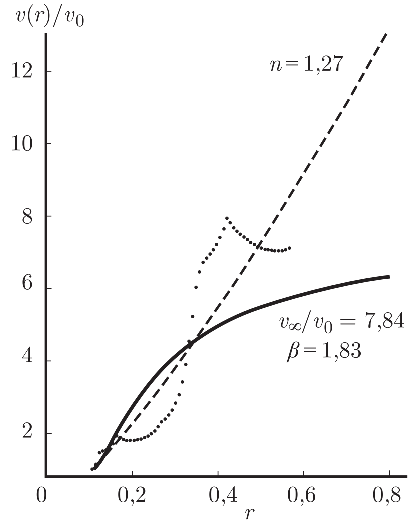


Рис. 231. Система V 444 Cyg. Восстановленное распределение $v(r)/v_0$ (точечная линия) и его аппроксимация законом Ламерса (сплошная линия) и степенным законом (штриховая линия), из работы (Антохин и Черепащук, 2001а) (решение на классе выпукло-вогнутых функций, относительная светимость звезды WN5 равна 0,38)

Дополнительные расчеты, проведенные для нектифицированной кривой блеска $\lambda\,4244$ Å показали близкие результаты (детали см. в работе Антохина и Черепащука, 2001б): $r_0 = 0{,}155$, $\beta = 4{,}3$, $\eta = 0{,}0059$, $\chi^2_0 = 2{,}56$, $P\left(\chi^2 > \chi^2_0\right) = 0{,}2\%$. Таким образом, полученные результаты не зависят от процедуры ректификации кривой блеска. Также оказалось, что результаты сравнительно слабо зависят от принятого значения радиуса гидростатического «ядра» r_c звезды WN5. Мы также провели интерпретацию в рамках параметрической модели узкополосной кривой блеска в другом участке континуума ($\lambda\,4789$ Å) и получили весьма близкие результаты.

7. Затменная двойная система WN3(h)+O5V BAT 99-129: анализ кривой блеска MACHO и характеристики компонент

Затменная двойная система BAT 99-129 в Большом Магеллановом облаке (БМО) — одна из немногих известных внегалактических затменных двойных систем, содержащих компоненту — звезду WR. Она состоит из звезды WR азотной последовательности раннего спектрального подтипа WN3(h) с заметным вкладом водорода в ее оболочку и нормальной звезды главной последовательности с тонкой атмосферой спектрального класса O5V. Орбитальный период системы $P = 2{,}7689^{\mathrm{d}} \pm 0{,}0002^{\mathrm{d}}$. В недавней работе (Foellmi et al., 2006) был проведен детальный анализ спектральных наблюдений этой системы.

Орбита системы, вероятнее всего, круговая (в указанной работе экоцентриситет был принят равным нулю). Радиус относительной орбиты (с точностью до $\sin i$) $a \sin i = 27{,}9 R_\odot$. Отношение оптических светимостей компонент на внезатменных фазах было определено Foellmi et al., (2006) спектрофотометрическим методом. Ее среднее значение

$$\frac{L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}}}{L_{\mathrm{O}}^{\mathrm{obs}}} = 0{,}34 \pm 0{,}2.$$

Оценки радиусов и эффективных температур O- и WR-компонент, данные в работе Foellmi et al., (2006), следующие из рассмотрения эволюционного статуса компонент и соответствующих модельных характеристик, носят предварительный характер. Эффективная температура компоненты O5V была принята равной $T_{\mathrm{ef}} = 43\,000$ K, ее радиус лежит в интервале от $8{,}8 R_\odot$ до $10{,}5 R_\odot$. Авторы отмечают, что звезда O может в действительности принадлежать к спектральному классу O6 и, таким образом, иметь меньший радиус. Температура компоненты WN3(h) оценена в 71 000 K, (на оптической глубине 20), ее радиус, соответствующий росселандовской оптической толще 20, $R_* = 4{,}7 R_\odot$. Эти оценки радиусов, а также предполагаемых масс компонент приводят авторов (Foellmi et al., 2006) к заключению, что наклонение орбиты в системе может составлять $i \geqslant 60^\circ$.

BAT 99-129 — один из объектов, попадающий в поле зрения телескопа эксперимента MACHO, выполняемого с целью поиска носителей темной материи в гало нашей Галактики методом гравитационного микролинзирования. Данная страница эксперимента находится по адресу: http://wwwmacho.anu.edu.au. В ходе эксперимента проводится многолетний фотометрический мониторинг миллионов объектов, находящихся в Большом Магеллановом облаке и Галактике. Мониторинг ведется в двух цветовых каналах, обеспеченных дихроичным фильтром. Область чувствительности «голубого» канала — приблизительно 4500–5900 Å, красного 5900–7800 Å. Система BAT 99-129 наблюдалась в обеих полосах в течение более, чем 7 лет с 1992 г. Общее число индивидуальных измерений в голубом канале 877, в красном — 461. Анализ соответствующих кривых блеска не выявил сколько нибудь значимых отличий в их форме. Поэтому для анализа кривой блеска мы объединили данные обоих каналов в одну кривую блеска. Индивидуальные измерения BAT 99-129, свернутые с периодом, приведенным выше, и начальной эпохой E_0(HJD)=2448843,8935 из работы (Foellmi et al., 2006), показаны на рис. 232.

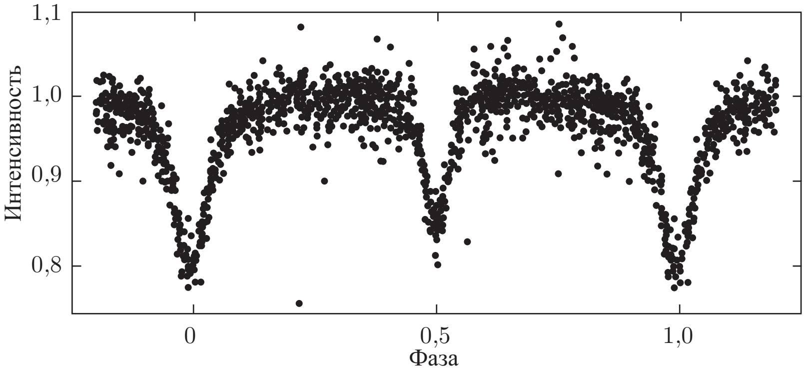


Рис. 232. Кривая блеска BAT 99-129 по данным эксперимента MACHO (индивидуальные измерения). Кривая пересчитана в относительные интенсивности, нормированные на максимум, определяемый средней интенсивностью между фазами 0,3 и 0,35

Как видно из этого рисунка, кривая блеска BAT 99-129 симметрична относительно фазы 0,5. По этой причине для дальнейшего анализа мы отразили правую часть кривой блеска в диапазоне фаз 0,5–1,0 симметрично относительно фазы 0,5. После удаления выпадающих точек и усреднения индивидуальных измерений была получена средняя кривая блеска в интервале фаз 0,0–0,5. Величины интервалов усреднения были подобраны так, чтобы средняя кривая оптимально описывала орбитальную переменность блеска. Среднеквадратичная ошибка одной нормальной точки средней кривой блеска меняется от 0,002 до 0,005 (в шкале интенсивностей) и в среднем составляет 0,003. Нормальные точки средней кривой блеска и соответствующие среднеквадратичные ошибки для средних значений блеска приведены в табл. 78.

Таблица 78

Средняя кривая блеска BAT 99-129: $(1 - l)$ — потеря блеска на данной орбитальной фазе

θ, °	$1 - l$	σ	$1 - l$	σ
	Неректифицированная кривая блеска		Ректифицированная кривая блеска	
Главный минимум				
2,1528	0,1992	0,0024	0,1807	0,0025
5,9982	0,1779	0,0035	0,1590	0,0036
9,4967	0,1497	0,0063	0,1304	0,0064
12,9269	0,1169	0,0058	0,0972	0,0059
16,0841	0,0874	0,0035	0,0674	0,0036
19,8393	0,0611	0,0049	0,0411	0,0050
24,5390	0,0529	0,0024	0,0336	0,0024
32,5004	0,0262	0,0021	0,0082	0,0021
44,7968	0,0160	0,0017	0,0012	0,0017
62,3288	0,0082	0,0016	−0,0012	0,0016
81,3507	0,0018	0,0015	−0,0024	0,0015
Вторичный минимум				
0,5667	0,1495	0,0049	0,1491	0,0049
2,7342	0,1405	0,0031	0,1401	0,0031
5,0691	0,1178	0,0029	0,1174	0,0029
9,0434	0,0919	0,0029	0,0916	0,0029
12,5372	0,0575	0,0029	0,0573	0,0029
16,2047	0,0244	0,0038	0,0243	0,0038
23,1942	0,0091	0,0027	0,0092	0,0027
33,1889	0,0055	0,0031	0,0060	0,0031
44,8749	−0,0004	0,0014	0,0005	0,0014
62,8766	−0,0038	0,0015	−0,0029	0,0015
81,3796	0,0056	0,0015	0,0048	0,0015

Здесь приведена как неректифицированная, так и ректифицированная кривая блеска (см. ниже). Мы изложим результаты интерпретации кривой блеска BAT 99-129, опубликованные в работе Антохина и Черепащука (2007).

а) Метод интерпретации кривой блеска. В основу метода интерпретации средней кривой блеска системы BAT 99-129 была положена полуклассическая модель затменной системы, описываемая уравнениями (557)–(561). Перепишем эту систему уравнений с учетом специфики системы BAT 99-129:

$$1 - l_1(\Delta) = \int_0^{R_a} K_1(\xi,\, \Delta,\, r_{\mathrm{O5}})\; I_0\, I_a(\xi)\; d\xi \tag{582}$$

$$1 - l_2(\Delta) = \int_0^{R_c} K_2(\xi,\, \Delta,\, r_{\mathrm{O5}})\; I_c(\xi)\; d\xi \tag{583}$$

$$2\pi \int_0^{R_c} I_c(\xi)\; \xi d\xi + I_0\, \pi r_{\mathrm{O5}}^2 \left(1 - \frac{x}{3}\right) = 1 \tag{584}$$

$$I_a(0 \leqslant \xi \leqslant r_0) \equiv 1, \quad r_0 = \frac{1}{2}\,\mathrm{FWHM}\, I_c(\xi) \tag{585}$$

$$\Delta^2 = \cos^2 i + \sin^2 i\, \sin^2\theta. \tag{586}$$

Здесь $1 - l_1(\Delta)$, $1 - l_2(\Delta)$ — наблюдаемая потеря блеска в главном (атмосферное затмение) минимуме блеска и во вторичном минимуме соответственно, $I_c(\xi)$ — распределение яркости по диску компоненты WN3(h), $I_a(\xi) = 1 - e^{-\tau(\xi)}$ — распределение свойств непрозрачности диска звезды WN3(h) при рассматривании его «на просвет», $x = 0{,}3$ — коэффициент потемнения к краю спутника O5V в оптическом диапазоне, I_0 — яркость в центре диска звезды O5V, R_a, R_c мажорируют радиусы дисков поглощения и излучения звезды WN3(h). Подробности описания используемой модели см. выше. В отличие от системы V 444 Cyg, где при решении обратной задачи (564)–(568) мы использовали лишь равенство $I_a(\xi = 0)=1$, а ограничение на радиус непрозрачного ядра $r_0 = 2R_\odot$, следующее из моделей массивных гелиевых звезд, было введено в задачу лишь для ограничения области неопределенности параметров r_{O6}, i после завершения процедуры решения обратной задачи, в случае системы BAT 99-129 ограничение на радиус непрозрачного ядра $r_0 = (1/2)\,\mathrm{FWHM} I_c(\xi)$ было непосредственно включено в процедуру решения обратной задачи. Напомним, что радиус непрозрачного ядра r_0 определяется областью значений функции $I_a(\xi)$, где эта функция равна единице. Выражение $r_0 = (1/2)\,\mathrm{FWHM} I_c(\xi)$ (где FWHM означает FULL WIDTH HALF MAXIMUM — полная ширина на половинной интенсивности) означает, что радиус области равенства единице функции $I_a(\xi)$ равен полуширине функции $I_c(\xi)$ на уровне половинной интенсивности.

Таким образом, в задаче имеются две неизвестных функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, и два искомых параметра r_{O5}, i (параметр I_0 находится из условия нормировки (584)). Напомним, что орбита предполагается круговой, радиус относительной орбиты и суммарная светимость компонент вне затмений полагаются равными единице. Напомним также, что для полного восстановления функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ по диску звезды WN3(h) необходимо, чтобы звезда O5V краем своего диска перекрывала (затмевала) центр диска звезды WN3(h), т. е. в системе должно выполняться условие $\cos i \leqslant r_{\mathrm{O5}}$. Заранее эти параметры, вообще говоря, неизвестны. Однако существует простое достаточное условие применимости метода (Черепащук, 1973а): если потеря блеска в самой нижней точке вторичного минимума кривой блеска (звезда O5V впереди) составляет не менее половины относительной светимости звезды WN3(h) (независимо оцененной спектрофотометрическим методом — см. выше), то это означает, что более половины диаметра диска звезды WN3(h) перекрывается краем диска звезды O5V, и центр диска звезды WN3(h) заведомо перекрывается краем диска спутника O5V. Как показано выше, в системе BAT 99-129 условие $\cos i < r_{O5}$ выполняется.

В качестве априорной информации для искомых функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ мы выбрали условие их выпукло-вогнутости, монотонности и неотрицательности. Выпуклая часть функции $I_a(\xi)$ или $I_c(\xi)$ соответствует непрозрачному ядру звезды WN3(h), вогнутая часть — протяженной полупрозрачной атмосфере этой звезды. Положение точки перегиба является свободным параметром задачи. Подчеркнем, что такая априорная информация о функциях $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ максимально учитывает специфику нашей задачи, позволяет выделить компактное множество функций и получить устойчивое приближенное решение обратной задачи, сходящееся к точному решению. Вместе с тем, эта жесткая априорная информация не затрагивает деталей физической модели протяженной атмосферы, поэтому полученные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ могут использоваться для изучения структуры протяженной атмосферы звезды WN3(h).

Численное решение задачи ((582)–(586)) для каждой фиксированной пары геометрических параметров r_{O5}, i сводится к решению ее дискретного представления. Неизвестные непрерывные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ представляются дискретными функциями, определенными в узлах достаточно мелкой сетки по ξ, интегралы в (582)–(584) заменяются конечными суммами, решение интегральных уравнений в (582)–(586) сводится к минимизации невязки, представляющей собой весовую сумму квадратов разностей левой и правой частей уравнений (582) и (583). Сначала решается уравнение для вторичного минимума (583), затем из условия нормировки (584) определяется параметр I_0, после чего решается уравнение, описывающее главный минимум (582) (атмосферное затмение).

Наличие всего двух независимых геометрических параметров (r_{O5}, i) дает возможность решать обратную задачу прямым перебором по этим параметрам. Тем самым исключается возможность выбора в качестве решения локального минимума функционала невязки. Мы определяем нормированную невязку как корень квадратный из суммы взвешенных квадратов отклонений наблюдаемой кривой блеска от теоретической, деленную на сумму весов. Поскольку задача решается в двух минимумах кривой блеска одновременно, результирующая невязка представляет собой сумму двух невязок, полученных в главном и вторичном минимумах.

Главной трудностью описанного подхода является то, что при всей правдоподобности сделанных предположений, объективная оценка достоверности полученных результатов (с использованием стандартных статистических критериев типа χ^2) практически не может быть осуществлена. Это, как уже упоминалось выше, при обсуждении системы V 444 Cyg, связано с тем, что характер априорных ограничений, наложенных на искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, не позволяет, в случае их дискретной аппроксимации, достоверно оценить число независимых степеней свободы. Из теоретических работ (Тихонов, 1943, Гончарский и др., 1978) известно лишь, что в случае решения обратной задачи (582)–(586) на компактном множестве функций при стремлении ошибки наблюдений к нулю полученное приближенное решение сходится к истинному.

В нашем случае мы имеем дело с дискретным представлением неизвестных функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$. В этом случае неизвестные функции, вообще говоря, могут не быть гладкими. В случае дискретного представления искомых функций можно выделить два фактора, определяющие качество полученного приближенного решения (при использовании метрики функционального пространства l_2) — точность наблюдаемой средней кривой блеска и, что не менее важно, количество нормальных точек на этой кривой. В самом деле, если бы в каждом минимуме наблюдаемой кривой блеска была всего одна (пусть даже очень точная) нормальная точка, то искомые функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ могли бы меняться в очень широких пределах, удовлетворяя уравнениям (582)–(586) и введенным нами априорным ограничениям. Например, они могли бы быть просто константами.

В работе Антохина и Черепащука (2007) были проведены численные эксперименты с использованием искусственно сгенерированных кривых блеска и с решением этих кривых описанным методом для того, чтобы выяснить характер влияния указанных факторов на качество получаемых функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ и всего решения обратной задачи в целом. В этой тестовой задаче входная кривая блеска для заданных значений параметров r_{O5}, i и функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ была рассчитана на тех же фазах орбитального периода, что и наблюдаемая средняя кривая блеска BAT 99-129. В эту «идеальную» сгенерированную кривую блеска вносились случайные отклонения, распределенные по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением 0,003. Всего, таким образом, были получены 100 искусственных кривых блеска. Каждая кривая блеска интерпретировалась как обычно. Результаты эксперимента представлены на рис. 233. Геометрические параметры системы r_{O5}, i во всех 100 решениях обратной задачи определяются достаточно уверенно, отклонение от истинных значений не превышает 2–5 %. Достаточно надежно определяется также радиус непрозрачного «ядра» r_0 звезды WR (по форме функций $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$). В то же время, величина $I_c(\xi = 0)$, необходимая для определения яркостной температуры «ядра» звезды WR, определяется с большей погрешностью, причем вероятность переоценить истинную температуру выше, чем недооценить. Характерная погрешность $I_c(\xi = 0)$: $-40\,\%–+100\,\%$.

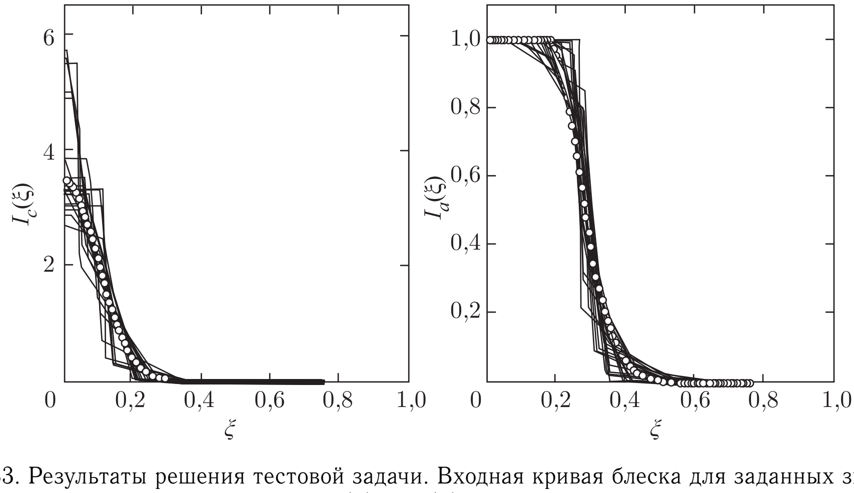


Рис. 233. Результаты решения тестовой задачи. Входная кривая блеска для заданных значений орбитальных параметров и функций $I_c(\xi)$ и $I_a(\xi)$ была рассчитана на тех же фазах орбитального периода, что и реальная кривая блеска системы BAT 99-129. В эту «идеальную» кривую блеска вносились случайные отклонения, распределенные по нормальному закону со среднеквадратичным отклонениям 0,003. Всего, таким образом, были получены 100 искусственных кривых блеска. Каждая кривая блеска интерпретировалась на множестве выпукло-вогнутых функций. Белыми кружками показаны истинные (заданные заранее) функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$. Сплошные кривые — восстановленные функции $I_c(\xi)$, $I_a(\xi)$ для различных реализаций возмущенной входной кривой блеска (с целью избежать загромождения рисунка, из полученных 100 решений показаны лишь 20)

Используя полученную в результате решения обратной задачи ((582)–(586)) функцию $I_c(\xi)$ и задавая эффективную температуру звезды O5V в соответствии с ее спектральным классом и классом светимости, можно определить яркостную температуру центральных частей диска звезды WN3(h), в том числе и в точке $\xi = 0$, которая характеризует температуру ее «ядра» («собственно звезды» WN3(h)) (Гончарский и др., 1978):

$$T_b(\xi,\lambda) = \frac{1{,}44}{\lambda \ln\left[\dfrac{1}{A}\exp\left(\dfrac{1{,}44}{\lambda T}\right) + 1 - \dfrac{1}{A}\right]}, \qquad A = \frac{\pi r_{\mathrm{O5}}^2\,[1 - x(\lambda)/3]\; I_c(\xi,\lambda)}{1 - L_{\mathrm{WR}}(\lambda)}. \tag{587}$$

Подчеркнем еще раз, что полученная таким образом величина температуры $T_b(\xi, \lambda)$ не зависит от межзвездного поглощения, поскольку в данном случае звезда O5V используется как звезда сравнения, и метод определения $T_b(\xi, \lambda)$ является дифференциальным. Подробнее об этом, см. работы (Черепащук, 1975, Cherepashchuk et al., 1984, Гончарский и др., 1978, 1985).

б) Интерпретация кривой блеска BAT 99-129. Как уже отмечалось, независимо от конкретных значений параметров r_{O5} i, условие $\cos i < r_{\mathrm{O5}}$ в системе BAT 99-129 выполняется, поскольку потеря блеска в середине вторичного минимума кривой блеска составляет $1 - l_{\min}^{(2)} = 0{,}14$, а оцененная спектроскопическим методом относительная светимость компоненты WN3(h) $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}} = 0{,}25$. Таким образом, достаточное условие применимости нашего метода интерпретации кривой блеска системы BAT 99-129 (Черепащук, 1973a) выполняется, поскольку $1 - l_{\min}^{(2)} > (1/2)\, L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}}$.

Внезатменный блеск системы BAT 99-129 регулярно переменен с амплитудой около 1–2 % (см. рис. 232). Это означает, что в системе присутствует небольшой эффект эллипсоидальности и отражения. В классической теории затменных переменных в таких случаях используется процедура ректификации кривой блеска (Russell and Merrill, 1952). В случае системы BAT 99-129 (одной из компонент которой является неклассическая звезда WR) стандартные формулы ректификации, используемые для компонент системы (например, в модели эллипсоидов вращения), строго говоря, неприменимы. Тем не менее, ввиду малости эффектов отражения и эллипсоидальности, мы можем в первом приближении учесть эти эффекты взаимной близости компонент, аппроксимируя внезатменный блеск системы формулой

$$l = a_0 + a_1 \cos\theta + a_2 \cos 2\theta,$$

где θ — орбитальный фазовый угол (Russell and Merrill, 1952). Отдельным вопросом является выявление фаз начала и конца затмений. Следуя рекомендациям (Russell and Merrill, 1952) мы выбрали следующие интервалы фаз, в которых происходят затмения: 0,0–0,1 (главный минимум) и 0,4–0,5 (вторичный минимум). Аппроксимация внезатменного блеска по методу наименьших квадратов дает величины $a_0 = 0{,}99311$, $a_1 = -0{,}01108$, $a_2 = -0{,}00462$.

Для более объективной оценки достоверности полученных результатов интерпретации мы применили нашу методику интерпретации как к ректифицированной, так и к нректифицированной средним кривым блеска системы BAT 99-129. Результаты интерпретации оказались весьма близкими. Рассмотрим оба варианта интерпретации отдельно.

в) Нектифицированная кривая блеска. Средняя случайная ошибка одной нормальной точки средней нектифицированной кривой блеска составляет 0,0030. Поверхность функционала невязок для нектифицированной кривой блеска показана на рис. 234. Отметим, что каждой паре геометрических параметров r_{O5}, i соответствует единственное значение относительной светимости компонент (см. рис. 235). Абсолютный минимум суммарной невязки $(\eta_1 + \eta_2)_{\min} = 0{,}0079$ достигается при $r_{O5} = 0{,}225$, $i = 77°$ (отмечен на рис. 234 крестиком). При этом относительная светимость компоненты WN3(h) $L_{WR} = 0{,}377$.

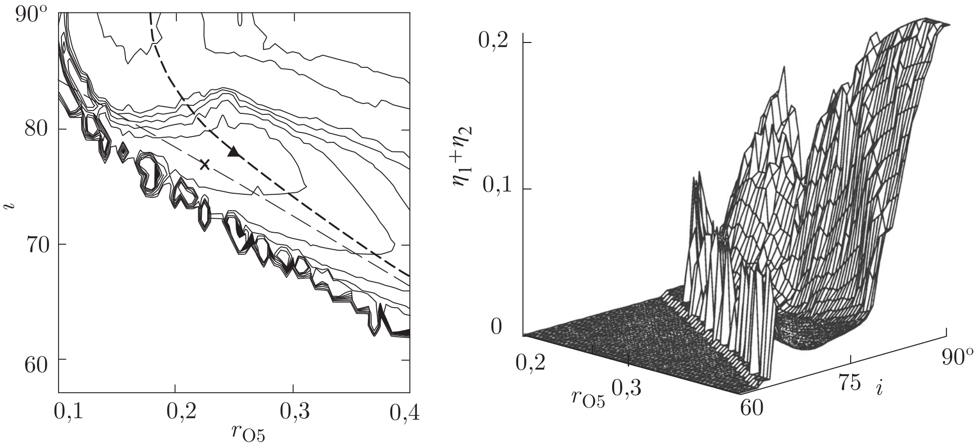


Рис. 234. Система BAT 99-129. Поверхность невязок для неректифицированной кривой блеска. Справа — вид поверхности суммарной нормированной невязки. Слева — изоуровни этой поверхности. Штриховая линия с длинными штрихами соответствует уравнению $\cos i = r_{O5}$. Штриховая линия с короткими штрихами соответствует фиксированной относительной светимости WR-компоненты $L_{WR} = 0{,}25$. Крестиком отмечено положение абсолютного минимума невязки, треугольником — положение минимума невязки вдоль линии фиксированной светимости WR-компоненты $L_{WR} = 0{,}25$. Ближайшие к оптимальному решению изоуровни соответствуют значениям суммарной невязки, равным 0,010 и 0,015

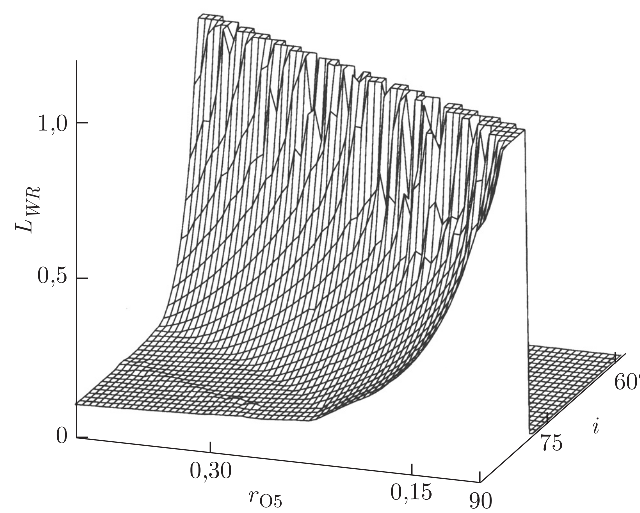


Рис. 235. Система BAT 99-129. Зависимость относительной светимости компоненты WR от геометрических параметров для неректифицированной кривой блеска

Как было сказано выше, наблюдаемое отношение светимостей компонент системы BAT 99-129, оцененное спектрофотометрическим методом, составляет $L_{\rm WR}^{\rm obs}/L_{\rm O5}^{\rm obs} = 0{,}34 \pm 0{,}20$. Эта величина соответствует относительной светимости компоненты WN3(h) $L_{\rm WR}^{\rm obs} = 0{,}25 \pm 0{,}11$. Область геометрических параметров $r_{\rm O5}$, i, соответствующая этой светимости показана на рис. 234 штриховой линией с короткими штрихами. Минимум суммарной невязки $\eta_1 + \eta_2$ вдоль этой линии (отмечен треугольником) составляет $(\eta_1 + \eta_2)'_{\rm min} = 0{,}0080$ (см. также рис. 236). Этому минимуму (см. рис. 236) соответствуют параметры $r_{\rm O5} = 0{,}25$, $i = 78{,}013°$. Как видим, значение суммарной невязки в этой точке практически идентично невязке в абсолютном минимуме невязки (0,0079) и несколько превышает удвоенную среднюю ошибку наблюдаемой кривой блеска (0,0060). Отчасти это объясняется тем, что наша модель не может описать небольшую регулярную внезатменную переменность системы BAT 99-129, обусловленную эффектами взаимной близости компонент. Поэтому в качестве окончательного решения для неректицифированной кривой блеска

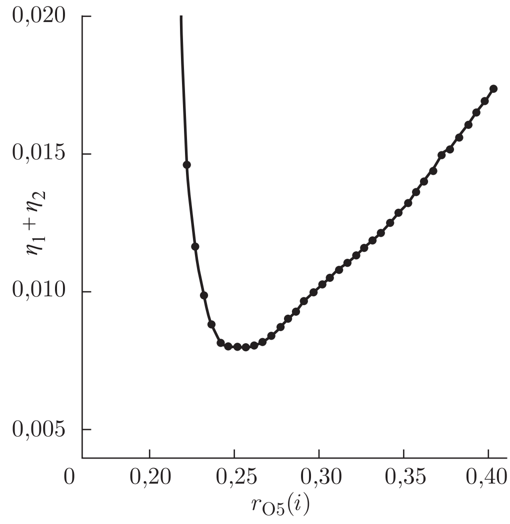


Рис. 236. Система BAT 99-129. Суммарная невязка вдоль линии фиксированной светимости WR-звезды $L_{\rm WR} = 0{,}25$ для неректифицированной кривой блеска

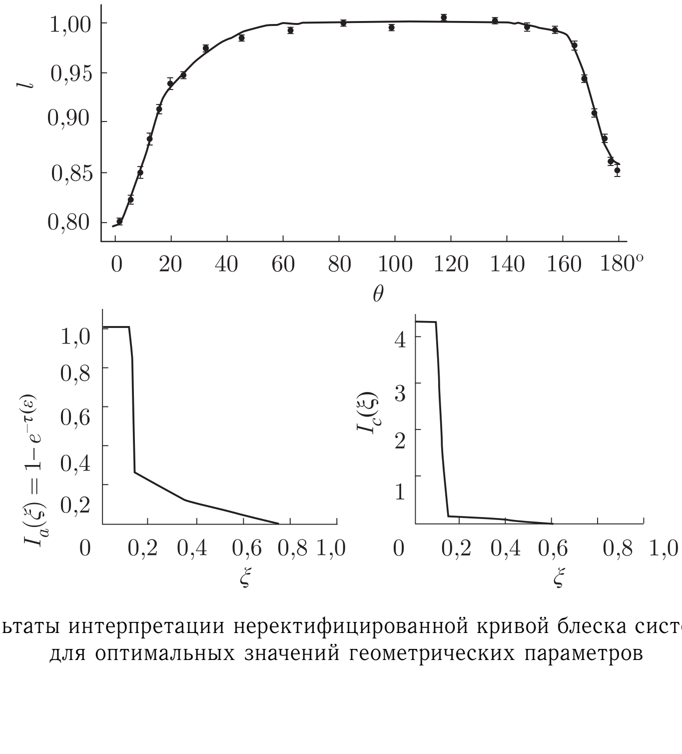


Рис. 237. Результаты интерпретации неректифицированной кривой блеска системы BAT 99-129 для оптимальных значений геометрических параметров

мы выбрали вариант, соответствующий фиксированной наблюдаемой светимости компоненты WN3(h): $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}} = 0{,}25$, $i = 78°$, $r_{\mathrm{O5}} = 0{,}25$. Поскольку минимальная суммарная невязка превышает удвоенную ошибку наблюдаемой кривой блеска, оценка (даже грубая) ошибок этих параметров не представляется возможной. Абсолютное значение радиуса относительной орбиты, соответствующее найденному $i = 78°$, равно $28{,}5R_{\odot}$.

Оптимальная теоретическая кривая блеска и восстановленные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ для выбранного оптимального решения показаны на рис. 237. Как видно из поведения функции $I_a(\xi)$, радиус непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) составляет 0,13 от радиуса относительной орбиты или $3{,}7R_{\odot}$.

Используя значение функции $I_c(\xi)$ в центре диска звезды WN3(h) $I_c(0)$=4,28, параметры звезды O5V ($r_{\mathrm{O5}} = 0{,}25$, $T_{\mathrm{O5}} = 43000$ K), а также относительную светимость звезды WN3(h) $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}} = 0{,}25$, можно определить яркостную температуру центра диска звезды WN3(h) по формуле (587): $T_{\mathrm{WR}}(\xi = 0) \simeq 43\,000$K. Эта температура характеризует температуру непрозрачного «ядра» звезды WN3(h). Длина волны λ в формуле (587) была принята равной средней длине волны спектрального диапазона эксперимента MACHO ~ 6150 Å. Таким образом, яркостная температура непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) составляет $\sim 43\,000$ K.

г) Ректифицированная кривая блеска. Поверхность функционала невязок для ректифицированной кривой блеска системы BAT 99-129 показана на рис. 238. Обозначения здесь аналогичны рис. 234. Как и в случае неректифицированной кривой блеска, геометрические параметры решений, выбранных по абсолютному минимуму невязок и по минимуму невязок, соответствующему фиксированной светимости

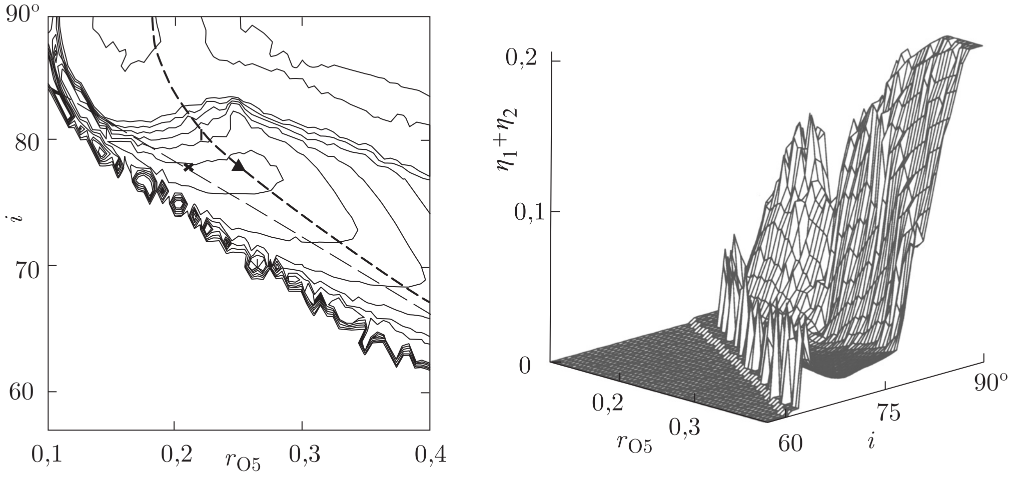


Рис. 238. Система BAT 99-129. Поверхность невязок для ректифицированной кривой блеска. Значение символов и линий аналогично рис. 234. Ближайшие к оптимальному решению изоуровни соответствуют значениям суммарной невязки 0,006 и 0,010

компоненты WN3(h), несколько различаются. При этом величины минимальных суммарных невязок весьма близки: $(\eta_1 + \eta_2)_{\min} = 0{,}0053$, $(\eta_1 + \eta_2)'_{\min} = 0{,}0054$ (см. также рис. 239). Эти величины несколько меньше удвоенной средней ошибки нормальных точек средней кривой блеска (0,0060). В качестве окончательного решения мы выбрали вариант, соответствующий фиксированной светимости компоненты WN3(h): $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}} = 0{,}25$, $i = 78{,}14°$, $r_{\mathrm{O5}} = 0{,}25$.

Выше мы обсуждали проблему оценки возможной погрешности полученного решения. Очень грубо неопределенность геометрических параметров можно оценить по изоуровню, величина которого соответствует наблюдаемой ошибке. При этом следует также учитывать ошибку наблюдаемого значения $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}}$. Область на плоскости r_{O5}, i, в пределах которой суммарная невязка не превышает удвоенной средней ошибки кривой блеска, а L_{WR} находится в пределах, определяемых наблюдаемым значением $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}}$ и ее ошибкой, соответствует интервалам $76{,}0^\circ \leqslant i \leqslant 79{,}5^\circ$ и $0{,}21 \leqslant r_{\mathrm{O5}} \leqslant 0{,}30$.

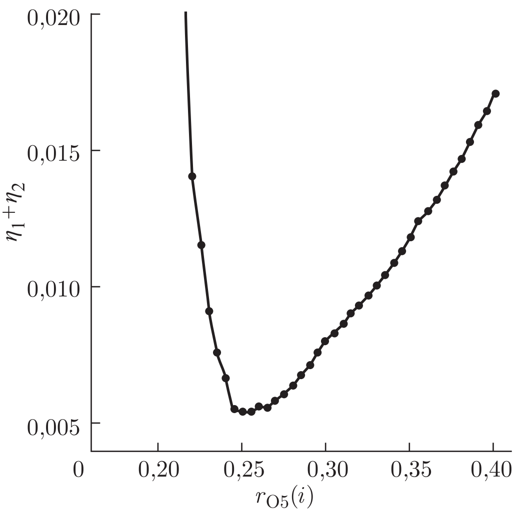


Рис. 239. Система BAT 99-129. Суммарная невязка вдоль линии фиксированной светимости WR-звезды $L_{\mathrm{WR}} = 0{,}25$ для ректифицированной кривой блеска

Оптимальная теоретическая кривая блеска и восстановленные функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$ для выбранного оптимального решения показаны на рис. 240. Радиус непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) составляет 0,12 от радиуса относительной орбиты или $3{,}4R_\odot$. Яркостная температура «ядра» звезды WN3(h) в этом случае равна 45 000 K ($I_c(0) = 4{,}52$).

Для того чтобы оценить неопределенность полученного нами значения радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN5 и его яркостной температуры, мы

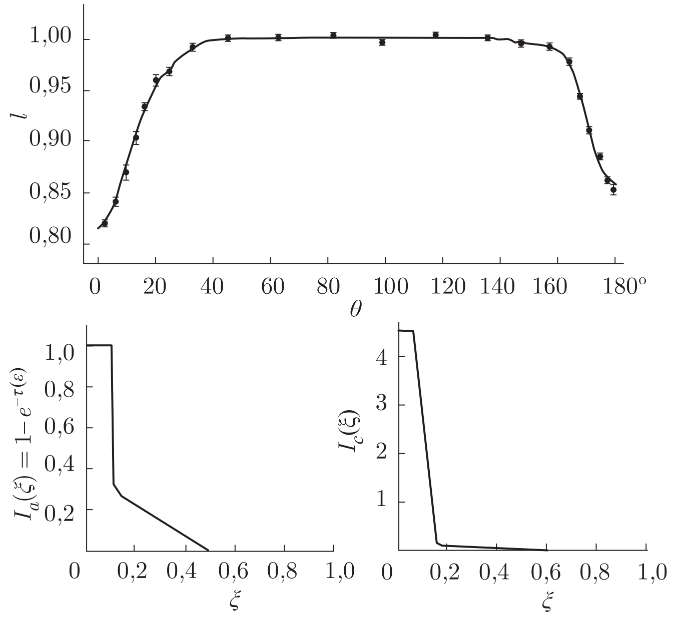


Рис. 240. Результаты интерпретации ректифицированной кривой блеска системы BAT 99-129 для оптимальных значений геометрических параметров

поступили следующим образом. Решим задачу для двух фиксированных значений относительной светимости звезды WN3(h): 0,36 и 0,14, полученных увеличением и уменьшением наблюдаемой величины $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}}$ на величину ее погрешности. Найдем минимум невязки вдоль каждой линии фиксированной светимости, аналогично тому, как это было сделано для $L_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{obs}} = 0{,}25$. Две полученные точки на плоскости r_{O5}, i находятся в пределах прямоугольника ошибок, приведенного выше, на его противоположных краях. Решение задачи в этих точках приводит к следующим значениям радиуса и температуры «ядра»: $r_{\mathrm{O5}} = 0{,}1$ и $0{,}15$ ($2{,}8R_\odot$ и $4{,}3R_\odot$), $T_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{core}} = 49\,000$ K и 43 000 K соответственно, для $L_{\mathrm{WR}} = 0{,}14$ и $0{,}36$. Очень грубо, учитывая оговорки, сделанные ранее, можно принять эти интервалы как оценки ошибок соответствующих параметров.

д) Параметры системы BAT 99-129 и ее эволюционный статус. На основании проведенного нами анализа кривой блеска BAT 99-129 можно сделать следующие заключения относительно параметров системы и ее компонент.

1. Наиболее вероятная величина угла наклонения орбиты системы составляет $i = 78°$. Вероятный диапазон неопределенности i: $i = 76{,}0$–$79{,}5°$. Используя спектроскопические результаты (Foellmi et al., 2006), где получен радиус относительной орбиты $a \sin i = 27{,}9R_\odot$, $M_{\mathrm{WR}} \sin^3 i = (14 \pm 2)M_\odot$, $M_{\mathrm{O5}} \sin^3 i = (23 \pm 2)M_\odot$, можно оценить абсолютные параметры системы:

$$a = 28{,}5R_\odot, \quad M_{\mathrm{WR}} = (15 \pm 2)M_\odot, \quad M_{\mathrm{O5}} = (24{,}6 \pm 2)M_\odot$$

2. Наиболее вероятное значение радиуса звезды O5V составляет $0{,}25a$, что в абсолютных единицах равно $r_{\mathrm{O5}} = 7{,}12R_\odot$. Вероятная неопределенность r_{O5} составляет: $r_{\mathrm{O5}} = 0{,}21a$–$0{,}30a$, или, в абсолютных единицах, $r_{\mathrm{O5}} = 6{,}0$–$8{,}6R_\odot$. При эффективной температуре звезды O5V 43000 K ее болометрическая светимость равна $\lg(L_{\mathrm{O5}}/L_\odot) = 5{,}18$.

3. Наиболее вероятное значение радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) составляет $r_0 = 0{,}12a$ или, в абсолютных единицах, $r_0 = 3{,}4R_\odot$. Вероятная погрешность для r_0: $r_0 = 0{,}10a$–$0{,}15a$ ($2{,}8$–$4{,}4R_\odot$).

4. Яркостная температура непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) составляет 45 000 K (неопределенность 43 000–49 000 K). Напомним, что это формальная погрешность. Численный эксперимент, описанный выше, показывает, что реальная погрешность может достигать десятков процентов, причем вероятность переоценить температуру «ядра» выше, чем недооценить. Следует отметить, что оптимальное значение температуры «ядра» звезды WN3(h), полученное нами ($T_{\mathrm{WR}}^{\mathrm{core}} = 45\,000\,K$), соответствует результатам моделирования спектров одиночных звезд WR (Hammann and Gräfener, 2004), а также нашим результатам по системе V 444 Cyg (см. выше).

Малый радиус непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) и, следовательно, малый радиус гидростатического ядра r_c и его сравнительно высокая температура при массе этой звезды $15M_\odot$ свидетельствуют о том, что звезда WN3(h) в системе BAT 99-129 представляет собой гелиевый остаток первоначально массивной звезды, которая потеряла в процессе эволюции основную часть своей водородной оболочки.

В принципе, функция $I_a(\xi)$, найденная нами при анализе кривой блеска системы BAT 99-129, может быть использована для восстановления пространственной структуры протяженной атмосферы звезды WN3(h), подобно тому, как это было сделано нами для системы V 444 Cyg (см. выше). Поскольку эта задача также является некорректно поставленной, мы не проводим пока такой анализ ввиду большой неопределенности получаемых результатов. Для проведения такого анализа желательно проведение долговременных специализированных высокоточных узкополосных фотометрических наблюдений системы BAT 99-129 в континууме.

Как уже отмечалось, малый радиус непрозрачного «ядра» звезды WN3(h) ($3{,}4R_\odot$ при массе $15M_\odot$), а также его высокая яркостная температура (45 000 K) подтверждают эволюционный статус этой звезды как проэволюционировавшего остатка массивной горячей звезды, потерявшей основную часть водородной оболочки. Превращение первоначально более массивной компоненты двойной системы в звезду WR может происходить двумя путями (см., например, Масевич и Тутуков, 1988). В первом варианте звезда теряет большую часть своей массы через звездный ветер. Это вещество покидает двойную систему, его аккреция спутником пренебрежимо мала. Обе компоненты эволюционируют, в сущности, так же, как если бы они были одиночными звездами. Во втором варианте более массивная звезда в процессе эволюции заполняет свою полость Роша, и в системе происходит первичный обмен масс. Вещество более массивной компоненты перетекает на спутник. В широких системах обмен масс можно считать консервативным — вещество практически не покидает систему. В очень тесных системах, в результате перетекания вещества на менее массивную компоненту, последняя также может заполнить свою критическую полость Роша, и система на некоторое время становится контактной. При этом образуется общая оболочка, часть вещества может покинуть систему, унося долю ее углового момента.

Авторы работы (Foellmi et al., 2006) приводят аргументы в пользу того, что эволюция системы BAT 99-129 происходила путем обмена масс, и более того, проходила через контактную стадию. Во-первых, темп потери массы компонентой WR через ее звездный ветер слишком мал, чтобы объяснить общую потерю массы за время эволюции только этим ветром. Во-вторых, период (и, следовательно, размеры орбиты) системы очень мал. При перетекании вещества без контактной фазы период, и размеры орбиты увеличиваются. Оценки показывают, что первоначальный период системы в сценарии бесконтактного обмена масс должен был быть менее 2 суток, что крайне маловероятно. В случае контакт-обмена период системы и размеры орбиты, наоборот, уменьшаются. Поскольку авторам работы (Foellmi et al., 2006) было неизвестно наклонение орбиты системы, в своих оценках они исходили из неких «типичных» для данного спектрального класса значений масс компонент двойной системы, их исходных масс и т. п.

Надежная оценка величины i для орбиты системы BAT 99-129, полученная нами, дает возможность уточнения этой аргументации. Предположим, что в системе происходил бесконтактный, консервативный первичный обмен масс. В этом случае, как показано в работе Тутукова и др. (1973c), масса гелиевого остатка (звезды WR) M_{He} проэволюционировавшей массивной звезды связана с исходной массой ее прародителя M_{O} приблизительным соотношением $M_{\mathrm{He}} \simeq 0{,}1M_{\mathrm{O}}^{1{,}4}$. Применяя эту формулу, получим, что исходная масса прародителя звезды WN3(h) составляла $36M_\odot$. Таким образом, потеря массы звездой WN3(h) за все время ее эволюции составляет около $21M_\odot$. Тогда, поскольку обмен масс консервативен, исходная масса звезды O5V должна составлять всего лишь $4M_\odot$, что невероятно. Эти оценки показывают, что обмен масс не мог быть консервативным, часть вещества должна была покинуть систему. Образование звезды WN3(h) по первому сценарию (через потерю вещества в виде звездного ветра) также представляется, как уже отмечалось, невероятным. Согласно работе (Meynet and Maeder, 2005), минимальная исходная масса звезды, которая может превратиться в звезду WR (с учетом вращения и для металличности БМО $Z = 0{,}008$), равна $25M_\odot$. При такой исходной массе звезда, прежде чем стать звездой WR, проходит через стадию сверхгиганта, что в тесной двойной системе подобной BAT 99-129, неизбежно приведет к контактной стадии обмена. Прародитель звезды WR большей массы (скажем, $\geqslant 50M_\odot$), при которой стадия сверхгиганта в эволюции звезды отсутствует, в системе BAT 99-129 маловероятен. В этом случае неизбежна потеря системой значительной части вещества и образование околозвездной туманности. Вместе с тем, в спектре BAT 99-129 небулярные линии пока не обнаружены и кольцевой туманности вокруг этой системы не найдено (Foellmi et al., 2006). Представляется наиболее правдоподобным, что исходная масса прародителя звезды WN3(h) была умеренной, не более $40M_{\odot}$, часть ее была выброшена из системы на стадии контактного обмена масс, однако эта часть сравнительно мала. Окончательно этот вопрос можно будет решить после получения высокоточных спектров системы с высоким спектральным разрешением.

Если параметры и эволюционный статус звезды WN3(h) более или менее ясны (гелиевый остаток первоначально массивной звезды), то ситуация с компонентой O5V менее однозначна. На рис. 241 показано положение этой компоненты на эволюционной диаграмме для массивных звезд, взятой из работы (Meynet et al., 1994).

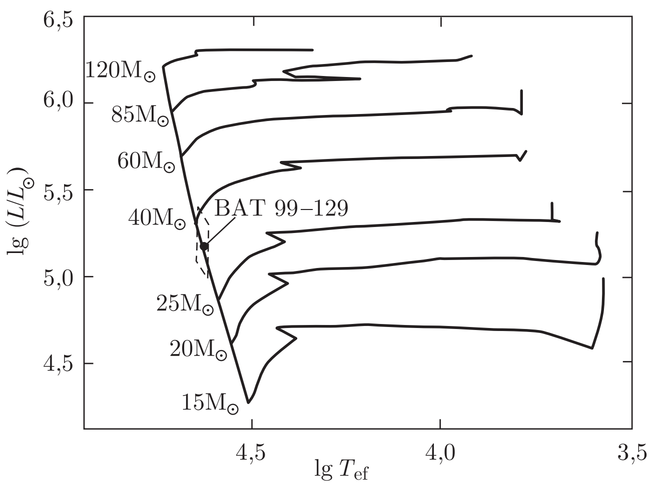


Рис. 241. Эволюционная диаграмма для массивных звезд из работы (Meynet et al., 1994). Металличность $Z = 0{,}008$. Эволюционные треки самых массивных звезд показаны не полностью, чтобы избежать загромождения рисунка. Черной точкой показано положение компоненты O системы BAT 99-129. Штриховой линией показана вероятная область ошибок параметров

Штриховой линией показана вероятная область ошибки (см. ниже). Использованы эволюционные треки для металличности $Z = 0{,}008$, соответствующей БМО. Отметим, что эти модели не учитывают вращения звезд. Модели с вращением были рассмотрены в более поздних работах (см., например, Meynet and Maeder, 2000). К сожалению, эволюционные треки с вращением для металличности БМО не опубликованы. В любом случае положение Начальной Главной последовательности (НГП) на эволюционной диаграмме слабо зависит от вращения (Meynet and Maeder, 2000). Звезда O5V в системе BAT 99-129 находится точно на НГП. При этом ее температура и светимость соответствуют звезде НГП массой около $35M_{\odot}$, в то время как наблюдаемая масса составляет лишь $25M_{\odot}$. Напомним, что наблюдаемая масса получена из достаточно надежной спектральной оценки $M_{\rm O5}\sin^3 i = 23M_{\odot}$ в работе (Foellmi et al., 2006) с использованием нашей надежной оценки для $i = 78°$. Для того, чтобы масса звезды O5V была равна $35M_{\odot}$, наклонение орбиты системы должно составлять около 60°, что абсолютно исключается нашим анализом.

Согласно работе (Meynet et al., 1994) звезда НГП с массой $25M_{\odot}$ при металличности $Z = 0{,}008$ имеет температуру 39 000 K и болометрическую светимость

$\lg(L_{O5}/L_\odot) = 4{,}87$. Налицо избыток светимости и слишком высокая температура компоненты O5V в системе BAT 99-129. При этом особенно интересно то, что масса и радиус компоненты O5V идеально согласуются с теоретической зависимостью «масса–радиус» для звезд НГП (Тутуков и др., 1973). Положение компоненты O5V на графике этой зависимости показано на рис. 242. Мы видим три принципиально возможных объяснения избытков светимости и температуры компоненты O5V в системе BAT 99-129.

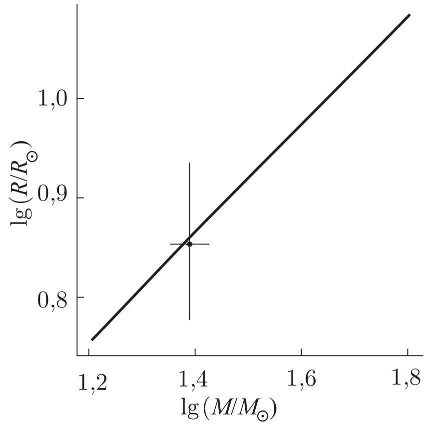


Рис. 242. Теоретическая зависимость «масса-радиус» для звезд начальной главной последовательности. Показано положение компоненты O в системе BAT 99-129

1. Большая неопределенность величин $T_{\rm ef}$ и L_{O5}, используемых нами. Показанная на рис. 241 область ошибок получена следующим образом. Неопределенность $T_{\rm ef}$ принята равной 1500 K. Это значение — типичная внутренняя точность калибровки шкалы температур, получаемой путем сравнения конкретной модели атмосфер со спектрами реальных звезд. К сожалению, модели, используемые разными авторами, показывают систематические отличия, иногда существенно превышающие внутреннюю точность. Как отмечено в работе (Massey et al., 2005), это связано с тем, что анализ разных линий (и спектральных областей) приводит к разным результатам. Другими словами, современные модели звездных атмосфер не вполне адекватно описывают их реальную физику. В результате, шкала абсолютных эффективных температур звезд спектрального класса O будет, вероятно, пересмотрена в будущем (Massey et al., 2005). Помимо проблем с моделями атмосфер, температуры разных звезд одного спектрального подтипа могут существенно различаться (даже при использовании одной конкретной модели атмосферы, см. Herrero, 2003). Все это позволяет рассматривать границы показанной области ошибок по $T_{\rm ef}$ как минимальную оценку. С другой стороны, указанные недостатки современных моделей атмосфер, вероятно, оказывают влияние и на положение НГП на эволюционной диаграмме, так что вполне возможно, что относительное положение звезды O5V на этой диаграмме не слишком изменилось бы при использовании другой калибровки температур.

Границы области ошибок, определяемой погрешностью радиуса звезды O5V (верхняя и нижняя линии области), соответствуют радиусам 6,0 и $8{,}6R_\odot$. Хотя, как уже отмечалось выше, этот интервал не связан с какими-либо формальными статистическими критериями, представляется крайне маловероятным, чтобы радиус звезды O5V выходил за эти границы.

Резюмируя, можно заключить, что хотя эта причина не может быть отвергнута, она представляется не очень вероятной.

2. Возможно, что в действительности компонента O5V относится не к подтипу O5, а к подтипу O6. Возможность этого допускается в работе Foellmi et al., (2006). Тогда ее температура и светимость оказываются заметно ниже. Для того чтобы положение компоненты O в системе BAT 99-129 на рис. 241 совпало с начальной точкой трека для звезды с массой $25M_\odot$, необходимо, чтобы ее температура составляла $T_{\rm ef} = 39\,000$ K, а радиус $R_{\rm O} = 6{,}0R_\odot$. Температура 39 000 K характерна для Галактических звезд O6 и кажется несколько низкой для звезды O6 из БМО (см., однако, замечания выше). Значение радиуса, хотя и находится на нижней

границе вероятного интеграла ошибок, полученного нами, также кажется несколько заниженным. Окончательно эту возможность можно будет проверить после получения и анализа высококачественных спектров системы BAT 99-129, которые позволяет уточнить спектральную классификацию.

3. В процессе первичного обмена масс внешние слои компоненты O5V оказываются обогащенными продуктами термоядерного горения прародителя компоненты WN3(h). Это вызывает вынужденное перемешивание (Vanbeveren and de Loore, 1994), которому способствует также увеличившаяся скорость осевого вращения компоненты O из-за аккумуляции ею углового момента, переносимого в процессе обмена вещества. Авторы работы (Foellmi et al., 2006) отмечают, что ширина спектральных линий компоненты O5V указывает на ее асинхронное вращение. Таким образом, эта компонента может представлять собой химически однородную звезду, обогащенную продуктами CNO-цикла. Как показано в работе Тутукова и др. (1973), зависимость «масса–радиус», показанная на рис. 242, в действительности справедлива для любой химически однородной звезды, состоящей в основном из водорода. Это может объяснить положение на рис. 242 компоненты O5V. С другой стороны, аномальный химический состав может быть ответственен за избыток светимости этой компоненты (см. в этой связи работу Петрова и др., 2007). Действительно, как показано в работе (Масевич и Тутуков, 1988), для массивных звезд Главной Последовательности, в которых полное давление определяется в основном давлением излучения, радиус очень слабо зависит от химического состава. В то же время, светимость (при прочих равных условиях) пропорциональна отношению среднего молекулярного веса к $1 + X$, где X — относительное содержание водорода. Увеличение молекулярного веса и уменьшение X в результате первичного обмена масс должны приводить к некоторому увеличению светимости по сравнению со звездой той же массы солнечного химического состава.

е) Заключение. Мы решили обратную задачу интерпретации широкополосной средней кривой блеска затменной системы BAT 99-129 в рамках полуклассической модели системы. При этом были использованы специфические априорные ограничения на искомые функции: предполагалось, что функции $I_a(\xi)$, $I_c(\xi)$, выражающие распределение непрозрачности и яркости по диску звезды WN3(h), являются выпукло-вогнутыми, монотонно невозрастающими и неотрицательными. Выпуклая часть функций соответствует непрозрачному «ядру» звезды WN3(h), а вогнутая — протяженной атмосфере этой звезды. Использованный нами метод решения обратной задачи восстановления искомых функций не позволяет провести формализованную статистическую оценку значимости полученного решения. Чтобы неформально оценить характерную ошибку, а также исследовать влияние процедуры ректификации кривой блеска, мы провели решение обратной задачи как для исходной, неректифицированной кривой блеска, так и для ректифицированной кривой блеска системы BAT 99-129. В результате проведенного анализа мы оценили наклонение орбиты системы и параметры компонент, а также их характерные погрешности.

На основе полученной информации можно сделать следующие выводы относительно эволюции системы. Представляется вероятным, что прародители компонент системы имели массы порядка $20–40 M_{\odot}$, и что система в процессе первичного обмена масс прошла через контактную стадию с потерей части вещества. Звезда WN3(h) имеет параметры (радиус непрозрачного «ядра» r_0 и его яркостная температура), типичные для этого класса объектов. Звезда O5V обладает избытком светимости и, возможно, температуры. Это может объясняться разными причинами. Мы полагаем, что наиболее вероятными причинами являются неопределенность спектрального подтипа и/или изменения химического состава звезды в результате первичного обмена масс.

Следует отметить, что система BAT 99-129 — одна из немногих затменных систем типа WR+O, которые могут быть использованы для определения надежных параметров звезд WR. Представляют большой интерес ее дальнейшие наблюдения как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах с целью уточнения спектральных типов компонент, получения высокоточных кривых блеска в континууме и изучения эффектов столкновения сверхзвуковых звездных ветров компонент (см. обзор Cherepashchuk, 2000a).

8. Параметры звезды WR в пекулярной рентгеновской двойной системе Cyg X-3

Рентгеновская двойная система Cyg X-3 содержит компактный рентгеновский источник с высокой светимостью ($L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с) и жестким спектром (1–60 кэВ). Система является радио, ИК, рентгеновским и гамма-источником. В радиодиапазоне от нее наблюдаются сильные радиовспышки, во время которых замечено появление релятивистских ($v \simeq 0{,}3$–$0{,}35\,c$) коллимированных джетов. Главной особенностью системы является очень короткий орбитальный период, $P_{\text{орб}} \simeq 4{,}8$ часа, которым промодулировано рентгеновское и ИК-излучение. Рентгеновский пульсар, так же как и радиопульсар, в системе Cyg X-3 не обнаружен. Система расположена в галактической плоскости, расстояние до нее ~ 10 кпк, ввиду чего полное межзвездное поглощение для системы Cyg X-3 составляет огромную величину: $A_v \simeq 15^m$. Поэтому рентгеновский источник Cyg X-3 удалось идентифицировать лишь в ИК-диапазоне со звездой, имеющей звездную величину $K \simeq 11{,}4$–12. В оптическом диапазоне блеск оптической звезды слабее 23^m. В 1992 г. van Kerkwijk et al., (1992) сняли спектр системы Cyg X-3 в ИК-диапазоне и обнаружили, что оптическая компонента-донор вещества, аккрецируемого релятивистским объектом, является звездой WR спектрального класса WN3-7. Спектральный класс звезды WR переменен из-за сильных нестационарных процессов в системе Cyg X-3. Подробнее с особенностями этой системы можно познакомиться по Каталогу поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996). Из данных по видимой K-величине системы Cyg X-3, величине $A_v \simeq 15^m$ и из расстояния 10 кпк (определенного независимо по завалу рентгеновского спектра в мягком диапазоне) следует, что болометрическая светимость звезды WN3-7 составляет $\sim 10^{39}$ эрг/с, т. е. эта звезда является классической массивной звездой WR первого типа населения Галактики, а не ядром планетарной туманности. Очень короткий орбитальный период системы (4,8 часа) свидетельствует о том, что система Cyg X-3 прошла стадию вторичного обмена масс в общей оболочке и испытала значительную потерю массы и орбитального углового момента. Таким образом, в соответствии с современными представлениями об эволюции массивных ТДС (см., например, Тутуков и Юнгельсон, 1973), звезда WR в системе Cyg X-3 является звездой WR «второго поколения» (т. е. образовавшейся в результате завершения вторичного обмена масс), причем вторичный обмен масс в системе проходил через стадию общей оболочки.

Уникальность эволюционной стадии (пока что системы Cyg X-3, IC 10 X-1 и NGC300X-1 — единственные примеры рентгеновских двойных со звездой WR «второго поколения») делает систему Cyg X-3 особенно интересной для самых разнообразных наблюдательных и теоретических исследований. Особенно интересную возможность система Cyg X-3 представляет для оценки радиуса и температуры «ядра» звезды WN3-7. Тот факт, что от системы Cyg X-3 наблюдается рентгеновское излучение высокой светимости, свидетельствует о том, что аккрецирующий релятивистский объект (нейтронная звезда, черная дыра) расположен заведомо выше уровня с оптической глубинной по томпсоновскому рассеянию $\tau = 1$ в протяженной атмосфере звезды WN3-7. Поэтому, оценив радиус относительной орбиты системы Cyg X-3 (которая является круговой), мы тем самым можем дать верхнюю оценку для радиуса «ядра» звезды WN3-7 и его температуры. Это было сделано в работе (Cherepashchuk and Moffat, 1994). В 1992 г. инфракрасный спектр в области ~ 2 мкм системы Cyg X-3 показывал очень высокую степень ионизации звездного ветра WR (соответствующий спектральный класс WN3), в то время как в 1991 г. инфракрасный спектр Cyg X-3 показывал более низкую ионизацию ветра, что соответствует спектральному классу WN7 (см., например, ИК-спектры изученных WNL-звезд в работе Hillier, 1985). Предполагая, что эти изменения степени ионизации ветра WR обусловлены переменностью рентгеновского прогрева ветра аккрецирующим релятивистским объектом, можно считать, что истинный, невозмущенный спектр звезды WR в системе Cyg X-3 соответствует звезде I типа населения Галактики спектрального класса WN7. С учетом расстояния 10 кпк (Dickey, 1983), большого межзвездного поглощения ($A_k \simeq 1{,}5^m$, $A_v \simeq 15^m$, см., например, Becklin et al., 1972) и наблюдаемой K-величины ($K = 11{,}4$–12), получаем, что абсолютная светимость звезды WN7 в системе Cyg X-3 очень велика: $M_K < -5$ (Becklin et al., 1972).

Значительные ($K_{\mathrm{WR}} = (480 \pm 50)$ км/с) доплеровские сдвиги эмиссионных линий в спектре системы Cyg X-3, коррелирующие с фазой орбитального периода (Schmutz et al., 1996, Hanson et al., 2000), по-видимому, не отражают орбитальное движение звезды WN7 в системе Cyg X-3, поскольку ИК- и рентгеновский минимумы кривых блеска этой системы не совпадают с моментом перехода лучевых скоростей, измеренных по эмиссионным линиям, через γ-скорость кривой лучевых скоростей (сдвинуты относительно этого момента на 0,25 периода). Скорее всего, столь значительные смещения эмиссионных линий в спектре системы Cyg X-3 отражают влияние переменной ионизации звездного ветра WN7 рентгеновским излучением аккрецирующего из ветра релятивистского объекта. В работе (Hanson et al., 2000) была открыта абсорбционная особенность в ИК-спектре системы Cyg X-3, которая показывает периодические смещения в спектре, коррелирующие с орбитальным периодом. Полуамплитуда соответствующей кривой лучевых скоростей составляет $K_{\mathrm{WR}} = (109 \pm 13)$ км/с и соответствующая функция масс равна $f_{\mathrm{WR}}(m) = 0{,}027 M_{\odot}$. Важно то, что эта кривая лучевых скоростей показывает переход лучевых скоростей через γ–скорость системы в момент, соответствующий середине ИК- и рентгеновского затмения на кривой блеска системы Cyg X-3. Таким образом, вывод о том, что период $p = 4{,}8$ часа является орбитальным периодом системы Cyg X-3 можно считать надежно обоснованным. К сожалению, из измеренной функции масс звезды WN7 $f_{\mathrm{WR}}(m) = 0{,}027 M_{\odot}$ пока не удается однозначно оценить массу релятивистского объекта (Hanson et al., 2000). Разумная оценка наклонения орбиты $i > 60^{\circ}$ следует из наличия регулярной переменности блеска системы Cyg X-3 в ИК- и рентгеновском диапазоне амплитудой ~ 15–$30\,\%$, обусловленной, скорее всего эффектом рентгеновского прогрева ветра звезды WN7 (Bonnet-Bidaud and Chardin, 1988). Однако масса звезды WN7 может лежать в широких пределах от ~ 10 до 50–$70 M_{\odot}$, что обусловливает значительную неопределенность в оценке массы релятивистского объекта по функции масс $f_{\mathrm{WR}}(m)$: $1{,}4 M_{\odot} \leqslant m_x \leqslant 10 M_{\odot}$. Поэтому окончательный вывод о природе релятивистского объекта в системе Cyg X-3 (нейтронная звезда, черная дыра) пока сделать не удается (см. ниже, где приведены наблюдательные аргументы в пользу наличия черной дыры).

В то же время, надежное обоснование того, что период системы Cyg X-3 $P = 4{,}8$ ч является орбитальным, позволяет дать модельно независимую оценку радиуса относительной орбиты a системы с помощью третьего закона Кеплера:

$$\frac{a^3}{P^2} = M\,(\mathrm{WR}) + M\,(c)\,,$$

где a выражено в астрономических единицах, P — в годах, $M(\mathrm{WR})$ и $M(c)$ (массы звезды WN7 и компактного объекта) — в солнечных массах. Поскольку массы звезд WN7 лежат в широких пределах (Moffat, 1989), можно предположить, что $10M_\odot < M(\mathrm{WR}) < 50M_\odot$. При этом будем предполагать, что компактный объект, соответствующий звезде WN7 с массой $M(\mathrm{WR}) = 50M_\odot$ является черной дырой с массой $M(c) = 10M_\odot$, а в случае $M(\mathrm{WR}) = 10M_\odot$ он является нейтронной звездой с массой $M(c) = 1{,}4M_\odot$. Таким образом, мы предполагаем, что сумма масс $M(\mathrm{WR}) + M(c)$ лежит в диапазоне

$$11{,}4M_\odot < [M(\mathrm{WR}) + M(c)] < 60M_\odot.$$

Тогда при периоде $P = 4{,}8$ ч из третьего закона Кеплера находим:

$$3{,}2R_\odot < a < 5{,}6R_\odot.$$

Поскольку, как уже отмечалось выше, компактный рентгеновский источник в системе Cyg X-3 должен находиться вне «ядра» звезды WN7, полученная динамическая оценка для радиуса относительной орбиты a является верхним пределом для радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN7:

$$r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\,R_\odot.$$

Эта оценка хорошо согласуется с оценкой для $r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}}$, полученной с использованием оценки темпа потери массы $\dot{M}$ звездой WN7, найденной динамическим методом по наблюдаемому увеличению орбитального периода системы Cyg X-3 (van Kerkwijk et al., 1992):

$$\dot{M} \approx 10^{-5} M_\odot/\text{год} \left[\frac{M\,(\mathrm{WR}) + M\,(c)}{10M_\odot}\right].$$

С принятыми нами пределами для суммарной массы $M(\mathrm{WR}) + M(c)$ это соответствует

$$1{,}1 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год} < \dot{M} < 6 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год}.$$

Принимая эту оценку $\dot{M}$ и беря наблюдаемую величину предельной скорости в ветре звезды WN7 $v_\infty = 1800$ км/с (Prinja et al., 1990), из условия равенства единице для оптической глубины в протяженной атмосфере WN7

$$\int\limits_{r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}}}^{\infty} \sigma_T n_e\,(r)\,dr = 1$$

находим оценку для радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN7 (Cherepashchuk and Moffat, 1994):

$$1{,}6R_\odot < r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}} < 8{,}6R_\odot,$$

что хорошо согласуется с приведенной выше оценкой для $r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\,R_\odot$, полученной динамическим способом. Очевидно, что радиус гидростатического «ядра» звезды WN7 должен быть меньше приведенных оценок для радиуса непрозрачного «ядра» $r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}}$.

Знание радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN7 позволяет дать консервативную оценку для эффективной температуры «ядра» на уровне $\tau = 1$, с использованием закона Стефана–Больцмана $L = 4\pi\,(r_{\mathrm{WN7}}^{\mathrm{core}})^2\,\sigma T_{\mathrm{ef}}^4$. Консервативный нижний предел для болометрической светимости L может быть получен из значения абсолютной звездной величины $M_v \sim -6$ для звезд WN7 со средними значениями масс (что согласуется с оценкой абсолютной инфракрасной величины для Cyg X-3 $M_k < -5$, приведенной выше), а также с использованием консервативной оценки для болометрической поправки, полученной из эволюционных и атмосферных моделей звезд WN7: BC ~ -4 (Smith et al., 1994). Отсюда следует, что для звезды WN7 в системе Cyg X-3 абсолютная болометрическая звездная величина составляет $M_{\text{bol}} \sim -10$. Следовательно, болометрическая светимость звезды WN7 в системе Cyg X-3 составляет (в смысле нижнего предела)

$$L \simeq 3 \cdot 10^{39}\ \text{эрг/с}.$$

С этим нижним пределом для L и с верхним пределом для радиуса непрозрачного ядра $r_{\text{WN7}}^{\text{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\, R_\odot$ находим нижний предел для эффективной температуры на уровне фотосферы с оптической глубиной $\tau = 1$:

$$T_{\text{ef}} > 70\,000\text{–}90\,000\ \text{K}.$$

Таким образом, звезда WN7 в системе Cyg X-3 имеет сравнительно малый радиус непрозрачного «ядра» и высокую эффективную температуру:

$$r_{\text{WN7}}^{\text{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\, R_\odot, \quad T_{\text{ef}} > 70\,000\text{–}90\,000\ \text{K}.$$

Эти характеристики типичны для массивных гелиевых звезд (Langer, 1989). Такое высокое значение наблюдаемой «фотосферной» (т. е. соответствующей радиальной оптической глубине $\tau = 1$) эффективной температуры звезды WN7 находится в противоречии с предсказаниями «стандартной» модели атмосфер звезд WR (см., например, Schmutz et al., 1989), которые дают для звезд WN7 низкое значение «фотосферной» $T_{\text{ef}} \sim 30\,000$ K. Действительно, приняв $T_{\text{ef}} = 30\,000$ K и радиус «ядра» $r_{\text{WN7}}^{\text{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\, R_\odot$, находим очень низкую болометрическую светимость для звезды WN7 в системе Cyg X-3: $L \sim (3\text{–}9) \cdot 10^{37}$ эрг/с, что при известной $M_v \sim 6$ дает очень малую величину (по абсолютной величине) болометрической поправки BC $\simeq -0{,}3$. Такое значение болометрической поправки исключается наблюдениями звезд WR I типа населения Галактики (Smith and Maeder, 1989). С другой стороны, если взять «фотосферное» значение $T_{\text{ef}} \sim 30\,000$ K, предсказываемое «стандартной» моделью атмосферы звезды WR (Schmutz et al., 1989), и болометрическую поправку для звезд WR, получаемую из анализа наблюдений BC $= -4$ (Smith et al., 1994), то мы получим для радиуса непрозрачного «ядра» звезды WN7 в системе Cyg X-3 $r_{\text{WN7}}^{\text{core}} \approx 32 R_\odot$, что почти на порядок больше, чем значение $r_{\text{WN7}}^{\text{core}} < (3{,}2\text{–}5{,}6)\, R_\odot$, оцененное нами независимо динамическим способом. Таким образом, наши данные свидетельствуют о том, что модели звездного ветра, развитые на основе «стандартной» модели протяженной атмосферы звезды WR (Schmutz et al., 1989), нуждаются в существенном усовершенствовании.

Таким образом, из того факта, что оптическая звезда в системе Cyg X-3 есть звезда WR I типа населения Галактики (а не ядро планетарной туманности) спектрального подкласса WN7, а также из того, что период 4,8 часа в этой системе есть истинный орбитальный период (оба эти факта надежно обосновываются наблюдениями — см. выше), следует неизбежный вывод о том, что звезда WR в системе Cyg X-3 имеет малый ($r_{\text{WN7}}^{\text{core}} < 3 - 6 R_\odot$) радиус непрозрачного «ядра» на уровне фотосферы ($\tau = 1$) и высокую эффективную температуру на этом уровне ($T_{\text{ef}} > 70\,000\text{–}90\,000$ K). Отметим, что эти оценки являются консервативными. Истинный радиус гидростатического «ядра» должен быть меньше приведенных значений, а его эффективная температура должна быть выше. Это означает, что звезда WN7 должна лежать на диаграмме Герцшпрунга–Рессела вблизи последовательности гелиевых звезд, в противоречии с предсказанием «стандартной» модели ветра WR (Schmutz et al., 1989). Причиной такого расхождения, по-видимому, является большая величина темпа потери массы звездой WR, получаемая в рамках «стандартной» модели ветра WR (Schmutz et al., 1989) из соотношения потоков в эмиссионных линиях He I/He II. Эта большая величина темпа потери массы $\dot{M}_{\rm WR}$ является следствием неучета клочковатой структуры ветра звезды WR (Черепащук, 1990, Антохин и др., 1992). Учет клочковатости ветра WR может уменьшить $\dot{M}_{\rm WR}$ в несколько раз. Например, как следует из наблюдений, изменения орбитального периода затменной системы V 444 Cyg и ее поляриметрических исследований, величина $\dot{M}_{\rm WR}$, найденная из этих данных, более чем в 3 раза меньше, чем величина $\dot{M}_{\rm WR}$, найденная для этой же системы из анализа ИК- и радио-наблюдений (Халиуллин, 1974, Корнилов и Черепащук, 1979, St-Louis et al., 1993, Moffat and Roberts, 1994). Поскольку ИК/радио методы чувствительны к квадрату плотности плазмы ветра n_e^2 (а другие методы чувствительны к n_e), этот факт может рассматриваться как свидетельство клочковатости ветра WR. Если в «стандартной» модели ветра WR учесть клочковатость ветра, то получится меньшая величина $\dot{M}_{\rm WR}$ и, соответственно, меньшее значение фотосферного радиуса непрозрачного «ядра» WR, который будет ближе к радиусу гидростатического «ядра» WR. Следовательно, эффект переработки излучения горячего гидростатического «ядра» WR в кванты меньших энергий будет уменьшен, и получаемая «фотосферная» эффективная температура непрозрачного «ядра» будет выше 30 000 K.

Поскольку болометрическая светимость звезды WN7 в системе Cyg X-3 ($L \simeq 3\times \times 10^{39}$ эрг/с) в среднем существенно больше, чем средняя светимость рентгеновского источника ($L_x \sim 10^{38}$ эрг/с), эффект рентгеновского прогрева ветра WR относительно мал, особенно в наблюдениях ИК-спектра, выполненных в 1991 г. (van Kerkwijk, 1993). Чтобы произвести значительный рентгеновский прогрев ветра (как это наблюдалось по ИК-спектрам, полученным в 1992 г.), рентгеновский источник в системе Cyg X-3 должен иметь светимость L_x в несколько раз выше. Такие «высокие» рентгеновские состояния системы Cyg X-3 наблюдаются сравнительно часто (Bonnet-Budaud and Chardin, 1988). Более того, поскольку болометрическая светимость звезды WN7 $L \simeq 3 \cdot 10^{39}$ эрг/с и поскольку эффект рентгеновского прогрева ветра WR уверенно наблюдается в ИК-диапазоне (с амплитудой периодической модуляции $\sim$ 15–30 %), истинная рентгеновская светимость аккрецирующего релятивистского объекта должна быть значительно больше, чем наблюдаемая рентгеновская светимость $L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с. Этот факт свидетельствует в пользу того, что аккрецирующий релятивистский объект в системе Cyg X-3 является черной дырой.

Отметим, что формирование звезд WR «второго поколения» в двойных системах WR+c (где c — релятивистский объект) было предсказано в работах (van den Heuvel and Heise, 1972, van den Heuvel and De Loore, 1973, Тутуков и Юнгельсон, 1973а,в). В этих работах была изучена эволюция массивной ТДС на стадии с общей оболочкой. Из-за значительной потери двойной системой орбитального углового момента за счет динамического трения в общей оболочке размеры орбиты системы сильно уменьшаются, а орбитальный период, соответственно, укорачивается. Очень короткий орбитальный период системы Cyg X-3 ($p \simeq 4{,}8$ часа) свидетельствует о том, что эта система прошла стадию эволюции в общей оболочке, сформировавшейся при вторичном обмене масс в двойной системе. Поскольку характерное время эволюции таких систем очень короткое, системы, подобные Cyg X-3 должны быть очень редки в Галактике: пока Cyg X-3 — единственная из известных массивных галактических ТДС, находящихся на эволюционной стадии после вторичного обмена масс в режиме общей оболочки. Вторая система такого типа — система IC 10 X-1 была открыта недавно в галактике IC 10 (см. ниже).

Механизм потери орбитального углового момента и сближения компонент массивной ТДС в общей оболочке может также приводить к формированию объектов Торна–Житков (Thorne and Zytkov, 1977), когда релятивистский объект падает по спирали в центр спутника — оптической звезды. В работе (Cherepashchuk and Moffat, 1994) в качестве кандидатов на объекты Торна–Житков (оптическая звезда с нейтронной звездой или черной дырой в центре) предложены звезды WR подкласса WN8, которые имеют необычные особенности по сравнению со звездами WR других подтипов (Moffat, 1989). В частности, звезды WN8 имеют сравнительно больше радиусы «ядер» и усиленный звездный ветер; звезды WN8 имеют наибольшую физическую переменность среди звезд WR, они часто имеют большую пространственную скорость и, главное, среди WN8-звезд практически отсутствуют звезды, входящие в двойные системы WR+O.

В заключение, еще раз подчеркнем, что малый радиус «ядра» и большая эффективная температура звезды WN7 в системе Cyg X-3 находятся в прекрасном согласии с характеристиками массивных гелиевых звезд (Langer, 1989). Столь малый радиус «ядра» и высокая эффективная температура звезды WN7 резко противоречат модели звезды WR как молодой массивной звезды, находящейся на стадии эволюции до главной последовательности, которая была предложена в работе (Underhill, 1991). Тот факт, что звезда WN7 является «нормальной» компонентой-донором в рентгеновской двойной Cyg X-3, содержащей сильно проэволюционировавший релятивистский объект, прямо свидетельствует, что звезда WN7 в этой системе находится на поздней стадии эволюции.

В работе (Lommen et al., 2005) рассмотрена другая возможность интерпретации феномена Cyg X-3. В данном случае спектр, характерный для звезды WR, связывается не со спутником — оптической звездой (донором), а со сверхкритическим аккреционным диском, сформированным вокруг релятивистского объекта в результате дисковой аккреции вещества спутника — маломассивной гелиевой звезды, заполняющей свою полость Роша. В этой модели наша оценка размеров объекта, показывающего мощные эмиссионные линии элементов He, N, C соответствует аккреционному диску, а не звезде WR. Однако в этой модели, чтобы объяснить наличие мощного ($L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с) рентгеновского излучения, необходимо предполагать, что аккреционный диск виден с полюса (наклонение орбиты $i \simeq 0$). Но в этом случае мы входим противоречие с тем, что в системе Cyg X-3 наблюдается значительная

Таблица 79

Физические характеристики звезд WR в тесных двойных системах; r_0 — радиус непрозрачного «ядра» (в $R_\odot$), T_0 — температура «ядра» (на уровне $\tau = 1$), $m_{\rm WR}$ — масса (в $M_\odot$), i — наклонение орбиты, $\dot{M}$ — темп потери массы (в $M_\odot$/год), полученный динамическим методом

Система	Звезда	r_0, $R_\odot$	T_0, K	$m_{\rm WR}$, $M_\odot$	i, °	$\dot{M}$, $M_\odot$/год
V 444 Cyg	WN5	2,0–4,0	$\geqslant 52000$	9,3	78	$0{,}7 \cdot 10^{-5}$
BAT 99-129	WN3(h)	3,4	45000	15	78	—
Cyg X-3	WN3-7	$< 3{,}2$–$5{,}6$	$> 70\,000$	10–15	> 60	$10^{-5}\left[\dfrac{M\,(\mathrm{WR}) + M(c)}{10 M_\odot}\right]$
WR20a	WN6ha/O3f	18,7	43 000	83	75	—
	WN6ha/O3f	18,7	40500	82	75	—

($\sim$30 %) орбитальная переменность рентгеновского и ИК-излучения, свидетельствующая о том, что в данном случае наклонение орбиты i не сильно отличается от 90°.

Поэтому рассмотренная нами модель объекта Cyg X-3 как звезды WR I типа населения высокой светимости (донора вещества) в паре с аккрецирующим релятивистским объектом является наиболее адекватной всему комплексу наблюдательных данных по этой уникальной рентгеновской двойной системе. Наша оценка радиуса ядра звезды WN7, основанная на третьем законе Кеплера, представляется весьма надежной.

Параметры звезд WR, надежно определенные из анализа наблюдений тесных двойных систем, суммированы в табл. 79.

9. Параметры и эволюционная стадия звезд WR в очень массивной затменной системе WR20a (WN6ha+WN6ha)

Звезды WR встречаются среди наиболее массивных звезд. Исследование формирования и эволюции наиболее массивных звезд нашей Галактики и других галактик является очень актуальной проблемой. Дело в том, что, согласно современным представлениям, реионизация вещества Вселенной на ранней стадии ее эволюции осуществляется излучением первых массивных звезд, состоящих в основном из водорода и гелия, с практически нулевой металличностью. Эти звезды в процессе своей эволюции производят первые тяжелые элементы, в основном, углерод и кислород. Массивные звезды с массами более $25M_\odot$ (для солнечного химсостава) в конце своей эволюции образуют черные дыры звездных масс. Слияние звездных черных дыр в ядрах шаровых скоплений ведет к появлению черных дыр промежуточных масс ($\sim 10^3 M_\odot$), а в ядрах галактик — к появлению сверхмассивных черных дыр и, при наличии аккреции вещества — к появлению квазаров.

Представляет большой интерес наблюдательное определение верхнего предела звездных масс. К настоящему времени среди одиночных объектов Галактики звездами с наибольшими массами, оцененными косвенными методами (главным образом, по зависимости «масса–светимость»), являются LBV-объект LBV1806-20 (Eikenberry et al., 2004) и звезда Pistol Star (Figer et al., 1998). Эмпирические оценки масс этих звезд доходят до $200M_\odot$. В Большом Магеллановом облаке известна очень массивная одиночная звезда с оценкой массы $\sim 150M_\odot$ (Walborn et al., 2004). Список наиболее массивных звезд нашей Галактики приведен в работе (Massey et al., 2001): HD 93206 ($M_{\rm bol} = -10{,}6$, $M \approx 88M_\odot$), HD 93129AB ($M_{\rm bol} = -12{,}1$, $M > 120M_\odot$), HD 93250 ($M_{\rm bol} = -11{,}3$, $M > 120M_\odot$), HD 93205 ($M_{\rm bol} = -10{,}7$, $M \approx 104M_\odot$), HDE 303308 ($M_{\rm bol} = -10{,}4$, $M \approx 93M_\odot$), LSS 4067 ($M_{\rm bol} = -11{,}4$, $M \approx 120M_\odot$), C 1715-387-8 ($M_{\rm bol} = -10{,}7M_\odot$, $M \approx 95M_\odot$), HDE 319718 ($M_{\rm bol} = -11{,}8$, $M \approx 120M_\odot$), Pis 24-17 ($M_{\rm bol} = -10{,}5$, $M \approx 98M_\odot$), а также шесть звезд главной последовательности (ГП) в ассоциации Cyg OB2 с массами, большими $100M_\odot$. Однако все оценки масс этих объектов нельзя признать достаточно надежными ввиду того, что они получены на основании оценок их светимости, а не динамическим методом.

Известно, что наиболее надежные значения масс звезд получаются из анализа кривых лучевых скоростей и кривых блеска затменных двойных систем. В обзоре (Gies, 2003) приведены массы и другие параметры для около полусотни массивных ТДС. Наиболее массивные из них следующие: ST1-98 (LMC) (O4+O4, $M_1 = 45M_\odot$, $M_2 = 45M_\odot$), SK-67°105(LMC) (O4f+O6V, $M_1 = 47{,}3M_\odot$ $M_2 = 29{,}8M_\odot$), V729Cyg (O7Ianfp+O6-7Ia, $M_1 = 47M_\odot$, $M_2 = 13M_\odot$). Кроме того, было найдено, что в двойной системе R136-38(LMC) (O3V+O6V) оценка массы первичной компоненты составляет $(56 \pm 0{,}6)M_\odot$ (Massey et al., 2002), масса звезды WN7 в двойной системе WR22

(WN7+O) превышает $55 M_\odot$ (Rauw et al., 1996, Schwieckhardt et al., 1999), а масса первичной компоненты в двойной системе Пласкетта превышает $51 M_\odot$ (Bagnuolo et al., 1992).

В последние годы получены несколько неожиданные результаты по динамическому определению масс горячих очень массивных звезд в двойных системах. Оказалось, что наиболее массивные звезды находятся не среди O-звезд, а среди звезд очень высокой светимости, относящихся к подтипу звезд Вольфа–Райе WN5-7h или WN5-7ha, т. е. звезд WR азотной последовательности с признаками линий водорода в их спектрах. Такие обогащенные водородом WN-звезды имеют сравнительно большие радиусы для своих масс и резко отличаются от «классических» звезд WR, обычно идентифицируемых с массивными звездами, находящимися на стадии горения гелия в ядре и потерявшими значительную часть своей водородной оболочки. Таким образом, открытые недавно очень массивные звезды WN5-7h или WN5-7ha, по-видимому, представляют собой молодые, еще непроэволюционировавшие звезды с горением водорода в центре, но с поверхностным обогащением гелием. Причина обогащения гелием внешних слоев этих WN-звезд пока окончательно не ясна и активно обсуждается в последнее время (см., например, Eggleton, 2006, Schnurr et al., 2009). К числу таких WN-звезд относятся компоненты двойной системы WR20a (WN6a/O3f+WN6a/O3f, $P = 3{,}686^{\mathrm{d}}$) с массами $83 M_\odot$ и $82 M_\odot$ (Bonanos et al., 2004), компоненты системы WR21a (Wack2134) (O3f/WN6ha+O4:, $P = 31{,}673^{\mathrm{d}}$) с массами $> 87 M_\odot$ и $> 53 M_\odot$ (Niemela et al., 2008), компоненты системы NGC3603-A1 (WNha+WN6, $P = 3{,}7724^{\mathrm{d}}$) с массами $(116 \pm 31) M_\odot$ и $(89 \pm 16) M_\odot$ (Schnurr et al., 2008) и компоненты системы R145 (WN6h+O; $P = 158{,}8^{\mathrm{d}}$) с массами $> (116 \pm 33) M_\odot$ и $> (48 \pm 20) M_\odot$ (Schnurr et al., 2009).

Недавно в работе (Crowther et al., 2010) были оценены массы звезд в БМО, в скоплении R136 (по болометрической светимости), которые оказались рекордно большими: $M = (165\text{–}320) M_\odot$.

Один из рекордов массы для звезд из затменных двойных систем принадлежит компонентам затменной системы WR20a, массы которых оказались равными $M_1 = (83 \pm 5) M_\odot$, $M_2 = (82 \pm 5) M_\odot$ (Bonanos et al., 2004). Впервые спектральные характеристики звезды WR у объекта WR20a были обнаружены в 1991 г. в работе (Shara et al., 1991), и в этом же году была выполнена UBV-фотометрия этого объекта (Moffat et al., 1991). В седьмом каталоге галактических звезд WR (van der Hucht, 2001) объект WR20a числится как кандидат в тесные двойные системы ввиду сравнительной слабости эмиссионных линий в его спектре, что может быть вызвано вкладом континуума предполагаемого OB-спутника. И действительно, детальное спектроскопическое исследование (Rauw et al., 2004) показало, что WR20a является массивной двойной системой с орбитальным периодом $P = 3{,}675^{\mathrm{d}}$ с компонентами спектрального типа либо WN6ha, либо O3f и нижними пределами масс $(70{,}7 \pm 4) M_\odot$ и $(68{,}8 \pm 3{,}8) M_\odot$. В работе (Rauw et al., 2005) выполнен детальный анализ спектра системы WR20a и показано, что спектральный тип обеих компонент системы WN6ha, $P_{\mathrm{orb}} = 3{,}686^{\mathrm{d}}$, блеск в максимуме $B = 15{,}00^m$, $V = 13{,}42^m$, $I = 10{,}66^m$, орбита круговая. Наиболее сильные эмиссионные линии в оптическом спектре этой системы — это линии H_α и He II 4686 Å, которые показывают сильную переменность профилей, коррелирующую с фазой орбитального периода. Показано, что существенная часть излучения в этих ярких эмиссионных линиях возникает в области столкновения звездных ветров очень близких друг к другу компонент (радиус большой полуоси орбиты системы $a \simeq 55 R_\odot$).

Использование не-ЛТР-моделей звездных атмосфер позволило авторам работы (Rauw et al., 2005) определить фундаментальные характеристики почти одинаковых компонент системы WR20a: $T_{\mathrm{ef}} = (43000 \pm 2000)$ K, $\lg(L_{\mathrm{bol}}/L_\odot) \approx 6{,}0$,

$\dot{M} \simeq 8{,}5 \cdot 10^{-6} M_\odot$/год (в предположении, что звездный ветер — клочковатый со скважностью $f = 0{,}1$). Очень важным для понимания эволюционного статуса компонент системы WR20a является тот факт, что обилие азота в оболочках обеих звезд оказалось выше солнечного, а обилие углерода, порождающего азот в углеродно-азотном цикле в недрах массивных звезд — ниже солнечного. В работе (Rauw et al., 2005) сделан вывод о том, что положение компонент системы WR20a на диаграмме Герцшпрунга–Рессела (ГР-диаграмме) свидетельствует о том, что они являются звездами ГП с горением водорода в их ядрах. Аномальный химический состав этих звезд (избыток азота, дефицит углерода и усиленное обилие гелия), вероятно, связан со значительной потерей массы звездами, либо с эффективным перемешиванием вещества в их недрах, стимулированным быстрым осевым вращением звезд, синхронным с орбитальным обращением этих звезд в очень тесной двойной системе (Rauw et al., 2005). Поэтому характеристики звезд-компонент системы WR20a заметно отличаются от характеристик одиночных звезд тех же масс и того же возраста.

Полное межзвездное поглощение до системы WR20a составляет $A_V = 6{,}0^m$, а расстояние до нее равно $\sim 7{,}9$ кпк, откуда следует, что система, вероятно, принадлежит молодому рассеянному скоплению Westerlund 2. Смещение столь массивной двойной системы на расстояние $\sim 1{,}1$ кпк от фотометрического центра скопления в данном случае может свидетельствовать о том, что молодое скопление еще не срелаксировало, либо о том, что эта система была выброшена из центра скопления в результате динамического взаимодействия с близкими звездами этого скопления. Анализ спектров звезд ранних спектральных классов — членов скопления Westerlund 2 (Rauw et al., 2007) показал, что положение этих звезд (включая компоненты системы WR20a) на диаграмме Г–Р соответствует возрасту скопления $\lesssim 2{,}5 \cdot 10^6$ лет (при этом обе компоненты WR20a лежат правее ГП нулевого возраста). Таким образом, даже самые массивные звезды скопления Westerlund 2 не успели покинуть ГП и превратиться в классические гелиевые звезды WR (Масевич и Тутуков, 1988).

В работах (Bonanos et al., 2004, Rauw et al., 2007) было обнаружено, что система WR20a является затменной переменной двойной системой с кривой блеска, показывающей значительные внезатменные изменения ($\Delta m \sim 0{,}1^m$), обусловленные приливной деформацией близких к заполнению своих полостей Роша компонент, и глубокие ($\sim 0{,}3^m$) частные затмения компонент примерно одинаковой глубины. Анализ кривых блеска, выполненный в рамках модели двух звезд с тонкими атмосферами (использовался классический метод синтеза кривых блеска), показал, что эта модель позволяет удовлетворительно описать наблюдаемые кривые блеска системы WR20a, что говорит об относительно слабом влиянии эффектов затмений протяженными атмосферами звезд WN6ha (см. рис. 243). Это, скорее всего, связано с тем, что радиусы обеих звезд WN6ha велики, поэтому плотность вещества у основания их звездных ветров (вблизи фотосфер) относительно мала.

В работе (Bonanos et al., 2004) из анализа кривой блеска системы WR20a в фильтре I с использованием данных спектральных наблюдений были найдены следующие значения основных параметров этой системы и ее компонент: наклонение орбиты $i = (74{,}5 \pm 2{,}0)^\circ$, полярный радиус $(18{,}7 \pm 0{,}3) R_\odot$, экваториальный радиус $(20{,}4 \pm 0{,}3) R_\odot$ (здесь радиусы компонент предполагаются одинаковыми, поскольку отношение их масс близко к единице: $q = M_2/M_1 = 0{,}99 \pm 0{,}03$). Отметим, что внутренней точке Лагранжа L_1 в системе WR20a соответствует радиус $(22{,}0 \pm 0{,}3) R_\odot$. Эффективная температура компонент, полученная на основе анализа спектра с помощью не-ЛТР-метода моделей атмосфер, равна (42 000 ± 1000) K. Оцененные массы компонент, с найденным значением i, равны $M_1 = (83{,}0 \pm 5) M_\odot$, $M_2 = (82{,}0 \pm 5) M_\odot$.

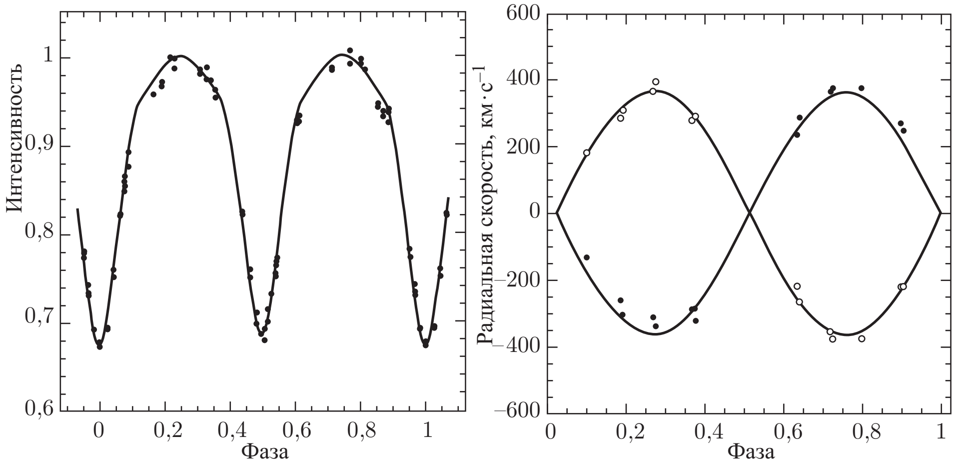


Рис. 243. Слева: наблюдаемая кривая блеска системы WR20a в фильтре I (точки) и оптимальная теоретическая кривая блеска, рассчитанная с помощью программы Вильсона–Девиннея. Орбитальный период $P = 3{,}686^{\mathrm{d}}$, $e = 0$, наклонение орбиты $i = 74{,}5^\circ$. Справа: наблюдаемые кривые лучевых скоростей компонент системы WR20a (Rauw et al., 2004) и оптимальные теоретические кривые лучевых скоростей. (Из работы Bonanos et al., 2004)

Такие значения масс относят компоненты системы WR20a к самым массивным звездам с надежно определенными массами и радиусами.

В работе (Rauw et al., 2007) были получены новые кривые блеска системы WR20a в фильтрах B и V (см. рис. 244). Из анализа этих кривых блеска найдены уточненные характеристики системы и ее компонент. Степень заполнения полости Роша компонентами (предполагается одинаковой для обеих компонент) близка к 0,91, наклонение орбиты $i = 74{,}5^\circ$, эффективная температура первичной (более массивной) компоненты равна 43 000 K, вторичной — 40 500 K. Средний радиус для обеих компонент равен $(18{,}7 \pm 0{,}9)R_\odot$ (примерно на 5% меньше, чем в более ранней работе Bonanos et al., 2004). Болометрическая светимость первичной компоненты ($M_1 = 83M_\odot$) $\lg(L_{\mathrm{bol}}/L_\odot) = 6{,}03 \pm 0{,}09$, а вторичной ($M_2 = 82M_\odot$) $\lg(L_{\mathrm{bol}}/L_\odot) = 5{,}93 \pm 0{,}1$.

Полученные значения светимости дают возможность независимо оценить массы компонент с помощью эволюционных моделей массивных звезд (Старицын, 1990). Если исходное обилие водорода положить равным $\sim 0{,}6$, то наблюдаемые светимости компонент соответствуют их массам, близким к $80M_\odot$. Таким образом, можно сделать вывод, что компоненты системы WR20a являются звездами ГП, очень близкими к заполнению своих полостей Роша. Интенсивный звездный ветер с темпом $\dot{M} \simeq 10^{-5}M_\odot$/год, высокая светимость компонент (Rauw et al., 2005, Reimer and Reimer, 2007) и обогащение их вещества азотом, вызванное, вероятно, мередиональной циркуляцией вещества быстровращающихся звезд, приводят к отнесению их к звездам WR (см., например, Bonanos et al., 2004, Rauw et al., 2005, 2007).

Давно известно, что принципиальной особенностью классических звезд WR является пониженное обилие водорода в их оболочках и полное его отсутствие в их недрах (см., например, Масевич и Тутуков, 1988). Это резко уменьшает значения радиусов звезд WR и увеличивает их светимости по сравнению со звездами ГП тех же масс, что сдвигает звезды WR влево от звезд ГП, в сторону последовательности гелиевых звезд на диаграмме Г–Р. Однако радиусы компонент системы WR20a ($\sim 20R_\odot$) превосходят радиусы звезд ГП соответствующих масс (для $M \simeq 83M_\odot$

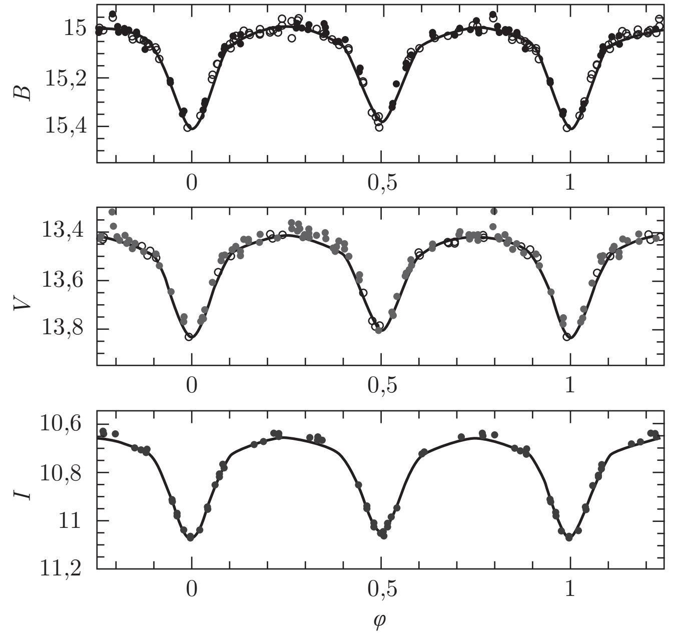


Рис. 244. Кривые блеска системы WR20a в фильтрах B, V и I, свернутые с периодом $3{,}68475^{\mathrm{d}}$. Сплошные линии — оптимальные теоретические кривые блеска, полученные со следующими параметрами системы: степень заполнения полости Роша $\mu = 0{,}91$ для обеих звезд, $i = 74{,}5°$, $T_{\mathrm{ef}}^{(1)} = 43\,000\,\mathrm{K}$, $T_{\mathrm{ef}}^{(2)} = 40\,500\,\mathrm{K}$. (Из работы Rauw et al., 2007)

$R \simeq 13 R_{\odot}$, см., например, Старицын, 1990). Это позволяет уверенно отнести компоненты WR20a к немного проэволюционировавшим звездам ГП.

В работе Тутукова и др. (2008) дана оценка частоты образования в Галактике двойных звездных систем типа WR20a и с помощью численного моделирования исследована эволюция компонент этой системы в предположении, что система WR20a была разделенной в течение всей своей эволюции от ГП нулевого возраста до современного состояния, предшествующего заполнению одной из компонент своей полости Роша. Дано также качественное обсуждение дальнейшей эволюции системы WR20a.

Известно, что эволюция массивных ($M \geqslant 50 M_{\odot}$) звезд в значительной степени определяется потерей ими вещества в виде звездного ветра. Для массивных звезд, поверхность которых часто бывает обогащена гелием, темп потери массы в виде ветра зависит от концентрации гелия на поверхности звезды, от степени клочковатости ветра, а также от Z — содержания тяжелых элементов в веществе звезды, определяющего непрозрачность вещества. При увеличении темпа потери массы в виде ветра выше некоторого предела, зависящего от массы звезды, происходит резкое изменение характера эволюции массивной звезды. При слабом ветре массивная звезда расширяется в ходе ядерной эволюции при горении водорода в ее ядре. Однако при более интенсивном ветре радиус массивной звезды, достигнув некоторого максимального значения, лишь немного превышающего начальное, начинает уменьшаться. При этом звезда эволюционирует в пределах ГП. Для расширения в ходе дальнейшей эволюции этой звезды после выгорания водорода в ее ядре, оболочка звезды должна остаться достаточно массивной, чтобы реализовался режим эффективного горения водорода в слоевом источнике на ее дне.

Согласно Тутукову и Федоровой (2003), наблюдательные данные по темпу истечения вещества в виде ветра у массивных OB-звезд солнечного химического состава могут быть представлены формулой

$$\frac{dM}{dt} \approx 10^{-20} \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{2,5} M_\odot/\text{год},$$

где M — масса звезды, L — светимость. Время жизни этих звезд на ГП (Тутуков и Юнгельсон, 1973)

$$T_{MS} \approx 2 \cdot 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-0,5} \text{ лет.}$$

Если, согласно Тутукову и Юнгельсону (1973), для массивных звезд принять зависимость «масса–светимость» в виде

$$\frac{L}{L_\odot} \approx 10^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2,$$

то доля начальной массы, потерянная массивной звездой ГП, равна

$$\frac{\Delta M}{M} \approx 2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4,5}.$$

Отсюда видно, что звезды, с начальными массами, большими $\sim 50 M_\odot$ могут избежать заметного расширения в процессе своей эволюции на стадии ГП, поскольку они потеряют за счет истечения в виде звездного ветра всю свою водородную оболочку с исходным химсоставом, сформировав обогащенное гелием ядро с массой (Тутуков и Юнгельсон, 1973)

$$\frac{M_c}{M_\odot} \approx 0,1 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1,4}.$$

Наблюдаемые диаграммы Г–Р молодых скоплений подтверждают этот результат (Vanbeveren et al., 1998) . В случае звезд с массами более $\sim 100 M_\odot$ ($\lg L/L_\odot \gtrsim 6{,}2$) темп потери массы в виде ветра столь велик, что такие массивные звезды, теряя богатую водородом оболочку, лишаются возможности пройти стадию красных сверхгигантов; и действительно, красные сверхгиганты с такой светимостью не наблюдаются (Vink and de Koter, 2005).

Потеря вещества в виде ветра должна быть важной для эволюции компонент системы WR20a. Кроме того, она должна определять изменение большой полуоси орбиты двойной системы. Как уже отмечалось, мы исследуем сценарий эволюции системы WR20a, в котором она остается разделенной на протяжении всей эволюции, предшествующей современному состоянию, начиная от стадии ГП. Это не исключает того, что на протозвездной стадии эволюции компоненты системы могли заполнять свои полости Роша, и система могла быть даже контактной (Krumbolz and Thompson, 2007).

Для разделенной массивной тесной двойной системы главным процессом, определяющим изменение ее периода (и, соответственно, расстояния между компонентами), является потеря массы и углового момента вследствие истечения вещества в виде высокоскоростного ($v \simeq 10^3$ км/с) звездного ветра обеих компонент (джинсовская мода эволюции). В этом случае сохраняется джинсовский инвариант $a(M_1 + M_2) = \text{const}$. Тогда уравнение для изменения большой полуоси орбиты имеет вид:

$$\frac{1}{a}\frac{da}{dt} = -\left(\frac{dM_1}{dt} + \frac{dM_2}{dt}\right)\frac{1}{M_1 + M_2}.$$

Как уже отмечалось, в системе WR20a наблюдается значительная орбитальная переменность профилей эмиссионных линий H_α и He II, свидетельствующая об эффектах столкновения сверхзвуковых звездных ветров компонент. Эти эффекты нарушают строгую сферическую симметрию картины радиального истечения вещества из двойной системы, что может приводить к отклонениям закона эволюционного изменения расстояния между компонентами от чисто джинсовского закона, приведенного выше. Однако, поскольку отношение масс компонент в системе близко к единице, а параметры обеих звезд WN6ha в системе WR20a, в том числе и параметры их звездных ветров, различаются незначительно, можно надеяться, что реальные отклонения от джинсовской моды эволюции системы WR20a сравнительно невелики.

В ходе эволюции такой системы большая полуось орбиты a, и орбитальный период P увеличиваются со временем по мере уменьшения масс звезд, вследствие истечения звездного ветра. Современный орбитальный период системы WR20a составляет $\sim 3{,}68$ суток, а большая полуось орбиты $a \simeq 55R_\odot$. Если степень заполнения полости Роша звездами μ определять как отношение среднего радиуса звезды к среднему радиусу критической полости Роша (посчитанному по формулам Эгглетона (Eggleton, 1983)), то современное значение этого параметра для системы WR20a близко к 0,95. Начальное значение большой полуоси a в то время, когда звезды находились на ГП нулевого возраста, должно быть меньшим. Однако меньшими были и начальные радиусы химически однородных звезд, что и позволяет системе изначально быть разделенной.

Оценим максимальные начальные массы компонент системы WR20a. Для звезд начальной ГП с массами 64–128$M_\odot$ радиус описывается соотношением (Тутуков и Юнгельсон, 1973)

$$\frac{R}{R_\odot} \approx \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{0,6}.$$

При этом относительный средний радиус критической полости Роша (в долях большой полуоси орбиты) при $q \simeq 1$ близок к 0,4 (Eggleton, 1983). С помощью джинсовского инварианта и этих соотношений можно оценить верхний предел начальных масс компонент системы WR20a в предположении, что эти массы одинаковы и что они, находясь на ГП нулевого возраста, заполняли свои полости Роша. Итогом такого расчета будет значение начальной массы $125M_\odot$. Равные компоненты с массами, превышающими это значение, исключены, ибо соответствующая двойная система была бы сверхконтактной, но такие системы среди массивных двойных пока не известны (Popova et al., 1982). Следовательно, в рамках данного сценария максимально допустимые начальные массы компонент в системе WR20a составляют $125M_\odot$, а соответствующая начальная большая полуось орбиты близка к $36R_\odot$.

Используя эти предельные значения M и a, и применяя формулу для функции рождения тесных двойных звезд (Масевич и Тутуков, 1988), найдем частоту ν рождения таких массивных ТДС в Галактике: $\nu \sim 10^{-6}$ год$^{-1}$. Далее, принимая время жизни звезд с массами $\sim 100M_\odot$ на ГП равным $\sim 3 \cdot 10^6$ лет, а на стадии горения гелия в ядре (стадия классической звезды WR) равным $\sim 3 \cdot 10^5$ лет, можно оценить число предшественников двойных систем типа WR20a в Галактике равным ~ 2. Таким образом, система WR20a принадлежит к числу уникальных двойных систем Галактики. Одновременно таких систем в Галактике может существовать лишь несколько штук: $\sim (2-3)$.

При численном моделировании эволюции системы WR20a мы рассматривали эволюцию звезд, начиная от ГП нулевого возраста. Под начальными массами понимаются массы, которые звезды имели в момент прихода на ГП. Строение и эволюция звезд рассматривались в сферически-симметричном приближении. При расчете эволюционных треков звезд использовалась эволюционная программа, описывающая эволюцию звезд на стадиях горения водорода и гелия. Непрозрачность звездного вещества рассчитывалась по таблицам и формулам, данным в работах (Iglesias and Rogers, 1996, Aexander and Ferguson, 1994, Яковлев и Урпин, 1980). Скорости ядерных реакций были взяты из работы (Caughlan et al., 1985). Начальный химический состав звезд предполагался близким к солнечному: $X_0 = 0{,}70$, $Y_0 = 0{,}28$, $Z_0 = 0{,}02$.

Ввиду значительной неопределенности темпа потери вещества звездами в виде ветра все расчеты были выполнены для простейшего случая так называемого радиативного закона потери вещества звездным ветром. Предполагается, что основным механизмом потери массы в ветре является давление излучения на вещество, при этом импульс уходящего от звезды вещества близок к импульсу излучения звезды:

$$\frac{L}{c} = \dot{M} v_w,$$

где c — скорость света, v_w — скорость вещества звездного ветра. Результирующая формула для темпа потери массы в виде ветра при радиативной модели имеет вид:

$$\dot{M} = -3{,}28 \cdot 10^{-11} \beta L \left(\frac{R}{M}\right)^{1/2} M_\odot/\text{год},$$

где M, L, R — масса, светимость и радиус звезды в солнечных единицах, β — величина, равная отношению импульса вещества ветра к импульсу излучения.

Принятый нами радиативный закон потери массы находит подтверждение в наблюдательных результатах по исследованию массивных звезд солнечного химического состава, согласно которым, потоки импульса вещества звездного ветра показывают хорошую корреляцию со светимостями звезд с разбросом порядка фактора ~ 2 (Mokiem et al., 2007). Для обычных массивных звезд величина β близка к единице в диапазоне светимостей 10^4–$3 \cdot 10^6 L_\odot$ при солнечном обилии тяжелых элементов, практически независимо от класса светимости звезды (Mokiem et al., 2007, Vink et al., 2008, Vink and Kotak, 2007, Kudritzki and Urbaneja, 2006). В то же время, темп потери массы в виде ветра зависит от обилия тяжелых элементов (Vink, 2006):

$$\dot{M} \simeq Z^{0{,}75} \quad \text{для } 0{,}001 \leqslant \frac{Z}{Z_\odot} \leqslant 10.$$

Следует подчеркнуть, что в случае звезд WR ситуация с оценкой темпа потери массы в виде ветра более сложная. Величина β для звезд WR значительно превышает единицу (для некоторых звезд WR β достигает 40). По-видимому, важный вклад в наблюдаемый высокий темп потери массы этими звездами вносит пульсационная неустойчивость (Фокин и Тутуков, 2007). Как показывают наблюдения, темп потери массы звездами WR быстро возрастает с увеличением концентрации в их веществе тяжелых элементов, которые увеличивают непрозрачность вещества звезды (Crowther, 2005, 2006).

Отметим, что радиативный закон потери массы не учитывает зависимости темпа потери массы звездным ветром от химического состава поверхности звезды, влияние клочковатости звездного ветра (Черепащук, 1990, Oskinova et al., 2007), геометрию ветра, обусловленную вращением звезды (Meynet and Maeder, 2007) и другие факторы, но может служить начальным приближением для исследования эволюции компонент системы WR20a.

Предположим вначале, что начальные массы компонент системы WR20a были почти одинаковы, поэтому их эволюция шла приблизительно по одинаковому пути. Таким образом, рассчитав эволюцию первичной компоненты, можно судить об эволюции вторичной. Главная задача состояла в получении современных наблюдаемых параметров компонент системы WR20a. В табл. 80 представлены результаты расчетов эволюции одиночных звезд с начальными массами 90, 100, 110, 120, 130, 140, $150M_\odot$, выполненные с учетом радиативного закона потери вещества в виде звездного ветра. В табл. 80 приведены параметры звезды в тот момент, когда ее масса равна наблюдаемой величине — $83M_\odot$ (радиус звезды подбирался к наблюдаемому значению $\sim 20R_\odot$ с точностью около 5%). С учетом остающейся неопределенности в оценках масс и других характеристик компонент системы WR20a эти величины могут представлять собой текущую оценку параметров обеих звезд системы. Расчеты показали, что с помощью подбора коэффициента β для радиативного закона потери массы можно получить эволюционный трек, в котором при массе звезды, близкой к $83M_\odot$, ее радиус будет близок к наблюдаемому значению $\sim 20R_\odot$. При этом чем больше начальная масса звезды, тем более интенсивный звездный ветер требуется для получения радиуса звезды с окончательной массой $83M_\odot$, близкого к наблюдаемому. Как и следовало ожидать, концентрация гелия на поверхности звезды увеличивается с увеличением ее начальной массы, поскольку при потере большего количества вещества на поверхности звезды оказываются слои, сильнее обогащенные гелием за счет горения водорода в ядре.

Таблица 80

Параметры звезды с массой $83M_\odot$ для треков с различными начальными массами

Номер трека	M_0, $M_\odot$	β	R, $R_\odot$	L, $L_\odot$	$X_{\rm surf}$	dM/dt, $M_\odot$/год	Возраст, лет
1	90	0,30	19,26	$1{,}22\cdot10^6$	0,700	$-5{,}76\cdot10^{-6}$	$1{,}49\cdot10^6$
2	100	0,70	19,65	$1{,}29\cdot10^6$	0,687	$-1{,}43\cdot10^{-5}$	$1{,}39\cdot10^6$
3	110	0,95	19,80	$1{,}38\cdot10^6$	0,631	$-2{,}10\cdot10^{-5}$	$1{,}46\cdot10^6$
4	120	1,15	19,46	$1{,}46\cdot10^6$	0,572	$-2{,}67\cdot10^{-5}$	$1{,}51\cdot10^6$
5	130	1,25	19,89	$1{,}57\cdot10^6$	0,514	$-3{,}14\cdot10^{-5}$	$1{,}60\cdot10^6$
6	140	1,40	19,62	$1{,}62\cdot10^6$	0,477	$-3{,}61\cdot10^{-5}$	$1{,}61\cdot10^6$
7	150	1,50	19,65	$1{,}68\cdot10^6$	0,442	$-4{,}02\cdot10^{-5}$	$1{,}65\cdot10^6$

Примечание: M_0 — начальная масса звезды, β — коэффициент в радиативном законе потери массы, R и L — радиус и светимость звезды, $X_{\rm surf}$ — концентрация водорода на поверхности звезды, dM/dt — темп потери массы в виде звездного ветра.

На рис. 245 представлены треки звезд с начальными массами 90, 100, 110, 120, 130, 140, $150M_\odot$ на диаграмме Г–Р (на участке от ГП нулевого возраста до момента достижения компонентами массы $83M_\odot$) вместе с параметрами компонент системы WR20a. На рис. 246 показано изменение темпа потери массы в виде звездного ветра и радиуса звезд при эволюционном уменьшении их массы. На рис. 247 изображен окончательный профиль концентрации водорода внутри моделей с массами $83M_\odot$.

Следует отметить, что полученная в расчетах современная светимость звезды с массой $83M_\odot$ увеличивается с возрастанием ее начальной массы за счет повышения среднего обилия гелия в недрах звезды. Если принять оценку современной наблюдаемой светимости первичной компоненты $1{,}1\cdot10^6L_\odot$ (Bonanos et al., 2004), то для 90, 100, 110, 120, 130, 140 и $150M_\odot$ отношение полученной теоретической светимости к этой величине составляет 1,11, 1,17, 1,25, 1,33, 1,43, 1,47, 1,53 соответственно.

Конечно, нельзя исключить остающуюся неопределенность в моделировании эволюции компонент с помощью используемой нами эволюционной программы (например, в этой программе не учитывается эффект дополнительного перемешивания вещества звезды, обусловленный меридиональной циркуляцией, стимулированной

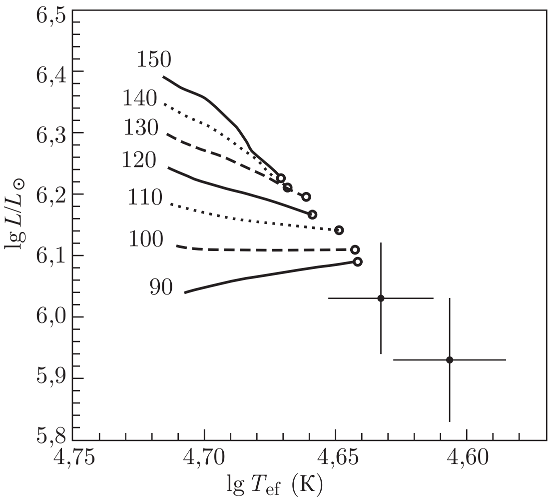


Рис. 245. Треки звезд с начальными массами 90, 100, 110, 120, 130, 140, $150 M_{\odot}$ на диаграмме Герцшпрунка–Рессела от Главной последовательности нулевого возраста до момента достижения этими звездами массы $83 M_{\odot}$. Цифрами указаны значения начальных масс. Светлые кружки отмечают положение на диаграмме звезд в момент достижения ими массы $83 M_{\odot}$. Темными кружками отмечено наблюдаемое положение на диаграмме компонент двойной системы WR20a. Тонкими линиями показаны погрешности в определении параметров компонент

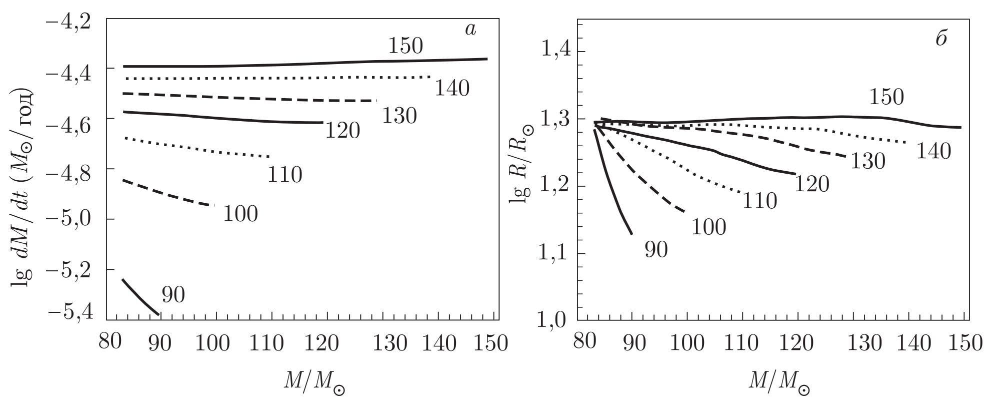


Рис. 246. Изменение темпа потери массы в виде звездного ветра (*а*) и радиуса звезды (*б*) с уменьшением массы для звезд с начальными массами 90, 100, 110, 120, 130, 140, $150 M_{\odot}$ от Главной последовательности нулевого возраста до момента достижения массы $83 M_{\odot}$. Цифрами указаны значения начальных масс

быстрым осевым вращением звезды), но необходимо иметь в виду, что и текущие оценки светимости звезд не окончательны (Rauw et al., 2004), хотя бы потому, что радиусы звезд в системе WR20a получены из ее кривой блеска без учета эффектов атмосферных затмений звездным ветром компонент. Можно надеяться, что для качественного описания эволюции компонент WR20a результаты проделанных нами эволюционных расчетов вполне достаточны.

Для придания спектрам компонент системы WR20a особенностей, присущих звездам WR, необходима определенная степень обогащения их поверхностей гелием.

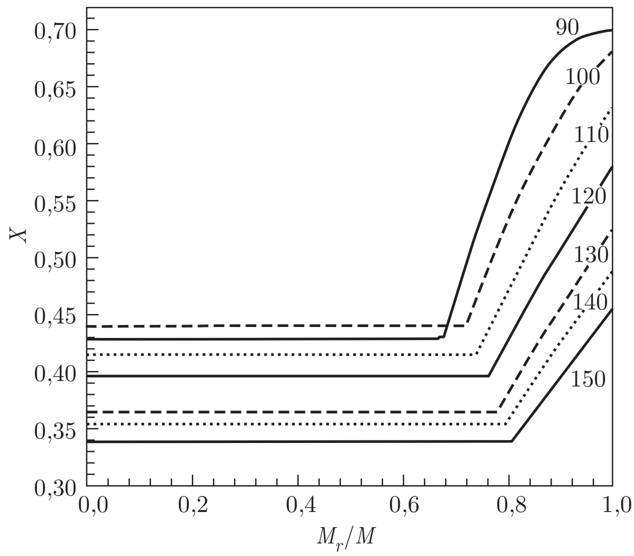


Рис. 247. Профиль концентрации водорода внутри моделей с массами $83M_\odot$ для начальных масс 90, 100, 110, 120, 130, 140, $150M_\odot$

Заметная степень обогащения имеет место только при начальных массах M_0, превышающих $110M_\odot$. Поэтому минимальную начальную массу компонент системы WR20a можно оценить в $110M_\odot$ (напомним, что максимальная, возможная начальная масса $M_0 < 125M_\odot$ — см. выше). При такой начальной массе и скорости звездного ветра, определяемой радиативным законом при $\beta = 0{,}95$, результирующее обилие водорода на поверхности звезды X близко к 0,6 (см. табл. 80). Эта величина сравнима с оценкой верхнего предела концентрации водорода для звезд WR (Stothers and Chin, 2000). Как уже отмечалось, в рамках предположения об эволюции системы WR20a как разделенной, можно получить верхнее ограничение на значение начальной массы компонент (предварительная оценка верхней границы для M_0 была получена выше — $125M_\odot$).

Конкретные расчеты эволюции двойной системы показали, что если предположить начальные массы компонент приблизительно одинаковыми, то система будет разделенной на ГП нулевого возраста только в том случае, если начальная масса компонент не превышает $\sim 110M_\odot$. Для такой массы M_0 начальное значение степени заполнения полости Роша звездой μ_0 близко к 0,98, начальный период близок к 2,1 суток, а начальное значение большой полуоси орбиты составляет $a = 42R_\odot$. При этом система остается разделенной на протяжении всего времени своей эволюции, которая длится $1{,}4 \cdot 10^6$ лет от момента прихода на начальную ГП до современно состояния. Изменение значения μ с изменением массы звезды показано на рис. 248.

При начальной массе $120M_\odot$ значение μ_0 составляет 1,14, т. е. такая система не могла быть разделенной на начальной ГП. При дальнейшем возрастании начальной массы M_0 значение μ_0 увеличивается. Таким образом, предположение о постоянном разделенном состоянии системы предполагает верхнюю границу начальной массы, близкую к $110M_\odot$, практически совпадающую с нижней границей для M_0 (в предположении равенства масс компонент). Однако значение начальной массы $M_0 = 110M_\odot$ обеспечивает только небольшую степень обогащения гелием и азотом поверхности обеих компонент системы WR20a в настоящее время.

Ряд авторов предполагают, что звезды WR эволюционируют с полным перемешиванием вещества (см., например, Meynet and Maeder, 2007)), являющимся следствием быстрого осевого вращения звезды и стимулированной мередиональной циркуляции вещества в теле звезды. Наши тестовые расчеты (Тутуков и др., 2008) с используемой эволюционной программой показывают, что при эволюции с полным перемешиванием (начиная от ГП) также возможен подбор такого значения β в формуле для радиативной потери массы, чтобы при массе в $83M_{\odot}$ радиус звезды оказался близким к $20R_{\odot}$. Но ввиду того, что радиус перемешиваемой звезды заметно меньше, чем при обычной эволюции, требуемый звездный ветер оказывается слабее. Например, для $M_0 = 110M_{\odot}$ данный результат достигается при $\beta = 0{,}70$ при обычной эволюции, и при $\beta = 0{,}27$ при эволюции с перемешиванием. Однако принципиально важно то, что светимость перемешиваемой звезды при ее радиусе $\sim 20R_{\odot}$ существенно превышает наблюдаемую светимость компонент системы WR20a: при полном перемешивании с начальной массой $100M_{\odot}$ она

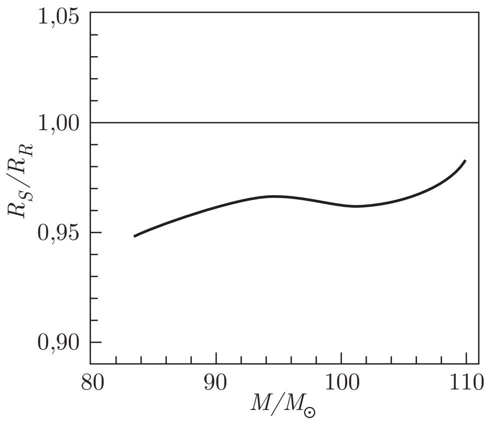


Рис. 248. Изменение отношения радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша для двойной системы с одинаковыми начальными массами компонент, равными $110M_{\odot}$, от Главной последовательности нулевого возраста до момента достижения компонентами массы $83M_{\odot}$. Тонкой линией показано единичное значение этого отношения, соответствующее заполнению звездой своей полости Роша

равна $2{,}1 \cdot 10^6 L_{\odot}$ при результирующей массе $83M_{\odot}$. Поэтому следует признать, что предположение о полном перемешивании не согласуется с наблюдаемыми параметрами компонент системы WR20a. Полное перемешивание в случае системы WR20a маловероятно и по другой причине: при орбитальном периоде $P \simeq 3{,}68^{\mathrm{d}}$ скорость возможного синхронного осевого вращения звезд не достигает требуемого значения, соответствующего предельно быстрому вращению звезд, которое необходимо для эффективного полного перемешивания вещества звезд в ходе их эволюции.

В работе Тутукова и др. (2008) также исследована эволюция компонент системы WR20a в предположении различных начальных масс компонент при радиативном законе потери массы. Предположение о различных начальных массах дает возможность увеличить средний радиус полости Роша первичной компоненты в основном за счет уменьшения этого радиуса для вторичной компоненты. Увеличение среднего радиуса полости Роша позволяет взять большую величину начальной массы первичной компоненты, что в свою очередь позволяет получить увеличенную степень обогащения гелием поверхности первичной компоненты. При этом степень обогащения гелием поверхности вторичной компоненты должна уменьшиться.

Если начальные массы компонент составляют 120 и $100M_{\odot}$, то при начальном периоде 2,1 суток значение μ_0 составляет 1,01 и 0,96 соответственно. Таким образом, допустимая верхняя граница начальной массы первичной компоненты получается близкой к $120M_{\odot}$, что примерно на $10M_{\odot}$ выше, чем для случая одинаковых начальных масс. Например, если начальную массу первичной компоненты принять равной $115M_{\odot}$, то значения μ_0 составляют уже 0,97 и 0,93 при начальном периоде 2,2 суток и начальном значении большой полуоси орбиты $42R_{\odot}$. Изменение значения μ с изменением массы звезд для системы с начальными массами 115 и $100M_{\odot}$ показано на рис. 249. Время эволюции такой двойной системы до современного состояния близко к $1{,}5 \cdot 10^6$ лет.

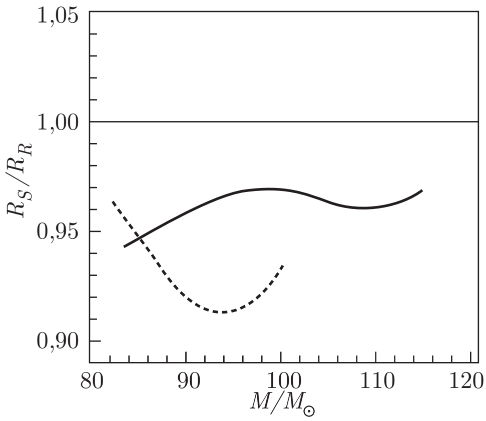


Рис. 249. То же, что на рис. 248, для двойной системы с начальными массами компонент, равными $115 M_\odot$ (сплошная линия) и $100 M_\odot$ (пунктирная линия)

В этом случае поверхность первичной компоненты несколько более обогащена гелием, так что она может проявлять себя как звезда WR. Вторичная же компонента должна демонстрировать скорее свойства звезды ГП (в рамках выбранного нами эволюционного сценария WR20a как разделенной системы).

Будущая эволюция более массивной компоненты после выгорания водорода в ядре неизбежно приведет к расширению ее оболочки и к заполнению ею своей полости Роша в этой очень тесной двойной системе. Обмен веществом приведет к еще большему сближению звезд и к неизбежному в этих условиях образованию общей оболочки. Результатом эволюции на стадии с общей оболочкой будет либо образование тесной пары двух классических звезд WR с орбитальным периодом в несколько дней, либо слияние гелиевых ядер в одиночную массивную классическую звезду WR массой 70–$90 M_\odot$. Необходимо подчеркнуть, что, как следует из наших эволюционных расчетов и сравнения результатов этих расчетов с наблюдениями, звезды WR в системе WR20a в настоящее время не являются классическими звездами WR, поскольку в их ядрах продолжает гореть водород, а вещество их оболочек не сильно обогащено гелием.

Одиночная звезда WR, образовавшаяся в результате слияния двух гелиевых ядер пары, вероятно, может затормозить свое вращение за счет потери вещества и углового момента в виде звездного ветра (Maeder and Meynet, 2000). Результатом ее эволюции будет вспышка сверхновой типа Ib,c, с образованием черной дыры с массой в несколько десятков $M_\odot$. Такие сверхновые будут окружены оболочкой из обогащенного гелием вещества звездного ветра звезды WR, выброшенной на предшествующей взрыву стадии эволюции. Подобные сверхновые были обнаружены. Примером может служить SN2006JC (Foley et al., 2006), у которой оболочка, созданная ветром звезды WR, обнаружила значительную анизотропию, что может быть следствием быстрого вращения этой звезды перед взрывом. Найдены и другие свидетельства анизотропии звездного ветра звезд WR (Eldridge, 2007).

Представляет большой интерес рассмотрение дальнейшей эволюции системы WR20a в случае, когда слияние компонент на стадии двух классических звезд WR не имеет места. В конце своей ядерной эволюции каждая из компонент в результате взрыва сверхновой должна превратиться в черную дыру. Главная неопределенность в данном сценарии — отсутствие точной информации о связи масс черных дыр с массами порождающих их звезд WR. Если принять массу черной дыры равной $\sim 10M_{\odot}$ (независимо от массы порождающей ее звезды WR), то первый взрыв сверхновой (тип Ib) оставит двойную систему гравитационно связанной, а близость компонент и быстрое вращение предсверхновой породят быстро вращающуюся, близкую к керровской черную дыру и, соответственно, гамма-всплеск с длительностью более ~ 2 с (Тутуков и Черепащук, 2003, 2004). Вероятность появления гамма-всплеска растет с ростом массы черной дыры (Тутуков и Федоров, 2004). Ко времени взрыва сверхновой в системе WR20a орбитальный период этой системы увеличится в несколько раз из-за потери массы при первом взрыве сверхновой и звездного ветра оставшейся звезды WR. Поэтому второй взрыв, вероятно, будет не способен породить гамма-всплеск из-за недостаточно быстрого вращения предсверхновой (Тутуков и Черепащук, 2003), а сама двойная система распадется на две одиночные черные дыры с массами $\sim 10M_{\odot}$ и высокими пространственными скоростями ~ 100–400 км/с.

Однако при массах черных дыр $\sim 40M_{\odot}$ эволюция системы WR20a представляется иной. И в этом случае взрыв первой сверхновой будет сопровождаться, ввиду быстрого вращения предсверхновой, гамма-всплеском, но к моменту второго взрыва орбитальный период системы существенно не увеличится, и она останется тесной (из-за относительно малой доли потерянной массы звездами). Поэтому после образования первой черной дыры система превратится в ультраяркий источник рентгеновского излучения, светимость которого определяется формулой (Тутуков и Федорова, 2004)

$$L_x \approx 300 \left(\frac{M_{\mathrm{WR}}}{M_{\odot}}\right)^{1{,}83} P_{\mathrm{orb}}^{-4/3}.$$

Эта светимость будет порядка $\sim 2 \cdot 10^5 L_{\odot}$, что типично для наблюдаемых ультраярких рентгеновских двойных. Окончание ядерной эволюции второй классической звезды WR будет снова сопровождаться взрывом сверхновой и образованием второй черной дыры. Возникновение длинной вспышки гамма-излучения вполне вероятно и при этом взрыве. Если масса второй черной дыры также будет велика ($\sim 40M_{\odot}$), то двойная система останется гравитационно связанной, ввиду относительно малой доли сброшенного вещества звезды. Большая полуось системы из двух массивных черных дыр будет почти вдвое больше современной (поскольку суммарная масса системы уменьшится в итоге примерно вдвое) и достигнет величины $\sim 110R_{\odot}$, а орбитальный период составит около 15 дней. Эксцентриситет результирующей орбиты будет равен $\Delta M/M \approx 40/80 = 0{,}5$. Время сближения компонент такой системы из двух черных дыр под действием излучения гравитационных волн превышает 10^{13} лет. И действительно, слияние двойных черных дыр в Галактике происходит с очень малой частотой $\sim 10^{-7}$ в год (Tutukov and Yungelson, 1994).

В заключение отметим, что наличие мощных эмиссионных линий в спектрах компонент системы WR20a и повышенное обилие азота позволило большинству исследователей отнести обе звезды этой системы или, по крайней мере, первичную компоненту, к звездам WR азотного типа (WN6ha) — см. Shara et al., (1991), Rauw et al., (2005). Однако надо иметь в виду, что повышенное обилие азота появляется с началом горения водорода в ядре массивной звезды в реакциях CNO-цикла, когда основная часть углерода превращается в азот (Масевич и Тутуков, 1988). А яркие эмиссионные линии формируются в истекающем мощном звездном ветре массивной звезды. Детальное обсуждение роли относительного обилия водорода и гелия в классификации O- и WR-звезд дано в работе (Foellmi et al., 2006).

Выполненное нами моделирование предшествующей эволюции компонент системы WR20a (см. табл. 80) исключает начальные массы компонент, большие $\sim 110M_\odot$ (при почти одинаковых начальных массах) и $\sim 120M_\odot$ (при различных начальных массах). Это означает, что обилие водорода в их оболочках не должно существенно отличаться от исходного, а обогащение поверхностей этих звезд гелием (вследствие потери богатой водородом оболочки исходного химического состава) не превосходит, вероятно, четверти исходного обилия. Эффективные температуры звезд-компонент системы WR20a надежно связывают их со звездами ГП (см. рис. 245), несмотря на высокие светимости. Это позволяет, на основании нашего численного моделирования отнеси компоненты системы WR20a к сравнительно молодым, лишь немного проэволюционировавшим звездам верхней части ГП. Двойственность системы WR20a пока, вероятно, еще не имела возможности повлиять на эволюцию разделенных компонент заметным образом. Представленные аргументы позволяют отнести компоненты системы WR20a (в эволюционном плане) к массивным звездам Of, находящимся на стадии, переходной к звездам WR.

Глава VI
НОВЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. Методы определения масс релятивистских объектов в двойных системах

Мы опишем современные методы определения масс нейтронных звезд и черных дыр в двойных систем, благодаря применению которых к настоящему времени удалось «взвесить» около полсотни нейтронных звезд и свыше двух десятков черных дыр. Эти методы просты и надежны; они дают наиболее достоверные сведения о массах релятивистских объектов. В основе этих методов лежат формулы, выведенные нами в начале книги для анализа кривых лучевых скоростей ТДС. Кроме того, методы определения масс релятивистских объектов в ряде случаев, например, при анализе наблюдений радиопульсаров в двойных системах, используют специфические алгоритмы, основанные на применении эффектов ОТО в движении компонент системы.

а) Рентгеновские пульсары в двойных системах. Тайминг, т. е. точное измерение времени прихода импульсов рентгеновского пульсара, позволяет построить кривую лучевых скоростей для него. Поскольку радиус нейтронной звезды ~ 10 км модель точечного объекта идеально подходит для рентгеновского пульсара. Эффекты поглощения рентгеновского излучения от рентгеновского пульсара в газовых потоках и околозвездных структурах для энергий $kT > 1$ кэВ пренебрежимо малы. Поэтому кривая лучевых скоростей для рентгеновского пульсара идеально отражает орбитальное движение релятивистского объекта, а построенная на основании этой кривой лучевых скоростей функция масс рентгеновского пульсара $f_x(m)$ может быть без всяких оговорок использована для оценки масс компонент:

$$f_x(m) = \frac{m_v^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = 1{,}038 \cdot 10^{-7} P \left(1 - e^2\right)^{3/2} K_x^3, \tag{588}$$

где K_x — полуамплитуда кривой лучевых скоростей рентгеновского пульсара (в км/с), P — орбитальный период (в сутках), e — эксцентриситет орбиты, m_x и m_v — массы релятивистского объекта и оптической звезды (в $M_\odot$), i — наклонение орбиты.

Функция масс рентгеновского пульсара несет в себе в основном информацию о массе оптической звезды m_v:

$$m_v = f_x(m)\,(1 + q)^2 \frac{1}{\sin^3 i}, \tag{589}$$

где $q = m_x/m_v$ — отношение масс компонент.

Напомним, что поскольку $q > 0$, а $\sin i \leqslant 1$, из выражения (589) следует, что

$$m_v > f_x(m),$$

т. е. функция масс рентгеновского пульсара является абсолютным нижним пределом массы оптической звезды m_v.

Если модель точечной массы для рентгеновского пульсара идеально подходит, то для оптической звезды, близкой к заполнению своей полости Роша, это не так. Выше мы уже описывали отличия кривой лучевых скоростей приливно деформированной оптической звезды, прогреваемой рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта, от кривой лучевых скоростей точечной массы. В случае «чистого» эффекта эллипсоидальности неточечность оптической звезды ведет к уменьшению полуамплитуды кривой лучевых скоростей, что приводит, например, к тому, что корректно определенные массы рентгеновских пульсаров получаются на 5–10 % больше их масс, найденных в модели оптической звезды как точечной массы. С другой стороны, эффект рентгеновского прогрева приводит к увеличению полуамплитуды кривой лучевых скоростей ТДС, что позволило нам уменьшить массу релятивистского объекта в системе 2S0291-630 на $0{,}5$–$1M_{\odot}$, т. е. более, чем на 30 %. Имеющиеся в нашем распоряжении комплексы программ расчета интегральных профилей линий и кривых лучевых скоростей ТДС в модели Роша позволяют для каждого конкретного случая осуществить коррекцию наблюдаемой кривой лучевых скоростей за эффекты эллипсоидальности и «отражения» и дать истинную величину ее полуамплитуды, соответствующую модели оптической звезды как точечной массы. Очевидно, что величина этой коррекции максимальна для малых значений отношения масс $q = m_x/m_v$ и стремится к нулю при $q \gg 1$, поскольку для больших q, например, $q > 5$, размеры полости Роша оптической звезды относительно малы и, соответственно, малы геометрические размеры оптической звезды, которую уже можно приближенно описывать материальной точкой.

В работе (Петров и др., 2013) приведены таблицы K-поправок, вычисленных на основе анализа профилей линий поглощения в спектрах O-B-звезд в двойных системах с рентгеновскими пульсарами. С помощью этих значений K-поправок можно скорректировать полуамплитуду кривой лучевых скоростей и функцию масс оптической звезды и свести задачу определения масс компонент рентгеновской двойной системы к модели двух точечных масс.

В транзиентных рентгеновских двойных с Be-звездами и рентгеновскими пульсарами оптическая звезда не заполняет свою полость Роша и быстро вращается, обусловливая значительное экваториальное истечение вещества, которое питает аккрецию на нейтронную звезду. В этом случае, хотя фигура звезды аксиально симметрична (похожа на сплюснутый сфероид), эффект рентгеновского прогрева ее атмосферы во время вспышки приводит к несимметричному распределению температуры по поверхности звезды. Все это можно учесть при вычислении теоретических профилей линий с помощью нашего комплекса программ. Хотя следует иметь в виду, что линии поглощения в спектре спутника Be-звезды сильно уширены вращением звезды и искажены эмиссионной компонентой, формирующейся в истекающем экваториальном ветре. Поэтому измерение лучевых скоростей Be-звезды и построение ее орбитальной кривой лучевых скоростей представляет собой непростую задачу. Кроме того, во всех рентгеновских двойных с массивными горячими звездами необходимо учитывать эффекты анизотропии звездного ветра (см. выше).

С этими оговорками будем считать, что нам удалось скорректировать наблюдаемую кривую лучевых скоростей оптической звезды и ее полуамплитуду K_v в рентгеновской двойной системе и получить истинную полуамплитуду кривой лучевых скоростей оптической звезды $\overline{K}_v$, соответствующую модели звезды как точечной массы, т. е. отражающую движение центра масс оптической звезды. В этом случае можно посчитать скорректированную функцию масс оптической звезды $\overline{f}_v\,(m)$:

$$\overline{f}_v\,(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} = 1{,}038 \cdot 10^{-7} P \left(1 - e^2\right)^{3/2} \overline{K}_v^3. \tag{590}$$

Строго говоря, эксцентриситет орбиты e, полученный из анализа кривой лучевых скоростей оптической звезды, тоже должен быть скорректирован, однако в случае рентгеновских пульсаров в двойных системах мы можем использовать значение e, определенное по кривой лучевых скоростей рентгеновского пульсара. Отсюда следует выражение для массы релятивистского объекта:

$$m_x = \overline{f}_v\,(m)\left(1+\frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}. \tag{591}$$

Напомним также, что функция масс оптической звезды несет в себе информацию в основном о массе релятивистского объекта и является абсолютным нижним пределом для его массы:

$$m_x > \overline{f}_v\,(m)\,.$$

Если известны величины K_x и $\overline{K}_v$, то можно записать выражения для масс m_x и m_v:

$$m_v \sin^3 i = 1{,}038\cdot 10^{-7} P\left(1-e^2\right)^{3/2} K_x\left(K_x+\overline{K}_v\right)^2, \tag{592}$$

$$m_x \sin^3 i = 1{,}038\cdot 10^{-7} P\left(1-e^2\right)^{3/2} \overline{K}_v\left(K_x+\overline{K}_v\right)^2. \tag{593}$$

Таким образом, в случае рентгеновского пульсара в двойной системе, если удается аккуратно провести коррекцию наблюдаемой величины K_v за эффекты эллипсоидальности и «отражения» и получить надежное значение $\overline{K}_v$, для нахождения масс m_x и m_v достаточно найти величину i — наклонение орбиты системы.

Если в рентгеновской двойной наблюдаются затмения рентгеновского источника оптической звездой, то имеется уравнение для определения i:

$$D = D(q,\mu,i), \tag{594}$$

где D — наблюдаемая длительность рентгеновского затмения, $q = m_x/m_v$ — отношение масс рентгеновского пульсара и оптической звезды, которое известно, если известны K_x и $\overline{K}_v$: $q = \overline{K}_v/K_x$. Параметр μ — степень заполнения полости Роша оптической звездой, который должен быть оценен из дополнительных соображений.

Если в рентгеновской двойной наблюдается значительный эффект эллипсоидальности оптической звезды (по оптической или инфракрасной кривой блеска), то можно предполагать, что оптическая звезда близка к заполнению своей полости Роша и положить $\mu \simeq 1$. Более точную оценку для μ можно найти из интерпретации оптической или инфракрасной кривой блеска $l(t)$ рентгеновской двойной:

$$l(t) = l(t,q,\mu,i,r_d,L_d), \tag{595}$$

где r_d и L_d — радиус и монохроматическая (в выбранной фотометрической полосе) светимость аккреционного диска. Поскольку оптическая светимость диска L_d обычно относительно мала (редко превышает 10 %), результаты интерпретации кривой блеска $l(t)$ слабо зависят от параметров r_d, L_d. Радиус диска r_d можно принять равным радиусу последней устойчивой замкнутой орбиты в ограниченной задаче трех тел (Пачинский, 1977):

$$r_d = 0{,}6 r_{L_1},$$

где r_{L_1} — расстояние от центра релятивистского объекта до внутренней точки Лагранжа L_1, которое при заданном значении q известно. Светимость диска L_d может быть оценена из спектрофотометрических наблюдений сравнением эквивалентных ширин линий поглощения в спектре оптической звезды в составе рентгеновской двойной с эквивалентными ширинами линий поглощения в спектре одиночной звезды того же спектрального класса и класса светимости. Из-за вклада континуума диска, эквивалентные ширины линий звезды в составе двойной системы должны быть в среднем меньше, чем линии в спектре соответствующей одиночной звезды. Это позволяет оценить светимость аккреционного диска L_d. Таким образом, если в двойной системе наблюдается рентгеновский пульсар, и имеют место рентгеновские затмения длительностью D, то с помощью уравнений (592)–(595) можно однозначно найти массы m_x и m_v.

Следует, однако, иметь в виду, что оптическая или инфракрасная кривая блеска рентгеновской двойной системы часто бывает искажена эффектами поглощения света оптической звезды в газовых потоках внутри системы, поэтому ее интерпретация является непростой задачей (см. монографию Гончарского и др., 1991, где эта проблема подробно исследована).

Развитие современных методов синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей для оптических звезд в рентгеновских двойных системах позволяет не ограничиваться одним значением полуамплитуды кривой лучевых скоростей звезды $\overline{K}_v$, а использовать для определения масс компонент всю форму кривой лучевых скоростей и даже накладывать ограничения на параметры q, i, из анализа высокоточной кривой лучевых скоростей оптической звезды (см. часть I книги).

Если в рентгеновской двойной не наблюдаются затмения рентгеновского источника оптической звездой, необходимо использовать дополнительную информацию о системе. Поскольку эта дополнительная информация используется также при определении масс черных дыр, рассмотрим ее в следующем разделе.

б) Черные дыры в рентгеновских двойных системах. В случае рентгеновской двойной с черной дырой рентгеновский пульсар не наблюдается. Поэтому функция масс релятивистского объекта неизвестна. Из спектральных оптических наблюдений можно получить лишь кривую лучевых скоростей оптической звезды, которая, как уже отмечалась, отягощена эффектами эллипсоидальности и «отражения».

Выше, при описании результатов моделирования интегральных профилей линий в спектре оптической звезды в рентгеновской двойной системе в рамках модели Роша мы изучили характерные искажения, которые вносятся неточечностью оптической звезды в наблюдаемую кривую лучевых скоростей. Используя метод синтеза в рамках модели Роша можно скорректировать наблюдаемую полуамплитуду кривой лучевых скоростей, учитывая неточечность оптической звезды, и получить истинную полуамплитуду кривой лучевых скоростей оптической звезды $\overline{K}_v$, с которой можно определить функцию масс оптической звезды $\overline{f}_v\,(m)$, соответствующую модели оптической звезды как материальной точки:

$$\overline{f}_v\,(m) = 1{,}038 \cdot 10^{-7} P \left(1 - e^2\right)^{3/2} \overline{K}_v^3. \tag{596}$$

Строго говоря, эксцентриситет орбиты e тоже требует коррекции, учитывающей неточечность оптической звезды и эффекты селективного поглощения света звезды в околозвездных газовых структурах. Такую коррекцию, в принципе, можно осуществить, используя описанные выше методы синтеза в рамках модели Роша с анизотропным звездным ветром (см. часть I). Следует отметить, что чувствительность функции масс $\overline{f}_v\,(m)$ к изменению эксцентриситета e значительно слабее, чем к изменению величины $\overline{K}_v$, поэтому в случае не очень точной наблюдаемой кривой лучевых скоростей коррекцию эксцентриситета e можно не проводить.

В случае очень точной кривой лучевых скоростей (например, ситуация с рентгеновской двойной Cyg X-1 — см. часть I книги) можно вообще не рассматривать функцию масс $\overline{f}_v\,(m)$, а работать непосредственно с наблюдаемой кривой лучевых скоростей. При этом, как показано нами на примере системы Cyg X-1, удается наложить ограничения как на массы компонент, так и на наклонение орбиты i. Поскольку, как правило, точность кривых лучевых скоростей для рентгеновских двойных с черными дырами сравнительно невелика, в большинстве случаев достаточно ограничиться лишь скорректированной функцией масс $\overline{f}_v\,(m)$, в которой используется в основном информация о полуамплитуде скорректированной кривой лучевых скоростей $\overline{K}_v$.

Зная скорректированную функцию масс оптической звезды $\overline{f}_v\,(m)$, можно выразить массу черной дыры как функцию отношения масс $q = m_x/m_v$ и наклонения орбиты i:

$$m_x = \overline{f}_v\,(m)\left(1+\frac{1}{q}\right)^2\frac{1}{\sin^3 i}. \tag{597}$$

Чтобы найти массу черной дыры m_x, необходимо из дополнительных соображений оценить параметры q и i.

Наклонение орбиты i может быть оценено из анализа оптической или ИК-кривой блеска рентгеновской двойной системы $l(t)$, обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Метод предложен в 1973 г. Лютым и др. (1973). Этот метод особенно эффективен в случае черных дыр в составе рентгеновских новых (большинство черных дыр открыто именно в таких системах). В рентгеновских новых оптическая звезда — обычно маломассивная звезда позднего спектрального класса, которая за счет своего ветра не может обеспечить необходимое поступление вещества в аккреционный диск вокруг черной дыры и питать интенсивную аккрецию, приводящую во время рентгеновской вспышки к мощному энерговыделению. Поэтому в рентгеновских новых оптические звезды должны заполнять свои полости Роша и обеспечивать аккрецию вещества на черную дыру за счет перетекания вещества через внутреннюю точку Лагранжа L_1. Если $\mu = 1$, то уравнение (595), описывающее кривую блеска, существенно зависит лишь от двух параметров: наклонения орбиты i и (в значительно меньшей степени) от отношения масс компонент $q = m_x/m_v$. Параметры r_d и L_d, как уже отмечалось, могут быть зафиксированы из дополнительных соображений.

Таким образом, уравнение (595) (кривая блеска) позволяет оценить параметр i. Для оценки параметра q используют информацию о вращательном уширении линий поглощения в спектре оптической звезды: чем меньше $q = m_x/m_v$, тем больше радиус оптической звезды, близкой к заполнению своей полости Роша (размеры которой зависят от q), и, при прочих равных условиях, больше линейная экваториальная скорость вращения звезды (см. рис. 250).

Предположим вначале, что оптическая звезда заполняет свою полость Роша и вращается синхронно с орбитальным обращением (случай маломассивной рентгеновской двойной системы — рентгеновской новой). Орбита системы предполагается круговой с радиусом a. Тогда можно записать очевидное кинематическое соотношение (Wade and Horne, 1988):

$$v_{\rm rot}\sin i = (K_v + K_x)\,\frac{r_v}{a} = K_v\left(1+\frac{1}{q}\right)\frac{r_v}{a}, \tag{598}$$

где $q = \dfrac{m_x}{m_v} = \dfrac{K_v}{K_x}$ — отношение масс, K_v, K_x — полуамплитуды кривых лучевых скоростей оптической звезды и релятивистского объекта (рассматривается относительная орбита системы), r_v — средний радиус оптической звезды, $v_{\rm rot}$ — скорость осевого вращения оптической звезды на экваторе, i — наклонение орбиты (предполагается, что ось вращения оптической звезды перпендикулярна плоскости орбиты системы).

Поскольку оптическая звезда заполняет свою полость Роша, можно считать, что ее средний радиус r_v равен среднему радиусу соответствующей полости Роша. Под средним радиусом понимается радиус соответствующей равнообъемной сферы.

Взяв одну из аппроксимационных формул для среднего радиуса полости Роша $\overline{R}_{\rm Roche}$ (см., например, Eggleton, 1983):

$$\frac{\overline{R}_{\rm Roche}}{a} \simeq 0{,}462\,(1+q)^{-1/3}, \tag{599}$$

и приравняв $r_v/a = \overline{R}_{\rm Roche}/a$, получим формулу, связывающую наблюдаемую величину $v_{\rm rot}\sin i$ (находится по доплеровскому уширению профилей линий поглощения

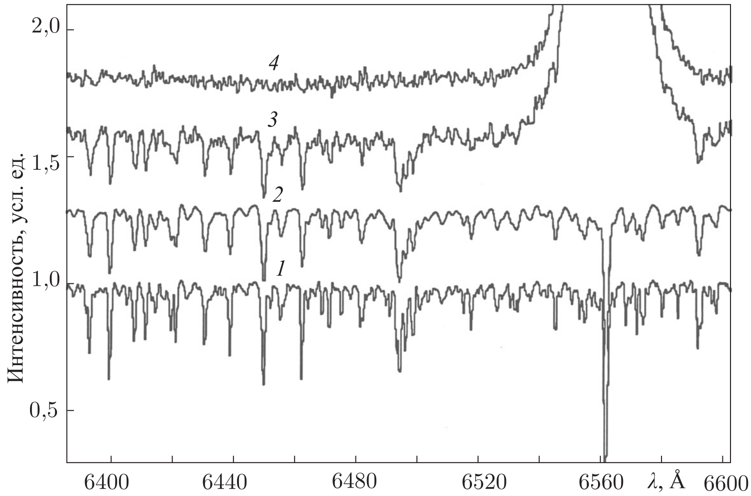


Рис. 250. Эффект вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической K0IV звезды у рентгеновской новой — двойной системы с черной дырой V 404 Cyg (из работы Casares and Charles, 1994). *1* — спектр звезды сравнения HR8857 с узкими линиями (очень медленное вращение); *2* — спектр звезды сравнения HR8857, искусственно уширенный вращением ($v_{\rm rot}\sin i = 39{,}1$ км/с); *3* — средний наблюдаемый спектр системы V 404 Cyg в спокойном состоянии; *4* — остаточный спектр после вычитания из наблюдаемого спектра V 404 Cyg уширенного вращением спектра звезды сравнения HR8857. Так определяется величина $v_{\rm rot}\sin i$ по вращательному уширению линий поглощения в спектре рентгеновской двойной системы. Знание величины $v_{\rm rot}\sin i$ позволяет определить отношение масс компонент рентгеновской двойной

в спектре оптической звезды) с отношением масс $q = m_x/m_v$:

$$v_{\rm rot}\sin i = 0{,}462 K_v \left(1 + \frac{1}{q}\right)\frac{1}{(1+q)^{1/3}}.$$

После несложных преобразований, получаем окончательную формулу для нахождения q из наблюдений вращательного уширения линий:

$$v_{\rm rot}\sin i = 0{,}462 \overline{K}_v \frac{1}{q^{1/3}}\left(1 + \frac{1}{q}\right)^{2/3}, \tag{600}$$

где $\overline{K}_v$ — скорректированная с учетом эффектов «отражения» и эллипсоидальности полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды.

В случае, если оптическая звезда не заполняет свою полость Роша (степень заполнения полости Роша $\mu < 1$) и вращается асинхронно с орбитальным обращением (фактор асинхронности $f = \omega/\omega_k \neq 1$, где ω — угловая скорость осевого вращения звезды, ω_k — угловая скорость ее орбитального движения), вместо формулы (598) следует использовать следующую формулу (Gies and Bolton, 1986):

$$v_{\rm rot}\sin i = \mu f K_v \left(1 + \frac{1}{q}\right)\frac{\overline{R}_{\rm Roche}}{a}. \tag{601}$$

Тогда, используя формулу (599) для среднего радиуса полости Роша, приходим к следующему уравнению для определения q из наблюдений вращательного уширения линий в спектре оптической звезды:

$$v_{\rm rot}\sin i = 0{,}462\mu f\overline{K}_v\frac{1}{q^{1/3}}\left(1+\frac{1}{q}\right)^{2/3}. \tag{602}$$

Для аппроксимации среднего радиус полости Роша, помимо формулы (599), можно использовать более точную формулу (Eggleton, 1983):

$$\frac{\overline{R}_{\rm Roche}}{a} = \frac{0{,}49Q^{2/3}}{0{,}6Q^{2/3}+\ln\left(1+Q^{1/3}\right)}, \tag{603}$$

которая справедлива с точностью 1 % для любых $0 < Q < \infty$, где $Q = 1/q = m_v/m_x$.

Для более грубых оценок иногда используют простую формулу:

$$\frac{\overline{R}_{\rm Roche}}{a} \simeq 0{,}38\left(\frac{1}{q}\right)^{0{,}208}. \tag{604}$$

В случае реальной грушевидной фигуры звезды, близкой к заполнению своей полости Роша, наблюдаемое значение $v_{\rm rot}\sin i$, очевидно, должно зависеть от фазы орбитального периода, поскольку характерные размеры звезды вдоль линии центров компонент больше, чем в перпендикулярном направлении. Расчет этого тонкого эффекта выполнен в работе Антохиной и Черепащука (1997), где вычислены интегральные профили линий оптической звезды в разных фазах орбитального периода рентгеновской двойной системы. Применялся экспрессный метод синтеза профилей линий. Теоретические профили линии H_γ были вычислены для разных орбитальных фаз ($\varphi = 0$, $\varphi = 0{,}25$) и различных наклонений орбиты ($i = 30°$, $45°$, $60°$, $70°$, $90°$) для рентгеновской двойной системы с $q = 10$, $\mu = 1$, $T = 5000$ K и $P = 2^{\rm d}$ (здесь T — средняя температура оптической звезды), при отсутствии эффекта рентгеновского прогрева ($k_x = 0$). Затем для соответствующей равновеликой сферы вычислялась величина $v_{\rm rot}\sin i$ и далее, с использованием формулы (600) находилось значение отношения масс $q = m_x/m_v$. Таким образом, оказалось возможным оценить разброс значений q, обусловленный зависимостью ширины линии поглощения H_γ в спектре оптической звезды от фазы орбитального периода. Результаты расчетов представлены в табл. 81.

Таблица 81

Отношение масс q, определенное из значений $v_{\rm rot}\sin i$, полученных для различных орбитальных фаз φ. Теоретические профили линии H_γ были вычислены экспрессным методом для модели рентгеновской двойной системы с $q = 10$, $\mu = 1$, $T = 5000$ K, $P = 2^{\rm d}$, $k_x = 0$

i	q		
	$\varphi = 0$	$\varphi = 0{,}25$	Среднее за период
30°	9,5	6,7	8,4
45°	11,2	7,0	8,7
60°	11,6	7,2	9,1
70°	11,7	7,3	9,2
90°	12,0	7,4	9,3

В первой колонке табл. 81 даны значения i, в следующих трех колонках представлены значения q, полученные из интегральных профилей линии H_γ в фазах орбитального периода $\varphi = 0$, $\varphi = 0{,}25$, а также q, найденные по среднему за орбитальный период профилю. Видно, что величины q, вычисленные по профилям в фазах $\varphi = 0$

и $\varphi = 0{,}25$, значительно отличаются от принятого модельного значения $q = 10$. Величины q, полученные усреднением за орбитальный период, ближе к реальному значению $q = 10$, но также отличаются от него. Эти различия зависят от i: чем больше i, тем они меньше. Величина различия для q, усредненных за орбитальный период, составляет порядка 10%, причем истинное значение q всегда оказывается недооцененным. Вычисления для рентгеновских двойных систем с другими параметрами при $k_x = 0$ показали, что разница между истинным значением q и значением q, определенным по осредненному за орбитальный период профилю линии H_γ с помощью формулы (600), лежит в пределах 5–20%, причем всегда истинная величина q оказывается недооцененной. В реальных рентгеновских двойных системах с маломассивными оптическими спутниками линия поглощения H_γ залита эмиссионной линией, сформированной в аккреционном диске вокруг релятивистского объекта. Тем не менее, приведенные тестовые расчеты позволяют судить о неопределенности в значении q, обусловленной орбитальной переменностью профиля линии поглощения в спектре приливно деформированной оптической звезды, заполняющей свою полость Роша.

Все описанные результаты были получены для рентгеновской двойной системы при отсутствии эффекта рентгеновского прогрева оптической звезды ($k_x = 0$). При наличии рентгеновского прогрева ($k_x \neq 0$), как уже подчеркивалось выше, орбитальная переменность профиля линии поглощения может значительно (и даже качественно) отличаться от таковой для случая $k_x = 0$. Это связано с появлением у линии поглощения значительной эмиссионной компоненты, переменной с фазой орбитального периода, которая искажает истинную ширину линии поглощения и, соответственно, значение q, найденное по формулам (600), (602). Характер этих искажений зависит от конкретных параметров исследуемой рентгеновской двойной системы. В каждом отдельном случае влияние эффектов эллипсоидальности и «отражения» должно исследоваться индивидуально путем аккуратного расчета соответствующих интегральных профилей линий поглощения в спектре оптической звезды.

В случае рентгеновских двойных с OB-компонентами оптические звезды в большинстве случаев не полностью заполняют свои полости Роша (в противном случае, из-за чрезвычайно сильного темпа поступления вещества в аккреционный диск рентгеновское излучение полностью перерабатывалось бы в оптический диапазон, и наблюдался бы объект типа SS433). Поэтому для систем с OB-спутниками степень заполнения полости Роша μ не равна единице, и ее надо искать совместно с параметрами q, i. Кроме того, вопрос о синхронности осевого вращения оптической OB-звезды и орбитального обращения в таких системах является открытым. Поэтому нужны дополнительные уравнения для ограничения области значений параметров q, μ, i. Одно из таких уравнений получается, если учесть информацию о расстоянии до системы. В этом случае, знание расстояния d позволяет по видимой звездной величине V оптической звезды и ее спектральному классу при известном межзвездном поглощении определить абсолютный средний радиус звезды R_v. Для этого воспользуемся известным соотношением (Аллен, 1977):

$$RE_{B-V} = V + 5{,}16 - 5\lg\frac{d}{R_v} - \frac{29000}{T_{\text{ef}}},$$

где E_{B-V} — наблюдаемый избыток цвета оптической звезды, $A_v = RE_{B-V}$ (R меняется в пределах от 3 до 4 см. Страйжис, 1977), T_{ef} определяется по спектральному классу звезды. Здесь d — в парсеках, R_v — в $R_\odot$.

Пусть R_v — радиус равновеликой сферы частично заполненной критической полости Роша, а $\overline{R}_{\text{Roche}}$ — радиус равновеликой сферы критической полости Роша. Тогда степень заполнения критической полости Роша оптической звездой приближенно

равна
$$\mu \simeq \frac{R_v}{\overline{R}_{\text{Roche}}}.$$

Численные расчеты показали, что отличие величины $R_v/\overline{R}_{\text{Roche}}$ от точного значения $\mu = R_0/R_0^*$ (где R_0 и R_0^* — полярные радиусы звезды и критической полости Роша) не превосходит 2%.

Зная абсолютный радиус R_v, можно вписать оптическую звезду в эквипотенциаль полости Роша двойной системы (размеры которой зависят от q) и получить уравнение для связи параметров q, μ, i (Гончарский и др., 1991, Paczynski, 1974).

Запишем простейшую аппроксимационную формулу для эффективного радиуса критической полости Роша:
$$R_{\text{Roche}}^{\text{эф.}} \approx 0{,}38a\frac{1}{q^{0{,}208}},$$
третий закон Кеплера:
$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2}m_x\left(1+\frac{1}{q}\right)$$
и выражение для скорректированной функции масс оптической звезды,
$$\overline{f}_v(m) = \frac{m_x \sin^3 i}{\left(1+\dfrac{1}{q}\right)^2},$$
а также учтем, что
$$R_v \simeq \mu\overline{R}_{\text{Roche}}.$$
Тогда имеем соотношение
$$\frac{R_v}{\mu} = 0{,}38a\frac{1}{q^{0{,}208}}.$$

Подставляя в него выражение для $a = P^{2/3}\sqrt[3]{\dfrac{G}{4\pi^2}m_x\left(1+\dfrac{1}{q}\right)}$ из третьего закона Кеплера, имеем
$$\frac{R_v}{\mu} = 0{,}38P^{2/3}\frac{1}{q^{0{,}208}}\sqrt[3]{\frac{G}{4\pi^2}m_x\left(1+\frac{1}{q}\right)}.$$

Подставив сюда выражение для m_x через скорректированную функцию масс $\overline{f}_v(m)$
$$m_x = \overline{f}_v(m)\left(1+\frac{1}{q}\right)^2\cdot\frac{1}{\sin^3 i}$$
и проведя простые преобразования, получим окончательную формулу для связи между параметрами q, μ, i:
$$\sin i = \frac{0{,}38\mu}{R_v}\sqrt[3]{\frac{GP^2\overline{f}_v(m)}{4\pi^2}}\cdot\frac{1+q}{q^{1{,}208}}. \tag{605}$$

Здесь величины P, $\overline{f}_v(m)$, R_v известны из наблюдений, G — гравитационная постоянная. Уравнение (605) позволяет исключить один искомый параметр до решения обратной задачи интерпретации оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы. Аналогичную связь между параметрами q, M, i, с использованием информации о расстоянии до двойной системы, можно получить, применив более точные аппроксимационные формулы для среднего радиуса полости Роша (599) или (603).

Ограничить область значений параметров рентгеновской двойной можно также с помощью спектроскопической оценки массы оптической звезды m_v. Знание точного спектрального класса и класса светимости оптической звезды позволяет оценить ее массу m_v и при известном i из уравнения (590) найти m_x (см., например, Соколов, 1987, Herrero et al., 1995). При этом нужно соблюдать осторожность: как отмечалось выше, звезда малой массы в рентгеновской двойной может потерять до 50% своей массы из-за перетекания на релятивистский объект, при этом ее спектральные характеристики будут практически тождественны характеристикам одиночных звезд, не испытавших потери массы. Поэтому оценка m_v по спектральному классу и классу светимости в рентгеновских двойных может быть получена лишь с точностью до фактора ~ 2 (Smith and Dhillon, 1998). В случае массивных OB-звезд в рентгеновских двойных наблюдаются значительные (до $\sim 0{,}5$–1^m) избытки светимости этих звезд по сравнению с одиночными звездами того же спектрального класса и класса светимости (Ziolkowski, 1978, Петров и др., 2007). Поэтому и в этом случае при спектроскопической оценке m_v следует соблюдать осторожность.

Рассматриваются также возможности ограничить параметр i путем использования данных поляриметрических наблюдений рентгеновских двойных систем (см., например, Бочкарев и др., 1979, Kemp et al., 1978).

Резюмируя описание методов определения масс релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах, можно заключить, что если в системе имеется рентгеновский пульсар, наблюдаются рентгеновские затмения и известно расстояние до системы, то параметры q, μ, i, а следовательно, и массы компонент m_x, m_v определяются независимо от результатов интерпретации оптической кривой блеска, которая в этом случае может быть использована для независимого контроля спектроскопического значения q и для определения характеристик аккреционного диска. В тех же случаях, когда хотя бы одно из трех перечисленных условий (наличие рентгеновского пульсара, рентгеновских затмений и информации о расстоянии до системы) не выполняется, для определения параметров рентгеновских двойных систем, в том числе, масс компонент m_x, m_v, необходимо использовать результаты решения обратной задачи интерпретации оптической кривой блеска.

Особенно важны результаты интерпретации оптической кривой блеска при оценке масс черных дыр в рентгеновских двойных системах. В этих случаях феномен рентгеновского пульсара отсутствует и функция масс компактного объекта неизвестна. Поэтому массы черных дыр в рентгеновских двойных системах находятся путем совместной интерпретации кривой блеска и кривой лучевых скоростей оптической звезды с привлечением информации о вращательном уширении линий в спектре оптической звезды, расстоянии до системы и информации о длительности рентгеновского затмения или о его отсутствии.

Для большинства рентгеновских двойных систем с докритическими аккреционными дисками искомыми параметрами являются пять: q, μ, i, r_d, L_d, где L_d — монохроматическая светимость диска, r_d — его радиус.

При наличии рентгеновских затмений один параметр исключается, и оптическая кривая блеска зависит лишь от четырех искомых параметров, например, q, μ, r_d, L_d. Если, к тому же, в системе наблюдается рентгеновский пульсар, имеется спектроскопическая оценка для q (которая должна быть скорректирована с учетом неточечности оптической звезды — см. выше). В этом случае, по существу, остается всего три искомых параметра μ, r_d, L_d, и обратная задача интерпретации оптической кривой блеска может решаться путем прямого перебора по параметрам, что позволяет легко строить доверительные области для них. Если же параметры диска r_d и L_d задать из дополнительных соображений (см. выше), то обратная задача интерпретации оптической кривой блеска является однопараметрической (содержит единственный искомый параметр μ). В этом случае перебором по параметру μ легко находятся его центральное значение и соответствующий доверительный интервал.

Подчеркнем, что описанные методы оценки масс нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных системах используют информацию лишь о полуамплитудах кривых лучевых скоростей и потому являются экспрессными, т. е. они могут применяться для быстрой оценки массы релятивистского объекта. При накоплении достаточно большого количества спектральных и фотометрических данных целесообразно для нахождения надежного значения массы релятивистского объекта и ее доверительного интервала использовать описанные выше методы синтеза в рамках модели Роша для построения теоретических кривых блеска, а также интегральных профилей линий и соответствующих теоретических кривых лучевых скоростей. Применение методов синтеза позволяет использовать информацию о параметрах рентгеновской двойной системы, содержащуюся во всей кривой блеска и кривой лучевых скоростей оптической звезды, что дает возможность наиболее надежного определения массы релятивистского объекта.

В последнее время появились новые идеи в развитии методов определения масс релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах, основанные на изучении эффектов запаздывания оптических флуктуаций (вспышек) относительно флуктуаций (вспышек) рентгеновского излучения. Изучение такого запаздывания в разных фазах орбитального периода рентгеновской двойной системы позволяет наложить ограничения на размеры относительной орбиты системы и наклонение ее орбиты i (см., например, Casares, 2004,).

В работах (Shaposhnikov and Titarchuk, 2009, Titarchuk and Shaposhnikov, 2010, Shaposhnikov et al., 2011) предложен метод определения масс черных дыр

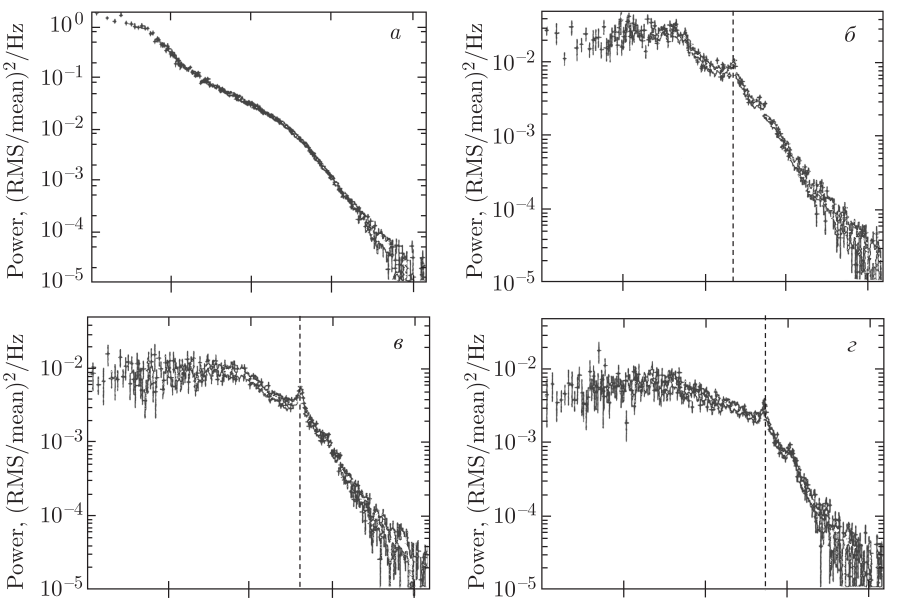


Рис. 251. Спектры мощности флуктуаций (PDS) рентгеновского излучения транзиентной рентгеновской двойной системы XTE J1752-223 в различных состояниях системы. Графики *а*, *б*, *в* и *г* соответствуют переходу от низкого жесткого состояния к высокому мягкому состоянию. По мере перехода к высокому мягкому состоянию в PDS-спектре появляется излом на низких частотах с выходом спектра на константу, а также обнаруживаются низкочастотные QPO, характерная частота которых постепенно смещается в сторону высоких частот. (Из статьи Shaposhnikov et al., 2011)

в рентгеновских двойных системах, основанный на анализе корреляции характерной частоты квазипериодических осцилляций (QPO) со спектральным индексом апериодических флуктуаций рентгеновского излучения. Главной особенностью спектра мощности флуктуаций рентгеновского излучения (PDS) у рентгеновских двойных систем во время перехода из одного состояния в другое является появление низкочастотных QPO с центроидом частоты, меняющимся от $\sim 0{,}1$ до ~ 10 Гц, по мере того, как источник переходит из низкого жесткого состояния в высокое мягкое состояние. Причем QPO наблюдаются на фоне иррегулярных флуктуаций рентгеновского излучения охватывающих широкий диапазон частот, а спектр мощности этих флуктуаций может быть описан степенной функцией с изломом в области низких частот, где спектр становится приблизительно плоским (см. рис. 251). Как отмечено в работе (Shaposhnikov and Titarchuk, 2009), если спектральный индекс апериодических флуктуаций Γ на зависимости «Γ-частота QPO» при переходе от жесткого к мягкому состоянию рентгеновской двойной системы выходит на режим насыщения (становится почти постоянным), то это, в модели «Bulk Motion Comptonization» (BMC) может рассматриваться как свидетельство приближения падающего потока плазмы к горизонту событий черной дыры. В работе (Shaposhnikov et al., 2011) такое насыщение спектрального индекса Γ было обнаружено у двух транзиентных рентгеновских двойных систем XTE J1752-223 и MAXI J1659-152 и были оценены массы черных дыр: $m_x = (9{,}5 \pm 1{,}5)M_\odot$ для системы XTE J1752-223 и $m_x = (20 \pm 3)M_\odot$ для системы MAXI J1659-152.

в) Радиопульсары в двойных системах. В двойных системах с радиопульсарами, благодаря возможности очень точного измерения времени прихода радиоимпульсов пульсара (или пульсаров в случае системы из двух радиопульсаров PSR J0737-3039 AB) удается оценивать релятивистские эффекты в движении компонент и по ним определять массы пульсаров и их спутников. Спутниками в двойных системах с радиопульсарами являются: нейтронные звезды, белые карлики, Be-звезды и даже планеты (см., например, Каталог поздних ТДС, Cherepashchuk et al., 1996). Именно беспрецедентно высокая точность определения лучевых скоростей радиопульсаров (до 1 см/с) привела к тому, что первые внесолнечные планеты с массами порядка нескольких масс Земли были открыты около радиопульсаров. Ввиду малых размеров нейтронной звезды она может рассматриваться как материальная точка при изучении движения в двойной системе. Поэтому изучение движения радиопульсаров в двойных системах позволяет, с одной стороны, точно измерять массы нейтронных звезд, с другой — проверять Общую теорию относительности (ОТО). Для осуществления такой проверки необходимо из наблюдений моментов прихода импульсов радиопульсара (тайминга) определить релятивистские поправки к кеплеровскому движению пульсара на орбите — так называемые посткеплеровские параметры (ПК-параметры). В ОТО имеется пять важнейших ПК-параметров (в первом постньютоновском порядке малости при разложении по параметру v/c). Эти пять ПК-параметров могут быть определены из наблюдений тайминга пульсара в двойной системе и выражаются через массы компонент системы M_A, M_B, барицентрический орбитальный период P_b (приведенный к барицентру Солнечной системы) и эксцентриситет орбиты e. Последние два параметра с высокой точностью определяются из наблюдений тайминга пульсара. Поэтому, когда искомыми параметрами являются массы компонент M_A, M_B, при измерении трех или более ПК-параметров система уравнений оказывается переопределенной, что дает возможность не только найти массы компонент M_A, M_B, но и проверять теорию гравитации. Если используемая теория гравитации верна, то все кривые на диаграмме масс M_A, M_B, описываемые с помощью измеренных ПК-параметров, должны пересекаться в одной точке. Выражения для пяти ПК-параметров в ОТО записываются в следующем виде (см. Damour and Deruelle, 1986, Taylor and Weisberg, 1989, Thorsett and Chakrabarty, 1998, а также недавний обзор Бисноватого-Когана, 2006):

$$\dot{\omega} = 3T_{\odot}^{2/3}\left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3}\frac{1}{1-e^2}\left(M_{\text{A}}+M_{\text{B}}\right)^{2/3}, \tag{606}$$

$$\gamma = T_{\odot}^{2/3}\left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{1/3} e\,\frac{M_{\text{B}}\left(M_{\text{A}}+2M_{\text{B}}\right)}{\left(M_{\text{A}}+M_{\text{B}}\right)^{4/3}}, \tag{607}$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5}T_{\odot}^{5/3}\left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3}\frac{1}{\left(1-e^2\right)^{7/2}}\left(1+\frac{73}{24}e^2+\frac{37}{96}e^4\right)\frac{M_{\text{A}}M_{\text{B}}}{\left(M_{\text{A}}+M_{\text{B}}\right)^{1/3}}, \tag{608}$$

$$r = T_{\odot}M_{\text{B}}, \tag{609}$$

$$s = xT_{\odot}^{-1/3}\left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-2/3}\frac{\left(M_{\text{A}}+M_{\text{B}}\right)^{2/3}}{M_{\text{B}}}, \tag{610}$$

где P_b, e — барицентрический орбитальный период системы и эксцентриситет орбиты соответственно, $x = a_A \sin i/c$ — проекция большой полуоси орбиты исследуемого пульсара (с индексом A) на луч зрения (a_A — большая полуось абсолютной орбиты пульсара), i — наклонение орбиты, c — скорость света). Величины P_b, e и x с большой точностью получаются из наблюдений. Массы компонент M_{A} и M_{B} относятся к пульсарам A и B в системе с двумя пульсарами J0737-3039, либо к пульсару и неактивной нейтронной звезде в случае других систем с двумя нейтронными звездами. Массы M_{A} и M_{B} выражаются в солнечных массах. Константа $T_{\odot}$ определяется как $T_{\odot} = GM_{\odot}/c^3$, где G — ньютоновская гравитационная постоянная, $M_{\odot}$ — масса Солнца, c — скорость света. Величина $T_{\odot}$ равна $T_{\odot} = 4{,}925490947 \cdot 10^{-6}$ с.

Параметр $\dot{\omega}$ в уравнении (606) измеряется наиболее легко и надежно по вековому изменению формы кривой лучевых скоростей и представляет собой скорость релятивистского поворота линии апсид системы. Зная $\dot{\omega}$, можно из уравнения (606) найти сумму масс компонент $M_{\text{A}} + M_{\text{B}}$ (Брумберг и др., 1975). Параметр γ в уравнении (607) представляет собой амплитуду запаздывания времени прибытия импульса радиопульсара, вызванного влиянием переменного гравитационного красного смещения и квадратичного эффекта Доплера (растяжением времени) при движении пульсара по эллиптической орбите ввиду переменности расстояния между компонентами и скорости движения пульсара.

Он находится по наблюдаемым отклонениям кривой лучевых скоростей пульсара от кривой лучевых скоростей, соответствующей чисто кеплеровскому движению пульсара в двойной системе.

Параметр $\dot{P}_b$ в уравнении (608) (скорость изменения орбитального периода системы) определяется излучением системой гравитационных волн и связанной с этим излучением потерей орбитального углового момента из системы.

Параметры r и s («range» и «shape») в уравнениях (609), (610) определяют задержку времени прихода импульса пульсара в гравитационном поле компаньона, обусловленную эффектом Шапиро. Эти параметры находятся по наблюдаемым отклонениям кривой лучевых скоростей пульсара от чисто кеплеровской кривой лучевых скоростей в моменты времени, близкие к моменту соединения компонент. Параметры r и s наиболее надежно определяются из наблюдений в том случае, когда плоскость орбиты двойной системы почти лежит на луче зрения ($i \simeq 90^\circ$).

Следует отметить, что, как следует из уравнения (610) и выражения для функции масс радиопульсара $f_{\text{A}}(m) = \dfrac{M_{\text{B}}^3 \sin^3 i}{\left(M_{\text{A}}+M_{\text{B}}\right)^2} = \dfrac{4\pi^2}{P_b^2}\,x^3\,\dfrac{1}{T_{\odot}}$ в массах Солнца, параметр $s = \sin i$ в случае ОТО.

Измерения функции масс $f_\mathrm{A}(m)$ пульсара совместно с любыми двумя ПК-параметрами (см. уравнения (606)–(610)) достаточно, в рамках применимости ОТО, чтобы однозначно определить массы компонент M_A и M_B. Более того, поскольку выражения (606)–(610) для ПК-параметров не зависят от i, для нахождения масс компонент, в принципе, достаточно использовать лишь любые два уравнения из системы (606)–(610). С использованием дополнительных предположений относительно наклонения орбиты i (например, используя гипотезу о наиболее вероятном значении i в модели однородного распределения i для орбит двойных пульсаров), можно дать оценку для масс компонент даже в том случае, если известны функция масс пульсара и один ПК-параметр из системы уравнений (606)–(610).

Интересно отметить, что измерения масс на основе наблюдений тайминга пульсара в двойной системе зависят от (вообще говоря, неизвестной) относительной скорости движения барицентра Солнечной системы и барицентра двойной системы. Как показано в работе (Damour and Deruelle, 1986), пренебрежение этой относительной скоростью эквивалентно изменению единиц измерения массы и времени. В частности, масса M в сопутствующей системе отсчета и масса M^{ssb} в барицентрической системе отсчета связаны между собой соотношением $M = DM^{ssb}$, где D — доплер-фактор:

$$D = \frac{1 - \mathbf{n}\mathbf{v}_b/c}{\sqrt{1 - \mathbf{v}_b^2/c^2}}.$$

Здесь $\mathbf{n}$ — единичный вектор вдоль луча зрения, $\mathbf{v}_b$ — барицентрическая скорость пульсара. Хотя трансверсальная компонента скорости двойной системы может быть оценена из наблюдений собственного движения системы, радиальная компонента скорости $\mathbf{n}\mathbf{v}_b$ априори неизвестна. Для типичной скорости ~ 100 км/с систематическая ошибка в значении массы пульсара, обусловленная этой неопределенностью, составляет порядка 0,03 %. Эта величина мала, но в некоторых случаях, когда точность определения параметров двойной системы особенно велика, она становится существенно больше остальных неопределенностей.

Измерения релятивистских поправок к кеплеровскому орбитальному движению дает наиболее точные и модельно независимые оценки масс нейтронных звезд — радиопульсаров. Однако этот метод может быть успешно реализован лишь для очень тесных двойных систем со значительным эксцентриситетом орбиты, или в том случае, когда плоскость орбиты почти лежит на луче зрения ($i \approx 90°$). Из примерно 200 известных двойных радиопульсаров такие счастливые случаи встречаются редко, и в подавляющем большинстве случаев исследователь может определить лишь функцию масс, с использованием которой требуется оценить массы компонент. В этих случаях массы компонент системы могут быть оценены, если, помимо функции масс, используются дополнительные, независимые ограничения на массу спутника и наклонение орбиты.

В случае радиопульсаров со спутниками — белыми карликами, если удается выполнить их оптические наблюдения, масса белого карлика может быть независимо оценена при известном расстоянии до системы разными способами (см., например, Reid, 1996 и ссылки в этой работе). Следует отметить, что во многих двойных системах с радиопульсарами спутники — белые карлики весьма слабы ($m_v \sim 20$–26), и они могут успешно изучаться лишь на крупных телескопах нового поколения (VLT, Kek и др.), включая Космический телескоп «Хаббл». К настоящему времени было отождествлено и исследовано свыше десятка белых карликов в двойных системах с радиопульсарами (см., например, van Kerkwijk et al., 1996).

Следует отметить, что в четырех случаях оптическими компаньонами в двойных системах с радиопульсарами являются B и Be-звезды, массы которых можно оценить по зависимости масса–светимость для звезд. Кроме того, в данном случае можно построить кривую лучевых скоростей оптической звезды и определить отношение масс компонент.

Поскольку существует теоретическое соотношение между массой и радиусом белого карлика ($R \sim M^{-1/3}$), определение радиуса белого карлика из данных фотометрических наблюдений позволяет оценить его массу. Для этого надо измерить наблюдаемую звездную величину белого карлика, определить его показатели цвета, учесть межзвездное поглощение. В этом случае, при известном расстоянии до объекта, легко найти радиус R белого карлика, исходя из соотношения $L_{\rm bol} = 4\pi R^2 \sigma T_{\rm ef}^4$, где эффективную температуру $T_{\rm ef}$ можно оценить по непокрасненным показателям цвета. Зная радиус белого карлика, по зависимости масса–радиус можно оценить его массу.

Другой способ оценки массы белого карлика основан на изучении гравитационного красного смещения линий в его спектре. Однако для этого необходимо получить спектр сравнительно высокого разрешения для слабого белого карлика, что часто представляет собой непростую задачу. В случае получения спектра низкого и умеренного разрешения, можно оценить ускорение силы тяжести $\lg g$ для поверхности белого карлика, сравнивая теоретический спектр, рассчитанный в рамках выбранной модели атмосферы, с наблюдаемым (см., например, Bergeron et al., 1991). Тогда, зная $g = GM/R^2$ и оценив радиус R методом, изложенным выше, можно, независимо от соотношения масса–радиус, найти массу белого карлика M. На практике при использовании этого метода встречаются трудности. Прежде всего, белые карлики — компоненты миллисекундных пульсаров с типичными массами $M_2 < 0{,}5 M_\odot$ являются, скорее всего, гелиевыми белыми карликами; светимость и температурная эволюция таких маломассивных белых карликов изучены значительно хуже, чем в случае массивных белых карликов (см., например, D'Antona and Mazzitelli, 1990). Это приводит к неопределенностям в окончательной зависимости масса–радиус. Hansen and Phinney (1998 а, в) рассчитали кривые охлаждения для гелиевых белых карликов, используя новые вычисления для непрозрачности в случае вклада водорода и гелия при температурах ниже 6000 K и применили эти результаты к белым карликам — компаньонам радиопульсаров в двойных системах. Во-вторых, измерение ускорения силы тяжести на поверхности холодной звезды представляет собой трудную задачу. Усиленное обилие гелия, обусловленное конвективным перемешиванием холодной звезды, обусловливает увеличение эффектов давления в атмосфере и большую ширину линий поглощения, что приводит к завышению массы белого карлика (см., например, Bergeron et al., 1991). Действительно, для температур менее 12 000 K имеются указания на то, что измерения ускорения силы тяжести приводят к переоценке масс белых карликов (Reid, 1996). Поэтому для надежной оценки масс радиопульсаров в двойных системах требуются дополнительные ограничения на массу спутника — белого карлика. Такие ограничения можно получить, используя зависимость P_b–M_2 между барицентрическим орбитальным периодом двойной системы и массой белого карлика M_2, которая следует из эволюционных соображений.

Известно, что миллисекундные пульсары представляют собой сильно раскрученные пульсары в процессе переноса масс со спутника в двойной системе (Бисноватый-Коган и Комберг, 1974). В большинстве случаев миллисекундные пульсары наблюдаются в системах с большим орбитальным периодом, с малым эксцентриситетом орбиты и со спутниками — белыми карликами. Эти характеристики свидетельствуют о том, что вторичная компонента в таких системах после формирования нейтронной звезды прошла через стадию красного гиганта, в течение которой приливная диссипация привела к округлению орбиты. Красный гигант на этой стадии должен заполнять свою полость Роша, обусловливать обмен масс и раскручивание аккрецирующей нейтронной звезды до стадии миллисекундного пульсара. В конце обмена масс (который является вторичным обменом) оболочка красного гиганта истощилась или была сброшена, что привело к обнажению вырожденного ядра — белого карлика. Имеется связь между массой этого ядра и радиусом гиганта малой массы (Refsdal and Weigert, 1971, Webbing et al., 1983, Joss et al., 1987, Rappaport et al., 1995, Rappaport and Joss, 1997). Тогда, поскольку красный гигант заполняет свою полость Роша во время вторичного обмена масс в системе, отсюда можно получить соотношение между орбитальным периодом системы в конце вторичного обмена масс и массой остатка (ядра) — белого карлика.

Связь между эффективным радиусом полости Роша R_L и радиусом относительной орбиты системы дается известной формулой (см., например, Rappaport et al., 1995):

$$R_L \approx 0{,}46\, a \left(1 + \frac{M_1}{Mg}\right)^{-1/3},$$

где M_g — полная масса красного гиганта (ядро и оболочка). В конце вторичного обмена масс масса оболочки становится пренебрежимо малой, и в этом случае можно принять $M_g \approx M_2$ (где M_2 — финальная масса белого карлика). Кроме того, можно считать, что $R_g \approx R_L$. Тогда, используя третий закон Кеплера, имеем:

$$P_b = 0{,}374 R_g^{3/2} M_2^{-1/2} \text{ (сутки)}.$$

Связь между R_g и M_2 в широком диапазоне металличностей (от населения I до населения II Галактики) может быть описана следующими формулами (Rappaport et al., 1995, Rappaport and Joss, 1997):

$$R_g = \frac{R_0 M_2^{4,5}}{1 + 4M_2^4} + 0{,}5,$$

где $R_0 = 4950 R_\odot$,

$$\lg R_g = 0{,}031 + 1{,}718 M_2 + 8{,}04 M_2^2.$$

Первая формула справедлива для широкого диапазона значений массы ядра M_2 больших, чем $0{,}15 M_\odot$, вторая — для узкого диапазона $M_2 < 0{,}25 M_\odot$. Обе формулы связывают между собой радиус красного гиганта и массу вырожденного ядра M_2. Эти формулы могут применяться лишь для двойных систем с орбитальными периодами более 3 дней. В случае более короткопериодических орбит рентгеновский прогрев излучением аккрецирующей нейтронной звезды может существенно исказить приведенные зависимости между R_g и M_2.

Таким образом, используя приведенные соотношения между P_b, R_g и M_2, можно оценить массу белого карлика M_2 в двойной системе с миллисекундным радиопульсаром по ее орбитальному периоду P_b.

Мы описали несколько способов оценки массы спутника M_2 в двойной системе с радиопульсаром. Рассмотрим теперь методы оценки наклонения орбиты i в таких системах. Один из методов оценки i состоит в измерении поляризации излучения радиопульсара в разных фазах φ осевого вращения нейтронной звезды. В стандартной модели формирования миллисекундного пульсара раскрутка пульсара происходит во время вторичного обмена масс, после чего естественно предполагать, что ось вращения пульсара параллельна вектору полного углового момента двойной системы (несмотря на то, что асимметрия взрыва сверхновой при образовании пульсара могла на начальном этапе нарушить эту параллельность). В этом случае при произвольном значении угла между лучом зрения и осью вращения пульсара ψ радиоизлучение пульсара будет эллиптически поляризовано. Поскольку в нашем случае угол ψ совпадает с углом наклонения орбиты системы i, анализ параметров эллиптической поляризации радиоизлучения пульсара при разных фазах угла поворота пульсара вокруг оси его вращения позволяет оценить величину i (подробнее см. Thorsett and Chakrabarty, 1998).

Другой способ оценки i состоит в изучении мерцаний радиоизлучения пульсара в двойной системе на неоднородностях межзвездной среды. Наблюдения скорости мерцания радиоизлучения широко используются для оценки собственных движений одиночных пульсаров (Cordes, 1986). В двойной системе трансверсальная скорость движения пульсара неравномерна и промодулирована орбитальным движением. Амплитуда этой модуляции зависит от наклонения орбиты i, что позволяет сделать оценку для i.

Третий способ оценки i состоит в изучении собственного движения двойной системы с радиопульсаром совместно с наблюдениями тайминга пульсара. Собственное движение двойной системы по небу приводит к вековому изменению проекции большой полуоси его орбиты a_1 на луч зрения $x = a_1 \sin i$. Если Ω — позиционный угол восходящего узла орбиты пульсара, а μ_α и μ_δ — компоненты вектора собственного движения $\boldsymbol{\mu}$ по прямому восхождению и склонению, то имеем соотношение

$$\frac{\dot{x}}{x} = \operatorname{ctg} i \left(-\mu_\alpha \sin \Omega + \mu_\delta \cos \Omega\right).$$

Отсюда можно оценить i. Если Ω неизвестна, то можно дать верхнюю оценку для $\operatorname{tg} i$:

$$\operatorname{tg} i < \left|\frac{x}{\dot{x}}\,\mu\right|.$$

Наконец, когда нет возможности наблюдательно оценить величину i, можно прибегнуть к статистической оценке i, взяв его наиболее вероятное значение на основе некоторой разумной модели распределения величин наклонений орбит у двойных радиопульсаров (Thorsett and Chakrabarty, 1998).

К настоящему времени открыто около 200 радиопульсаров в двойных системах. Для нескольких десятков из них методами, описанными выше, определены массы нейтронных звезд (см., например, Thorsett and Chakrabarty, 1998, Lorimer, 2009, Zhang et al., 2011, Kiziltan et al., 2011). В недавнем обзоре Бисноватого-Когана (2006) суммированы результаты определения параметров нейтронных звезд и двойных систем для двух наиболее замечательных систем с радиопульсарами: пульсара Халса–Тэйлора (PSR 1913+16) и системы из двух радиопульсаров PSR J0737-3039AB. Опишем эти результаты.

Орбитальный период пульсара PSR 1913+16 составляет $P_b \approx 7{,}8^{\mathrm{h}}$, эксцентриситет орбиты $e \approx 0{,}61$, функция масс пульсара $f_{\mathrm{A}}(M) = 0{,}13 M_\odot$, спутником пульсара является неактивная нейтронная звезда, и функция масс пульсара $f_{\mathrm{A}}(M)$ является абсолютным нижним пределом для массы M_{B} этого спутника. Как известно (см. выше), функция масс $f_{\mathrm{A}}(M)$ выражается в виде:

$$f_{\mathrm{A}}(M) = \frac{M_{\mathrm{B}}^3 \sin^3 i}{\left(M_{\mathrm{A}} + M_{\mathrm{B}}\right)^2} = 1{,}0385 \cdot 10^{-7} \left(1 - e^2\right)^{3/2} K_{\mathrm{A}}^3 P_b.$$

Напомним, что здесь массы M_{A} и M_{B} выражены в солнечных массах, барицентрический орбитальный период P_b в сутках, полуамплитуда кривой лучевых скоростей K_{A} пульсара — в км/с.

Новейшие результаты анализа наблюдений тайминга пульсара PSR 1913+16 (Hulse and Taylor, 1975) опубликованы в работе (Weisberg and Taylor, 2003). Эти результаты приведены в табл. 82 и на рис. 252.

Как видно из табл. 82, в случае PSR 1913+16 удалось точно измерить, помимо функции масс $f_{\mathrm{A}}(M)$, три релятивистских параметра (ПК-параметры): $\dot{\omega}$, γ, $\dot{P}_b$. Это

Таблица 82

Измеренные параметры орбиты PSR 1913+16 (Weisberg and Taylor, 2003)

Параметр	Значение	Неопределенность
$a \sin i/c$, с	2,341774	0,000001
e	0,6171338	0,0000004
P_b, сут.	0,322997462727	0,000000000005
ω_0, град	226,57518	0,00004
$\langle\dot{\omega}\rangle$, град · год$^{-1}$	4,226607	0,000007
γ, с	0,004294	0,000001
$\dot{P}_b$, 10^{-12}с · с$^{-1}$	−2,4211	0,0014

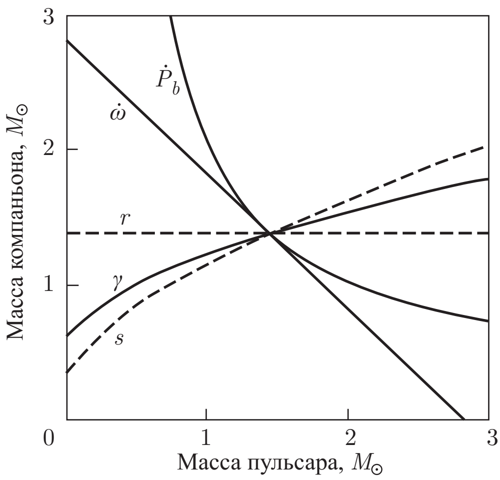


Рис. 252. Наблюдательные ограничения на массы звезд в двойном пульсаре PSR 1913+16. Сплошные кривые соответствуют разным уравнениям для посткеплеровских параметров. Пересечение этих кривых в одной точке (в пределах экспериментальной неопределенности порядка 0,35% в величине $\dot{P}_b$) устанавливает факт существования гравитационных волн. Штриховые линии соответствуют теоретически предсказанным значениям параметров задержки времени Шапиро r и s. Эти параметры могут быть измерены по мере дальнейшего накопления наблюдательных данных. (Из обзора Бисноватого-Когана, 2006)

сделано путем анализа измерений времен прихода импульсов пульсара А с 1981 по 2001 г. и использования уравнений (606)–(608). Точность определения релятивистских параметров задержки Шапиро r и s (см. уравнения (609), (610)) нуждается в дальнейшем улучшении, что будет возможно сделать после использования более продолжительных рядов наблюдений тайминга PSR 1913+16. Достигнутый уровень точности определения параметров $\dot{\omega}$, γ, $\dot{P}_b$ столь высок, что оказалось необходимым учесть небольшие кинематические поправки (около 0,5 % от наблюдаемого значения P_b), связанные с ускорением Солнечной системы и двойной системы с пульсаром в гравитационном поле Галактики (Taylor, 1994). Как видно из рис. 252, три независимые кривые, описывающие связь между массами M_A и M_B, полученные из выражений (606)–(608) для релятивистских параметров $\dot{\omega}$, γ и $\dot{P}_b$, пересекаются в одной точке. Это позволяет не только с высокой точностью определить массы компонент $M_{\mathrm{A}} = (1{,}4408 \pm 0{,}0003)M_{\odot}$, $M_{\mathrm{B}} = (1{,}3873 \pm 0{,}0003)M_{\odot}$, но и проверить справедливость ОТО. После учета всех факторов, было получено, что все параметры в системе PSR 1913+16 согласуются с ОТО с точностью лучше 0,4 %(!).

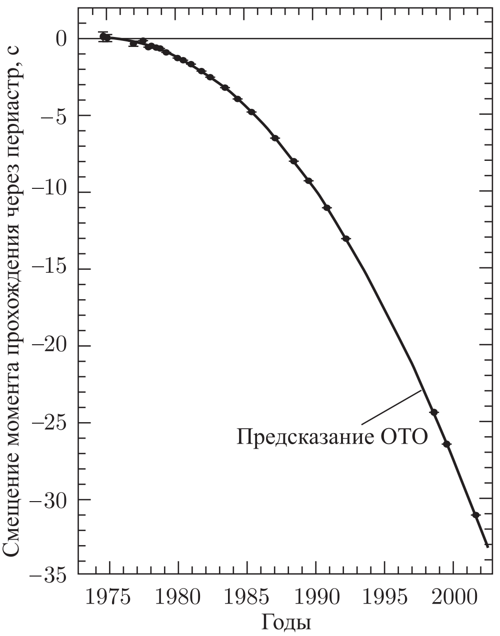


Рис. 253. Укорочение орбитального периода двойной системы с радиопульсаром PSR 1913+16, обусловленное излучением системой потока гравитационных волн. Момент прохождения пульсаром периастра орбиты систематически смещается в полном соответствии с предсказанием ОТО (сплошная линия) об излучении системой PSR 1913+16 потока гравитационных волн. (Из работы Weisberg and Taylor, 2003)

На рис. 253 показана зависимость, величины кумулятивного смещения эпохи прохождения периастра радиопульсаром в системе PSR 1913+16, обусловленного сокращением орбитального периода системы, от времени (Weisberg and Taylor, 2003). Отсюда следует, что наблюдаемое укорочение орбитального периода системы PSR 1913+16, обусловленное излучением системой потока гравитационных волн, согласуется с теоретическим предсказанием ОТО с точностью 0,35 %(!).

Рассмотрим теперь свойства уникальной (и пока единственной из известных) двойной системы, содержащей два радиопульсара — системы J0737-3039AB. Система состоит из двух радиопульсаров с периодами осевого вращения 23 миллисекунды (пульсар A) и 2,8 секунды (пульсар B), обращающихся вокруг общего центра масс с орбитальным периодом $\sim 2{,}4$ часа и эксцентриситетом орбиты $e = 0{,}0878$ (Burgay et al., 2003, Lyne et al., 2004). Функции масс системы $f_{\mathrm{A}}(M) \approx \approx 0{,}29M_{\odot}$, $f_{\mathrm{B}}(M) \approx 0{,}36M_{\odot}$. Эта система имеет наименьший орбитальный период из всех известных радиопульсаров в паре с нейтронными звездами. Система состоит из двух активных пульсаров: подкрученного в процессе эволюции с обменом масс и обыкновенного. Таким образом, эта тесная пара из двух активных нейтронных звезд является в настоящее время лучшей лабораторией, подаренной нам природой для проверки ОТО.

Для пульсара A (с периодом осевого вращения 23 мс) в течение 15 месяцев наблюдений удалось измерить все пять релятивистских ПК-параметров: $\dot{\omega}$, γ, $\dot{P}_b$, r и s. Поскольку наблюдаются два пульсара, это дает дополнительные возможности для проверки ОТО (по сравнению с пульсаром Халса–Тейлора). Это связано с возможностью измерения параметров орбит у обоих пульсаров в системе. Пульсар A вращается быстрее, чем пульсар B, и является более ярким (за исключением 27-секундного затмения, так как в системе $i \approx 90°$). Поэтому времена прихода импульсов пульсара A измеряются с наибольшей точностью. Измеряя проекцию больших полуосей орбит двух пульсаров x_{A} и x_{B}, можно получить величину отношения масс обеих звезд R:

$$R = \frac{M_{\mathrm{A}}}{M_{\mathrm{B}}} = \frac{x_{\mathrm{B}}}{x_{\mathrm{A}}}.$$

Важно отметить, что это простое выражение для R остается справедливым в любой релятивистской теории гравитации, по крайней мере, в первом постньютоновском порядке (Damour and Taylor, 1992). Причем, величина отношения масс R не зависит не только от теории, но и от эффектов сильного поля самогравитации, которые влияют на ПК-параметры. Это позволяет дать дополнительное, строгое ограничение на теорию гравитации, поскольку любая пара масс M_{A}, M_{B}, найденная из измерений ПК-параметров, должна соответствовать отношению масс R. Таким образом, в комбинации с известными пятью ПК-параметрами это дополнительное ограничение в системе из двух пульсаров позволяет записать наиболее переопределенную систему уравнений, в которой большинство эффектов может быть исследовано в приближении сильного поля. Из-за излучения гравитационных волн расстояние между двумя пульсарами в системе J0737-3039 AB уменьшается со скоростью 7 мм/сут.

Параметры двойной системы J0737-3039 AB, полученные в результате наблюдений тайминга пульсаров за 15 месяцев, приведены в табл. 82a (Lyne et al., 2004, Kramer et al., 2005).

По счастливой случайности система J0737-3039 AB наблюдается почти «с ребра» ($i \approx 90°$), что позволило с хорошей точностью измерить параметры запаздывания Шапиро r и s. Кроме того, оказалось возможным исследовать магнитосферы пульсаров при их взаимодействии (Mc Laughlin et al., 2004a), затмение сигнала от пульсара A магнитосферой пульсара B и другие эффекты такого взаимодействия (Lyne et al., 2004, Kaspi et al., 2004, Mc Laughlin et al., 2004b). Эти эффекты важны для формирования поправок к времени прихода импульсов пульсара, учитывающих отличие двойной системы от «чистой» системы двух точечных масс. Важно также исследовать влияние возможного изменения формы импульсов пульсара, которое может приводить к систематическим ошибкам в определении времен прихода импульсов. Как известно, в ОТО сопутствующая система свободно падающего тела испытывает прецессию относительно далекого наблюдателя. Эта прецессия называется геодезической прецессией, которая является результатом спин-орбитального взаимодействия (Damour and Ruffini, 1974). Скорость прецессии зависит от орбитального периода и эксцентриситета орбиты, а также от масс M_{A} и M_{B} (Barker and O'Connell, 1975). Для двойного пульсара J0737-3039 AB периоды прецессии, оцениваемые в рамках ОТО, составляют 75 лет для пульсара A и 71 год для пульсара B.

Геодезическая прецессия влияет на времена прихода импульсов пульсара ввиду того, что она приводит к изменению направления осей вращения нейтронных звезд и, как следствие, к изменению эффектов аберрации (Damour and Taylor, 1992). Эти изменения влияют на «наблюдаемые» значения проекции большой полуоси орбиты и эксцентриситета, которые за счет переменной аберрации отличаются от «внутренних» значений. Изучение этих отличий дает принципиальную возможность уточнения геометрии двойной системы (Stairs et al., 2004). Другим следствием геодезической прецессии являются вековые изменения формы импульсов обоих пульсаров, вызванные «прецессией» пульсарной диаграммы направленности, а также связанные с изменениями угла между осью вращения и направлением на наблюдателя.

Как следует из табл. 82a, для системы J0737-3039 AB наиболее точно измеренные параметры следующие: отношение масс $R = 1{,}071(1)$, скорость движения периастра орбиты $\dot{\omega} = 16{,}900\,(2)$ град/год, параметр задержки Шапиро $s = \sin i = 0{,}9995(4)$. Поэтому, хотя результаты анализа охватывают сравнительно небольшой промежуток времени (15 месяцев), найденные значения параметров R, $\dot{\omega}$ и s могут использоваться для проверки теории гравитации (см. рис. 254). В предположении правильности ОТО, по найденной величине $\dot{\omega}$ получается сумма масс компонент системы, откуда при известном значении отношения масс R находятся массы компонент $M_{\mathrm{A}} = (1{,}338 \pm 0{,}001)M_{\odot}$, $M_{\mathrm{B}} = (1{,}249 \pm 0{,}001)M_{\odot}$. Используя эти значения масс,

Таблица 82а

Наблюдаемые и вычисленные параметры пульсаров PSR J0737-3039 A и B. В скобках указаны стандартные (1σ) ошибки в единицах последней значащей цифры (Lyne et al., 2004, Kramer et al., 2005)

Параметр	Пульсар	
	PSR J0737-3039 A	PSR J0737-3039 B
Период пульсара P, мс	22,699378556138(2)	2773,4607474(4)
Производная периода $\dot{P}$	$1{,}7596(2)\cdot 10^{-18}$	$0{,}88(13)\cdot 10^{-15}$
Прямое восхождение α (J2000)	$07^{\text{h}}37^{\text{m}}51{,}24795(2)^{\text{s}}$	
Склонение δ (J2000)	$-30^\circ 39' 40{,}7247(6)''$	
Мера дисперсии DM, см$^{-3}\cdot$ пк	48,914(2)	48,7(2)
Орбитальный период P_b, сут	0,1022515628(2)	
Эксцентриситет e	0,087778(2)	
Скорость прецессии периастра $\dot{\omega}$, град $\cdot$ год$^{-1}$	16,900(2)	
Проекция большой полуоси $x = a\sin i/c$, с	1,415032(2)	1,513(4)
Параметр гравитационного смещения γ, мс	0,39(2)	
Параметр задержки Шапиро $s = \sin i$	0,9995(4)	
Параметр задержки Шапиро r, мкс	6,2(6)	
Скорость уменьшения орбитального периода $\dot{P}_b$, 10^{-12}	$-1{,}20(8)$	
Отношение масс $R = M_{\text{A}}/M_{\text{B}}$	1,071(1)	
Плотность потока на 1390 МГц, мЯн	1,6(3)	0–1,3(3)
Характеристический возраст τ, 10^6 лет	210	50
Напряженность магнитного поля на поверхности B, Гс	$6{,}3\cdot 10^9$	$1{,}6\cdot 10^{12}$
Потери вращательной энергии $\dot{E}$, эрг $\cdot$ с$^{-1}$	$5800\cdot 10^{30}$	$1{,}6\cdot 10^{30}$
Функция масс, $M_\odot$	0,29097(1)	0,356(3)
Расстояние, кпк	$\sim 0{,}6$	

можно вычислить в рамках ОТО теоретическое значение параметра задержки Шапиро $s^{\text{ОТО}}$ и сравнить его с наблюдаемым. В работе (Kramer et al., 2005) получено $s^{\text{ОТО}}/s^{\text{набл}} = 1{,}0002^{+0{,}0011}_{-0{,}0006}$. Таким образом, наблюдения задержки Шапиро s в системе J0737-3039 AB показывают, что ОТО согласуется с этим тестом с точностью 0,1 %. Результаты наблюдений системы PSR J0737-3039 AB за 2,5 г. (Kramer et al., 2006) показывают, что ОТО согласуется с этим тестом с точностью 0,05 % (!). К настоящему времени — это наилучшая проверка справедливости ОТО в пределе сильного поля.

Дальнейшие наблюдения двойной системы J0737-3039 AB позволят измерить дополнительные ПК-параметры (Damour and Taylor, 1992), включая члены разложения

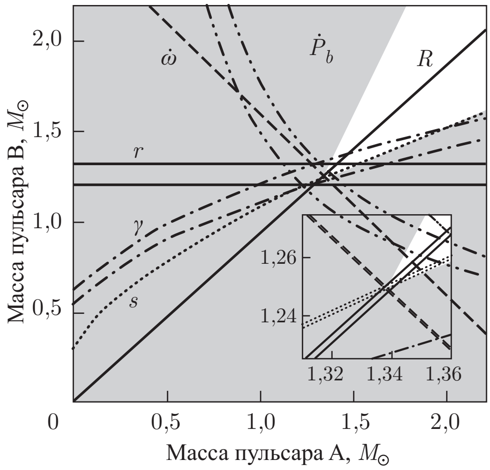


Рис. 254. Наблюдательные ограничения на массы нейтронных звезд в системе из двух радиопульсаров J0737-3039 на плоскости M_A–M_B. Затенена область значений масс, которая запрещена функциями масс обоих пульсаров. Другие ограничения показаны парами линий, между которыми расположены разрешенные в рамках ОТО области масс, задаваемые соответствующими посткеплеровскими параметрами $(\dot{\omega},\ \gamma,\ \dot{P}_b,\ r,\ s)$, с известным отношением масс, соответствующим линии R. В квадрате справа дана увеличенная в 16 раз диаграмма для малой области вокруг пересечения областей трех наиболее сильных ограничений $(\dot{\omega},\ R,\ s)$. Разрешенная область находится на пересечении всех трех полос. (Из обзора Бисноватого-Когана, 2006, см. Kramer et al., 2005)

более высокого порядка по отношению v/c. О перспективах этих исследований см. обзор Бисноватого-Когана (2006) и ссылки в нем.

В заключение упомянем еще об одной двойной системе с радиопульсаром, в которой по вековому укорочению орбитального периода удалось обнаружить эффект потери орбитального углового момента, обусловленный излучением гравитационных волн. Это система PSR 1534+12 (Stairs et al., 2002), где 38-миллисекундный пульсар обращается с периодом $P_b \simeq 0{,}42$ суток вокруг неактивной нейтронной звезды. Эксцентриситет орбиты системы $e \simeq 0{,}27$. Суммарная масса компонент здесь $M_A + M_B = (2{,}679 \pm 0{,}003)M_\odot$, масса пульсара $M_A = (1{,}32 \pm 0{,}03)M_\odot$, наклонение орбиты $i \simeq 74^\circ$ (Wolszczan, 1991). Подробнее о двойных радиопульсарах см. Каталог поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996).

Недавно была открыта еще одна система с радиопульсаром, у которой наблюдается укорочение орбитального периода, обусловленное потерей системой орбитального углового момента из-за излучения потока гравитационных волн. Это система PSRJ 0348+0432, в которой имеется 39-миллисекундный радиопульсар массой $M_A = 2{,}01(4)M_\odot$ и белый карлик ($M_B = 0{,}172(3)M_\odot$). Эксцентриситет орбиты близок к нулю, период очень короткий, $P_{\rm orb} = 0{,}102^{\rm d}$, наклонение орбиты $i \simeq 40{,}2(6)^\circ$ (J. Antoniadis et al. // Science. 2013. V. 340. P. 1233232-1-9.).

2. Возможность спектроскопической оценки параметров классических ТДС по релятивистским эффектам

Характерная скорость орбитального движения звезд в классических ТДС составляет ~ 100 км/с, что соответствует величине $\beta = v/c \simeq 3 \cdot 10^{-4}$. При средней точности определения лучевых скоростей звезд ~ 200 м/с можно рассчитывать лишь на использование классического эффекта Доплера, линейного по отношению к $\beta = v/c$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}.$$

В этом случае, как показано в предыдущих главах, при спектроскопическом доплеровском исследовании одной (более яркой) из звезд в ТДС можно определить из наблюдений пять классических кеплеровских параметров звездной орбиты: $a_1 \sin i$ — проекцию большой полуоси орбиты яркой звезды на луч зрения, эксцентриситет орбиты e, орбитальный период P_b (приведенный к барицентру Солнечной системы), долготу периастра ω и T — эпоху прохождения звезды через периастр орбиты. Комбинируя эти параметры с законами Кеплера, можно получить функцию масс двойной системы:

$$f_1(m) = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2},$$

где m_1 и m_2 — массы яркой и слабой звезд системы, i — наклонение орбиты.

В последние годы, в связи с поисками планет вокруг звезд, точность доплеровских спектроскопических наблюдений возросла до ~ 1 м/с (см., например, Valenti et al., 1995, Butler et al., 1996, Cochran, 1996, Lovis et al., 2005), а в связи с проектируемым телескопом ELT (Экстремально большой телескоп) с зеркалом диаметром ~ 39 м, может быть достигнута точность определения лучевых скоростей звезд, существенно лучшая, чем 1 м/с (Pasquini et al., 2006). Как было отмечено Озерным (Ozernoy, 1997), при точности определения лучевых скоростей звезд в классических ТДС ~ 1 м/с и лучше, вполне реально измерять релятивистские, посткеплеровские эффекты в орбитальном движении звезд, пропорциональные члену β^2. Более того, с использованием специальной теории относительности можно разделить линейный и квадратичный (по параметру β) члены в движении звезд и дать независимую оценку наклонения орбиты i, подобно тому, как это делается в случае двойных радиоапульсаров, где точность доплеровских измерений лучевых скоростей, как уже отмечалось, достигает ~ 1 см/с.

Ярким примером независимого определения наклонения орбиты системы i по релятивистским эффектам является объект SS433, где величина i, оцененная таким образом, составляет $i \sim 78{,}8°$. В данном случае (см. выше) по поперечному эффекту Доплера (пропорциональному β^2 и независящему от i) оценивается модуль скорости движения вещества в релятивистских джетах $v \sim 80\,000$ км/с, а с использованием продольного эффекта Доплера (пропорционального β и зависящего от i), находится наклонение орбиты i двойной системы. Поскольку в случае SS433 величина β для джетов очень велика ($\beta \sim 0{,}26$ c), оценку наклонения орбиты i по релятивистским эффектам можно осуществлять даже при не экстремально высокой точности измерений лучевых скоростей по подвижным эмиссионным линиям.

В работе (Kopeikin and Ozernoy, 1999) релятивистские эффекты в ТДС рассмотрены самосогласованно в рамках ОТО с использованием семи независимых четырехмерных систем координат: одной глобальной и шести локальных координатных карт в двойной системе, с целью адекватного описания свойств кривизны пространства-времени как в глобальном масштабе, так и локально, в окрестности каждого тела. Глобальной системой координат, которая предполагается асимптотически плоской на бесконечности и покрывающей все пространство-время, считается система координат, связанная с центром масс Галактики. Остальные шесть систем координат локальны, связаны с центром масс Солнечной системы, центром масс ТДС, центром масс звезды-компоненты ТДС, центром масс Земли, точкой на Земле, соответствующей центру масс наблюдателя, а также центром масс частицы, излучающей свет. Эти локальные системы координат не являются асимптотически плоскими и покрывают лишь ограниченные области в пространстве, ввиду ненулевой кривизны пространства-времени. Для каждой из семи систем координат существует свое собственное координатное время. Для получения уравнений, описывающих эффект Доплера в постньютоновском приближении, авторы (Kopeikin and Ozernoy, 1999) используют релятивистские постньютоновские преобразования между выбранными системами координат (Kopeikin, 1988, Brumberg and Kopeikin, 1989).

Отметим также, что недавно в работе (Zucker et al., 2006) было показано, что релятивистские эффекты могут наблюдаться и в движении звезд, окружающих сверхмассивную черную дыру ($M \simeq 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$) в центре нашей Галактики.

Релятивистский поворот линии апсид в классических ТДС с эксцентрическими орбитами был рассмотрен нами выше. Важно то, что этот эффект может наблюдаться в классических ТДС с большой суммарной массой компонент и значительным эксцентриситетом орбиты даже при средней, не экстремально высокой точности спектральных и фотометрических наблюдений. Это связано с тем, что эффект релятивистского поворота линии апсид, совместно с классическим эффектом, обусловленным приливной и вращательной деформацией компонент, ищется на больших временах, много больших орбитального периода системы, и в данном случае «срабатывает» эффект систематического накопления малых долгопериодических отклонений в параметрах кривой блеска и кривых лучевых скоростей, за много орбитальных периодов.

В работе (Zucker and Alexander, 2006) рассмотрены релятивистские эффекты в классических ТДС, которые проявляют себя в течение одного орбитального периода. Это поперечный эффект Доплера и гравитационное красное смещение, которые в случае эллиптической орбиты зависят от фазы орбитального периода. Именно для выявления таких релятивистских эффектов требуется точность определения лучевых скоростей порядка 1 м/с.

Кеплеровская кривая лучевых скоростей звезды-компоненты классической ТДС описывается хорошо известным уравнением (см. выше):

$$V_{r1} = K_1[\cos(v+\omega) + e\cos\omega] + V_{ro}, \tag{611}$$

где K_1 — полуамплитуда кривой лучевых скоростей первичной компоненты, выражаемая через параметры ТДС, ω — долгота периастра, e — эксцентриситет орбиты, V_{ro} — лучевая скорость центра масс системы (γ — скорость), v — истинная аномалия звезды на орбите, зависящая от времени. Выразив $\cos(v+\omega)$ через косинусы и синусы величин v, ω, уравнение (611) можно представить в виде:

$$V_{r1} = K_1\cos\omega\cos v - K_1\sin\omega\sin v + eK_1\cos\omega + V_{ro}. \tag{612}$$

Аппроксимация наблюдаемой кривой лучевых скоростей теоретической функцией V_{r1} (например, методом наименьших квадратов) позволяет определить параметры кеплеровской спектроскопической орбиты ТДС. Конкретно, процедура оптимизации выглядит следующим образом. Для каждой фиксированной тройки параметров (P, T, e), где T — момент прохождения через периастр, с помощью уравнений кеплеровского движения устанавливается связь между истинной аномалией v и временем t. Затем, из уравнения (612) можно найти величины $K_{c1} = K_1\cos\omega$, $K_{s1} = -K_1\sin\omega$, V_{ro}, которые входят линейно в выражение для лучевой скорости V_{r1}:

$$V_{r1} = K_{c1}\cos v + K_{s1}\sin v + eK_{c1} + V_{ro}. \tag{612$'$}$$

Минимизируя таким образом невязку между наблюдаемой и теоретической кривыми лучевых скоростей, можно найти параметры кеплеровской спектроскопической орбиты ТДС.

Чтобы ввести релятивистские поправки в наблюдаемую кривую лучевых скоростей, можно использовать модель, развитую для анализа доплеровских наблюдений двойных радиопульсаров (см. выше). Учет релятивистских пост-кеплеровских поправок приводит к следующему выражению для лучевой скорости звезды в классической ТДС (Zucker and Alexander, 2006):

$$V'_{r1} = K'_{c1}\cos v + K'_{s1}\sin v + eK'_{c1} + V'_{ro}, \qquad (613)$$

где модифицированные линейные члены K'_{c1}, K'_{s1} и V'_{ro} выражаются формулами

$$K'_{s1} = -K_1\left(1 + \frac{V_{ro}}{c}\right)\sin\omega \qquad (614)$$

$$K'_{c1} = K_1\left[\left(1 + \frac{V_{ro}}{c}\right)\cos\omega + \frac{e}{\sin^2 i}\frac{2K_1 + K_2}{c}\right] \qquad (615)$$

$$V'_{ro} = V_{ro} + \frac{1-e^2}{\sin^2 i}\cdot\frac{K_1}{c}\left(\frac{3}{2}K_1 + K_2\right) + \frac{V_0^2}{2c}. \qquad (616)$$

При этом релятивистская добавка ΔV_{r1} к кеплеровской лучевой скорости главной компоненты записывается в виде:

$$\Delta V_{r1} = \frac{K_1}{c}\frac{1}{\sin^2 i}\left[e\,(2K_1 + K_2)\cos v + (2K_1 + K_2) - \frac{1-e^2}{2}K_1\right] + \\ + \frac{V_{ro}}{c}K_1\,(\cos\omega\cos v - \sin\omega\sin v + e\cos\omega) + \frac{V_0^2}{2c}, \qquad (616')$$

где V_0 — модуль вектора полной скорости центра масс двойной системы.

Для типичной разделенной ТДС 12Boo ($P = 9^{\mathrm{d}}.6$, $e = 0{,}2$, $K_1 = 70$ км/с) величина релятивистской добавки ΔV_{r1} к кеплеровской кривой лучевых скоростей, рассчитанная по формуле (616′), составляет около 10 м/с (Zucker and Alexander, 2006).

Формула (616′) получается из следующих соображений (Zucker and Alexander, 2006). В системе центра масс ТДС из закона сохранения энергии следует связь между радиусом-вектором исследуемой первичной компоненты ТДС r_1 и поперечным эффектом Доплера:

$$\frac{1}{2}\beta^2 = \frac{1}{c^2}\frac{Gm_2^3}{(m_1 + m_2)^2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{2a_1}\right),$$

где a_1 — большая полуось орбиты, c — скорость света. После некоторых преобразований отсюда следует оценка добавки лучевой скорости исследуемой компоненты, обусловленная поперечным эффектом Доплера:

$$\Delta V_{TD} = \frac{K_1^2}{c\sin^2 i}\left(1 + e\cos v - \frac{1-e^2}{2}\right).$$

Гравитационное красное смещение, обусловленное потенциалом вторичной компоненты, обратно пропорционально разделению обеих компонент:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{Gm_2}{c^2\,(r_1 + r_2)},$$

и соответствующая добавка в лучевую скорость, обусловленная гравитационным красным смещением, равна

$$\Delta V_{GR} = \frac{K_1\,(K_1 + K_2)}{c\sin^2 i}\,(1 + e\cos v).$$

После перехода из системы центра масс ТДС в систему отсчета наблюдателя и суммирования двух эффектов получаем формулу (616′).

Уравнения (612′) и (613) имеют одинаковую структуру и, следовательно, к решению уравнения (613) может быть применена та же процедура оптимизации, которая описана выше для уравнения (612). Важно то, что модифицированные линейные члены (615), (616) содержат наклонение орбиты i, что дает принципиальную возможность оценки i по сверхвысокоточной кривой лучевых скоростей звезды в классической ТДС. Следует подчеркнуть, что оценка i по релятивистским эффектам возможна в модели двух точечных масс для ТДС. Выше мы описали метод оценки i по высокоточной кривой лучевых скоростей в случае рентгеновской двойной системы, когда оптическая компонента — неточечная приливно деформированная звезда. Метод оценки i по релятивистским эффектам «работает» в случае модели двух точечных масс, а неточечность звезды и ее приливная деформация в ТДС могут маскировать проявление релятивистских эффектов в орбитальном движении звезды. Забегая вперед отметим, что с помощью наших комплексов программ для расчета профилей линий в спектрах звезд в ТДС (Антохина и Черепащук, 1994, Антохина, 1996, Антохина и др., 2005) можно количественно оценить величину искажения кривой лучевых скоростей звезд в классической ТДС и разделить эффекты приливной деформации звезд и релятивистские эффекты.

В случае, когда наблюдаются кривые лучевых скоростей обеих звезд в классической ТДС, обе кривые лучевых скоростей соответствуют одним и тем же значениям параметров P, T, e и можно записать следующие выражения для модифицированных линейных членов в уравнениях типа уравнения (613), учитывающего релятивистские эффекты:

$$K'_{s1} = -K_1\left(1+\frac{V_{ro}}{c}\right)\sin\omega \tag{617}$$

$$K'_{c1} = K_1\left[\left(1+\frac{V_{ro}}{c}\right)\cos\omega + \frac{e}{\sin^2 i}\frac{2K_1+K_2}{c}\right] \tag{618}$$

$$K'_{s2} = -K_2\left(1+\frac{V_{ro}}{c}\right)\sin\omega \tag{619}$$

$$K'_{c2} = K_2\left[\left(1+\frac{V_{ro}}{c}\right)\cos\omega - \frac{e}{\sin^2 i}\frac{K_1+2K_2}{c}\right]. \tag{620}$$

Величина V_{ro} входит во все эти четыре уравнения, деленная на скорость света c. Если, ввиду малости величины V_{ro}/c использовать приближенное значение V_{ro}, то решая уравнения (617)–(620), можно найти четыре искомые величины: K_1, K_2, ω и $\sin i$ (параметр e, совместно с параметрами P и T находится независимо при минимизации невязки между наблюдаемой и теоретической кривыми лучевых скоростей). Решение уравнений (617)–(620) позволяет получить более точные значения параметров K_1, K_2, ω. Но особенно важно то, что при этом получается независимая оценка величины $\sin i$ (Zucker and Alexander, 2006):

$$\sin^2 i = \frac{3e}{\omega'_2-\omega'_1}\frac{K'_{s2}+K'_{s1}}{c}, \tag{621}$$

где

$$\omega'_1 = -\operatorname{arctg}\left(\frac{K'_{s1}}{K'_{c1}}\right), \tag{622}$$

$$\omega'_2 = -\operatorname{arctg}\left(\frac{K'_{s2}}{K'_{c2}}\right). \tag{623}$$

Таким образом, даже если классическая ТДС не является затменной переменной, формулы (621)–(623) позволяют оценить наклонение орбиты i по релятивистским эффектам (при точности определения лучевых скоростей порядка 1 м/с).

Как уже отмечалось, эффекты ненулевых размеров звезд совместно с приливными эффектами могут маскировать релятивистские эффекты в кривых лучевых скоростей звезд-компонент классических ТДС. Для оценки влияния приливных эффектов нами была выбрана классическая ТДС с параметрами $q = M_2/M_1 = 1$, $M_1 = 1M_\odot$, $M_2 = 1M_\odot$, $T_1 = 5000\,$К, $T_2 = 5000\,$К, $i = 90°$, $P = 5^{\rm d}$ и рассматривались случаи круговой орбиты ($e = 0$) и эллиптической орбиты ($e = 0{,}2$). Методами, описанными выше, были синтезированы профили линии поглощения Ca I λ 6439 Å в разных фазах орбитального периода (эффектами затмений компонент пренебрегается). По вычисленным интегральным профилям линий методами, описанными выше, были построены синтетические кривые лучевых скоростей одной из компонент системы. При вычислении профилей линии Ca I λ 6439 Å учитывалась приливно-вращательная деформация компонент, потемнение к краю, эффект гравитационного потемнения, а также эффект «отражения» — взаимного прогрева компонент. Параметр β гравитационного потемнения брался равным $\beta = 0{,}08$ (Lucy, 1967). Текущим параметром был параметр μ — степень заполнения полости Роша звездой, характеризующий ее приливную деформацию. Ввиду малости ожидаемых эффектов, принимались особые меры по уменьшению погрешностей аппроксимации при моделировании профилей линий.

На рис. 255, 256 приведены положительные ветви синтезированных нами кривых лучевых скоростей для $e = 0$ и различных $\mu = 0{,}5$, $0{,}8$, $1{,}0$. Видно, что при полуамплитуде кривой лучевых скоростей $K_1 \simeq 75\,$км/с различие в величинах V_{r1} достигает 1,8 км/с, причем с увеличением μ максимум кривой лучевых скоростей

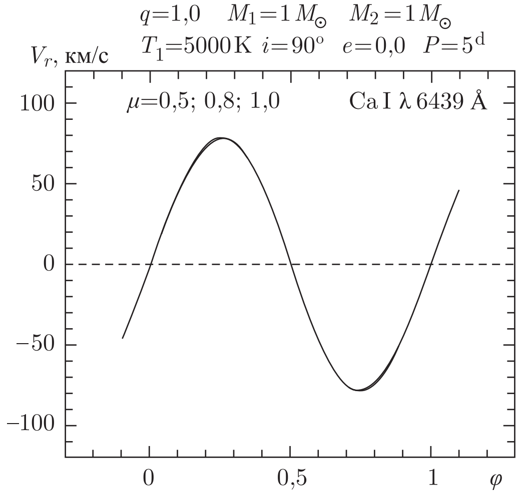


Рис. 255. Кривые лучевых скоростей классической ТДС, вычисленные в рамках модели Роша, для круговой орбиты, с учетом реальной фигуры звезд при различных степенях заполнения полости Роша: $\mu = 0{,}5$, $0{,}8$, 1. Приняты следующие параметры системы $q = 1$, $M_1 = 1M_\odot$, $M_2 = 1M_\odot$, $T_1 = 5000\,$К, $T_2 = 5000\,$К, $i = 90°$, $e = 0{,}0$, $P_{\rm orb} = 5^{\rm d}$. Кривые лучевых скоростей построены по серии теоретических интегральных профилей линии поглощения Ca I λ 6439 Å.

смещается от фазы $\varphi = 0{,}25$ в сторону больших фаз ($\varphi \simeq 0{,}26$) — см. рис. 256, где кривые лучевых скоростей приведены в более крупном масштабе. При изменении μ от 0,5 до 0,8 (средний радиус звезды меняется на $\Delta R/R = 60\,\%$) максимальное различие ΔV_{r1} составляет $\Delta V_{r1} \simeq 200\,$м/с. Предполагая, что в области малых μ различие ΔV_{r1} между кривыми лучевых скоростей зависит от μ линейно, находим, что при $\mu = 0{,}5$ относительное изменение радиуса $\Delta R/R$ звезды на 6 % приводит к различию $\Delta V_{r1} \simeq 20\,$м/с, а в случаях $\Delta R/R = 2\,\%$ и $1\,\%$ $\Delta V_{r1} \simeq 7\,$м/с и 3 м/с соответственно.

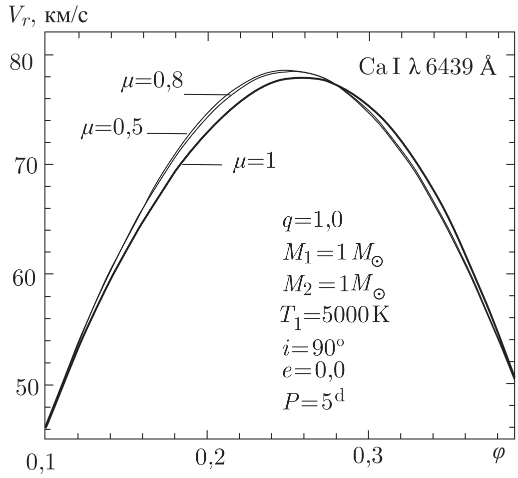


Рис. 256. То же что на рис. 255, в более крупном масштабе

В случае, когда орбита системы эллиптическая ($e = 0{,}2$), из-за уменьшения расстояния между компонентами в периастре орбиты приливная деформация звезды возрастает по сравнению со случаем круговой орбиты, поэтому максимальное различие в кривых лучевых скоростей при прочих равных условиях в ~ 3 раза больше (см. рис. 257).

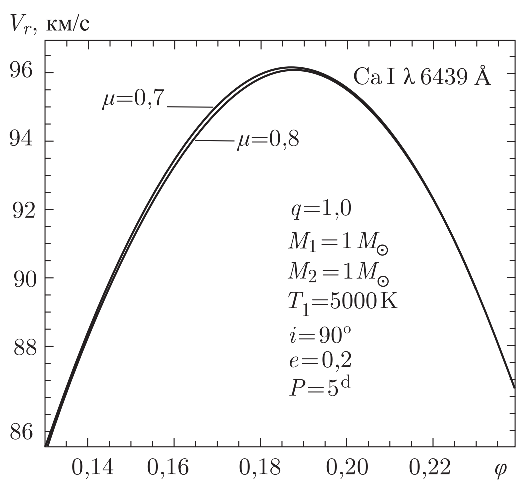


Рис. 257. Кривые лучевых скоростей классической ТДС, вычисленные в рамках модели Роша, с учетом реальной фигуры звезд для эллиптической орбиты при степени заполнения звездой полости Роша $\mu = 0{,}7$ и 0,8. Приняты следующие параметры системы: $q = 1{,}0$, $M_1 = 1M_\odot$, $M_2 = 1M_\odot$, $T_1 = 5000$ K, $T_2 = 5000$ K, $i = 90°$, $e = 0{,}2$, $P_{\text{orb}} = 5^d$. Кривые лучевых скоростей построены по серии теоретических интегральных профилей линии поглощения Ca I λ 6439 Å.

На рис. 258 для наглядности приведены полные кривые лучевых скоростей для случая $e = 0{,}2$ при $\mu = 0{,}7$, и 0,8

Если бы радиусы звезд в ТДС были известны точно, то с помощью описанной методики можно было бы корректно отделить эффекты приливной деформации звезды

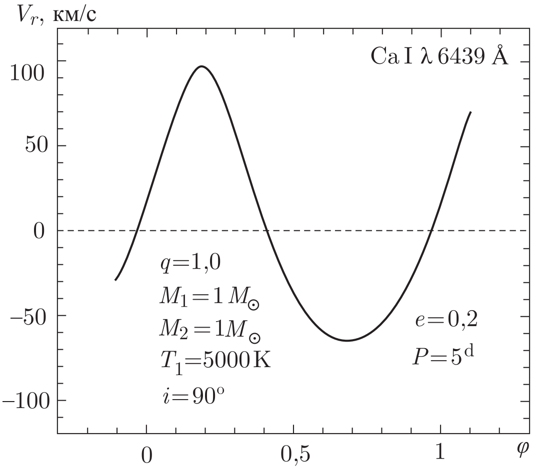


Рис. 258. То же, что на рис. 257; общий вид кривых лучевых скоростей (в этом масштабе кривые для $\mu = 0{,}7$ и $0{,}8$ практически совпадают)

в ТДС от релятивистских эффектов в ее орбитальном движении. К сожалению, радиусы звезд известны со значительной погрешностью. Даже в наилучшем случае затменной двойной системы при точности наземных фотометрических наблюдений $\sim 0{,}005^m$ точность определения радиусов звезд из кривой блеска не превышает $\sim 1\,\%$ (см. выше). При точности определения радиуса звезды $\Delta R/R = 1\,\%$, как следует из расчетов, приведенных выше, неопределенность в кривой лучевых скоростей звезды в ТДС, обусловленная ее приливной деформацией для типичной степени заполнения полости Роша звездой $\mu = 0{,}5$ в случае круговой орбиты составляет $\Delta V_{r1} \simeq 3$ м/с, а для эллиптической орбиты $\Delta V_{r1} \simeq 10$ м/с. Эти величины того же порядка, что и ожидаемая амплитуда релятивистских эффектов.

Космические фотометрические миссии, такие как COROT и Kepler (Basri et al., 2005) позволят на порядок повысить точность кривых блеска классических затменных систем, что даст возможность многократного увеличения точности определения радиусов звезд из анализа кривых блеска. Это позволит корректно учесть эффекты приливной деформации звезд в классической ТДС и выявить релятивистские эффекты в орбитальном движении звезд. При этом наклонение орбиты i может быть надежно определено как из анализа затмений, так и по релятивистским эффектам, что дает возможность независимого контроля результатов интерпретации кривой блеска и кривой лучевых скоростей.

В работе (Zucker and Alexander, 2006) отмечена принципиальная возможность определения с помощью релятивистских эффектов массы невидимой звезды в случае, когда наблюдается кривая лучевых скоростей лишь одной компоненты в классической ТДС с эллиптической орбитой. В этом случае по релятивистским эффектам удается определить полуамплитуду кривой лучевых скоростей невидимой звезды:

$$K_2 = \frac{2K'_{s1}}{\sin\omega} - c\frac{\sin^2 i}{e}\left(\cos\omega + \frac{K'_{c1}}{K'_{s1}}\sin\omega\right). \tag{624}$$

Если из анализа высокоточной затменной кривой блеска ТДС определены величины i, e и ω, то, зная K_2, можно найти массу невидимой звезды. Разумеется, и в этом случае следует корректно учесть влияние эффектов приливной деформации звезды в ТДС на соответствующую кривую лучевых скоростей.

В работе (Zucker and Alexander, 2006), помимо важности учета приливной деформации звезды в ТДС, отмечена необходимость учета других факторов, которые могут маскировать релятивистские эффекты в кривой лучевых скоростей. Это, прежде всего, релятивистский эффект, учитывающий время прохождения света звезды (light-travel-time effect). Соответствующая добавка к наблюдаемой лучевой скорости V_{r1} описывается формулой

$$\Delta V_{LT} = \frac{K_1^2}{c} \sin^2(v + \omega)(1 + e\cos v). \tag{625}$$

Кроме того, отмечается, что на точность определения кривой лучевых скоростей звезды в ТДС влияет ряд факторов: пульсации звезды, ее вращение (которое уширяет линию, что затрудняет определение лучевой скорости), конвекция (в случае звезд класса F–M), пятнистая структура поверхности звезды и т. п. Поэтому даже с применением самых мощных и совершенных средств наблюдений достигнуть точности определения лучевой скорости звезды в классической ТДС лучше 1 м/с представляется не всегда возможным.

Подчеркнем еще раз, что релятивистские эффекты в классических ТДС максимальны в системах с большими эксцентриситетами орбит и большими амплитудами кривых лучевых скоростей компонент. Именно в таких системах представляются перспективными попытки оценивать параметры ТДС по релятивистским эффектам.

3. Параметры внесолнечных планет, полученные из анализа затмений

Одним из выдающихся достижений современной астрономии является открытие внесолнечных планет (Mayor and Queloz, 1995), которое стало возможным благодаря радикальному повышению точности доплеровских спектроскопических измерений лучевых скоростей звезд (см., например, Valenti et al., 1995, Butler et al., 1996). К настоящему времени доплеровским методом открыты сотни планет вокруг других звезд — экзопланет (см., например, обзор Udry and Santos, 2007). Из этих данных получается оценка нижней границы массы экзопланеты и радиуса ее орбиты. Открытие прохождений планет по дискам звезд (Charbonneau et al., 2000, Henry et al., 2000) позволило найти наклонения орбит и дать надежные оценки размеров орбит, радиусов и масс ряда экзопланет. К настоящему времени открыто свыше 30 экзопланет, демонстрирующих эффекты затмения центральной звезды. Число открытых звезд с затмениями экзопланетами непрерывно пополняется в результате фотометрических наблюдений с бортов орбитальных обсерваторий COROT и Kepler. Для 14 экзопланет получены кривые затмения, качество которых вполне достаточно для определения фундаментальных параметров планет и центральных звезд.

В работе (Southworth, 2008) выполнена интерпретация кривых затмения для 14 планет, определены радиусы планет и ускорения силы тяжести на их поверхностях. Попутно исследованы возможности определения нелинейных законов потемнения к краю для центральных звезд. Изложим кратко результаты этой работы. Особенность затмений звезд планетами состоит в том, что радиусы компонент очень сильно различаются. Если в данном случае применять стандартные методы синтеза кривых блеска затменных систем, то может оказаться, что планета будет покрывать лишь небольшое число элементарных площадок на диске звезды, что приведет к значительным погрешностям аппроксимации. Поэтому применение широко распространенных программных комплексов, таких как код Вильсона и Девиннея (Wilson and Devinney, 1971, Wilson, 1979, 1993), WINK (Wood, 1971, 1973), EBOP (Etzel, 1975, Popper and Etzel, 1981), программа Антохиной (1996), требует особого внимания с точки зрения максимального уменьшения погрешности аппроксимации. В работах (Mandel and Agol, 2002, Gimenez, 2006, Абубекеров и др., 2010) развит полностью аналитический метод расчета кривых блеска при затмении звезды планетой, который использует модель двух сферических звезд. Этот метод позволяет избежать проблем с погрешностью аппроксимации, однако, ввиду того, что планета может быть приливно деформирована в гравитационном поле звезды (все экзопланеты, показывающие эффекты затмений, имеют короткие орбитальные периоды), модель двух сферических звезд может оказаться слишком сильной идеализацией.

Southworth (2008) использовал программу синтеза EBOP, в которой звезды представляются двухосными эллипсоидами. Эта программа была модифицирована в работах (Southworth et al., 2004a, b) путем усовершенствования алгоритма минимизации невязки, улучшения трактовки потемнения к краю (учета его нелинейности) и введением специального блока программы, позволяющего детально анализировать ошибки найденных параметров модели. Эта программа называется JKTEBOP code и доступна по Интернету (сайт http://www.astro.keele.ac.UK/~jkt/codes.html). Ввиду того, что планета в видимом свете является абсолютно темным телом, решение обратной задачи интерпретации кривой затмения существенно упрощается. Кривая блеска в данном случае, помимо слабой зависимости от потемнения к краю, зависит главным образом от трех параметров: относительных радиусов компонент $r_\mathrm{A} = R_\mathrm{A}/a$, $r_b = R_b/a$ и наклонения орбиты (орбитальный период P и момент середины затмения T_0 могут быть определены до решения обратной задачи, и в процессе решения задачи требуются лишь их небольшие уточнения). Здесь a — радиус относительной орбиты, R_A — радиус звезды, R_b — радиус планеты. В то же время, у кривой блеска имеются три основные наблюдаемые характеристики: глубина затмения, его ширина и длительность кольцевых фаз затмения. Следует подчеркнуть, что, ввиду относительно малого радиуса планеты, затмение звезды планетой имеет почти П-образный вид, поэтому, в отличие от случая классических ТДС, длительность затмения в данном случае определяется весьма надежно.

В программе JKTEBOP осуществляется поиск следующих параметров: суммы относительных радиусов $(r_A + r_b)$, отношения радиусов $k = r_b/r_\mathrm{A}$, наклонения орбиты i. Кроме того, имеется возможность использовать различные законы потемнения к краю для звезды и находить соответствующие коэффициенты потемнения. В работе (Southworth, 2008) использовались следующие законы потемнения:

- линейный:
$$I(\mu) = I_0[1 - u(1 - \mu)], \qquad (626)$$
где $\mu = \cos\gamma$, γ — угол между нормалью к поверхности звезды и лучом зрения, u — коэффициент потемнения, I_0 — интенсивность в центре диска звезды;
- квадратичный:
$$I(\mu) = I_0[1 - u_q(1 - \mu) - v_q(1 - \mu)^2], \qquad (627)$$
- закон квадратного корня:
$$I\,(\mu) = I_0\,[1 - u_S\,(1 - \mu) - v_S\,(1 - \sqrt{\mu}\,)]\,, \qquad (628)$$
- логарифмический закон:
$$I(\mu) = I_0[1 - u_l(1 - \mu) - v_l\mu\ln\mu], \qquad (629)$$
- кубический закон:
$$I(\mu) = I_0[1 - u_c(1 - \mu) - v_c(1 - \mu)^3]. \qquad (630)$$

Автор, на основе обширных расчетов, дает следующие рекомендации по применению законов потемнения к краю: при имеющейся точности наблюдений должны быть использованы нелинейные законы потемнения (лучше всего подходит квадратичный закон); в большинстве случаев достаточно зафиксировать один из коэффициентов потемнения (u или v) на основе использования модели звездной атмосферы и искать лишь один коэффициент; использование нелинейных законов потемнения с тремя и более коэффициентами при имеющейся точности наблюдений не является необходимым. Теоретические значения коэффициентов потемнения u, v брались из работ (Van Hamme, 1993, Claret et al., 1995, Diaz — Cordoves et al., 1995, Claret, 2000, 2004b, Claret and Hauschildt, 2003).

Особое внимание в работе (Southworth, 2008) уделяется анализу ошибок найденных параметров. Отмечается, что ошибки параметров, оцененные на основе ковариационной матрицы в методе дифференциальных поправок ненадежны при наличии корреляций между параметрами (Popper, 1984, Maceroni and Rucinski, 1997, Southworth and Clausen, 2007). Автор использовал метод Монте-Карло для оценки ошибок параметров. При использовании достаточно большого числа реализаций (возмущений оптимальной теоретической кривой блеска) метод Монте-Карло позволяет наглядно исследовать пространство искомых параметров и изучать различные корреляции между ними. Автор использовал по 1000 реализаций для каждой из затменных кривых блеска. Метод Монте-Карло эффективен при исследовании случайных ошибок, но он не годится при наличии систематических ошибок в наблюдательных данных. Между тем, проблема наличия систематических ошибок в наблюдаемых кривых затмения очень важна при исследовании затмений звезд планетами, ввиду малости глубины затмения ($\sim 0{,}01^m$). Изменения воздушной массы, параметров гидирования телескопа, его фокусировки, отклика детектора и другие причины могут приводить к значительной корреляции точек на затменной кривой блеска. Корреляция между точками наблюдаемой кривой блеска может быть вызвана также особенностями редукции наблюдательных данных: например, в работе (Gillon et al., 2007a) показано, что глубина наблюдаемой затменной кривой блеска в событии OGLE-TR-132 существенно зависит от используемого метода редукции. Детальный анализ того, как «красный шум» (т. е. медленные систематические изменения) искажает результаты анализа наблюдений затмений звезд экзопланетами, дан в работе (Pont et al., 2006).

Для выяснения влияния систематических ошибок на результаты интерпретации затменных кривых блеска автор работы (Southworth, 2008) использовал метод перестановки остаточных отклонений (Jenkins et al., 2002). В этом методе остаточные отклонения от оптимальной кривой блеска систематически смещаются последовательно к следующим наблюдательным точкам. После каждого такого смещения проводится интерпретация кривой блеска, и получаемый разброс значений искомых параметров дает представление о влиянии систематических ошибок наблюдений на результаты интерпретации кривой блеска. Этот метод был использован ранее при анализе затменных кривых блеска для ряда планетных прохождений (Bouchy et al., 2005, Pont et al., 2005, Gillon et al., 2007в, Knutson et al., 2007).

На рис. 259 приведены наблюдаемая и оптимальная теоретическая кривая блеска для прохождения TrES-1 (TrES — аббревиатуры выражения «Trans-Atlantic Exoplanet Survey»). Использовались 1149 наблюдательных точек, полученных в работе (Winn et al., 2007). Орбитальный период этой планеты $P_{\mathrm{orb}} = 3{,}030065^{\mathrm{d}}$, орбита круговая, отношение масс $q = m_p/m_s = 0{,}00085$, где m_p — масса планеты, m_s — масса звезды. Теоретическая кривая блеска получена при квадратичном законе потемнения к краю. Оптимальные значения параметров следующие: $i = 88{,}67^\circ \pm 0{,}71^\circ$, $r_A = 0{,}0964 \pm 0{,}0018$, $r_b = 0{,}01331 \pm 0{,}00035$. Ошибки соответствуют 1σ и получены, как уже отмечалось, методом Монте-Карло, т. е. в рамках статистики нормального распределения.

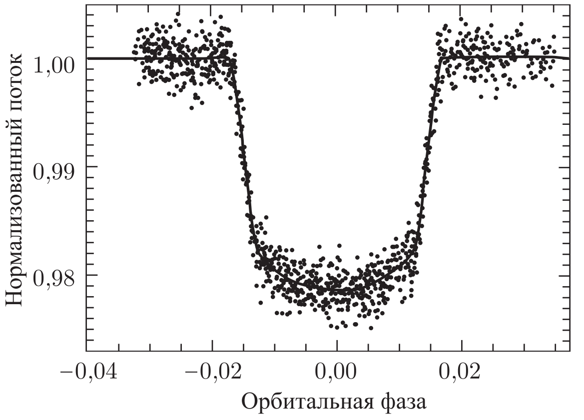


Рис. 259. Наблюдаемая кривая блеска для транзита TrES-1 (из работы Winn et al., 2007) и оптимальная теоретическая кривая блеска, полученная с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения, в котором оба коэффициента потемнения фиксированы. (По материалам работы Southworth, 2008)

На рис. 260 приведены наблюдаемая и оптимальная теоретическая кривые блеска для прохождения TrES-2. Наблюдаемая кривая блеска включает 1033 индивидуальных точек и получена в работе (Holman et al., 2007). Отношение масс для этой системы $q = 0{,}0012$, орбита круговая. Теоретическая кривая блеска получена с квадратичным законом потемнения, в котором линейный коэффициент u был зафиксирован, а нелинейный (v) искался совместно с основными параметрами модели. Оптимальные значения параметров следующие: $i = 83{,}71° \pm 0{,}42°$, $r_A = 0{,}1296 \pm 0{,}0038$, $r_b = 0{,}01643 \pm 0{,}00046$.

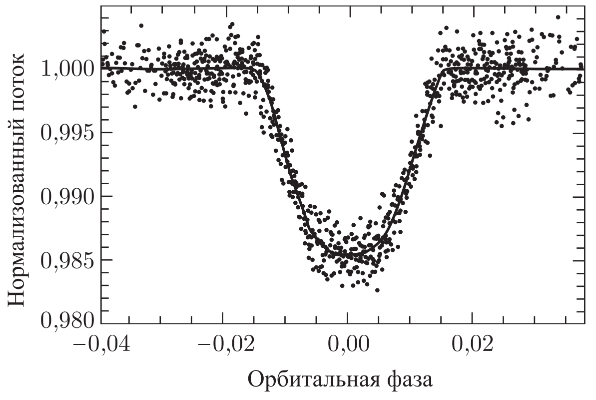


Рис. 260. Наблюдаемая кривая блеска для транзита TrES-2 (из работы Holman et al., 2007) и оптимальная теоретическая кривая блеска, полученная с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения, в котором линейный коэффициент потемнения фиксирован. (По материалам работы Southworth, 2008)

На рис. 261 приведены наблюдаемая и оптимальная теоретическая кривые блеска для прохождения XO-1. Кривая блеска (Holman et al., 2006) содержит 821 индивидуальную точку, отношение масс в системе $q = 0{,}001$, орбитальный период $P_{\text{orb}} = 3{,}941534^{\text{d}}$, орбита круговая. Использовался квадратичный закон потемнения с фиксированным линейным коэффициентом u и нелинейным коэффициентом v — свободным параметром задачи. Оптимальные параметры следующие: $i = 89{,}06^\circ \pm 0{,}84^\circ$, $r_A = 0{,}0886 \pm 0{,}0019$, $r_b = 0{,}01166 \pm 0{,}00035$.

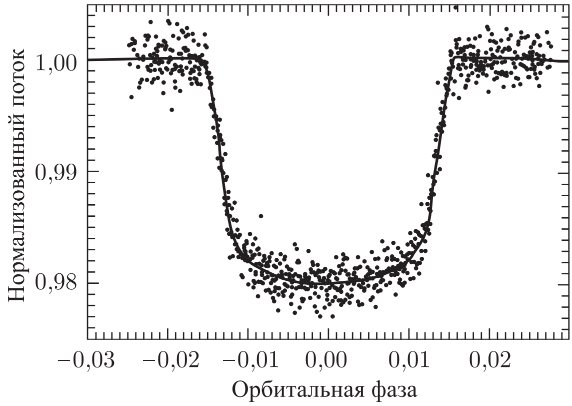


Рис. 261. Наблюдаемая кривая блеска для транзита XO-1 (из работы Holman et al., 2006) и оптимальная теоретическая кривая блеска, полученная с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения, в котором линейный коэффициент потемнения фиксирован. (По материалам работы Southworth, 2008)

На рис. 262 показаны кривые блеска для транзита HD209458 (Brown et al., 2001, Rowe et al., 2006). Верхняя кривая (Brown et al., 2001) получена по данным с борта Космического телескопа «Хаббл». Показаны также оптимальные теоретические кривые блеска с использованием квадратичного закона потемнения. HD209458 — первая звезда, у которой было открыто прохождение планеты (Charbonneau et al., 2000,

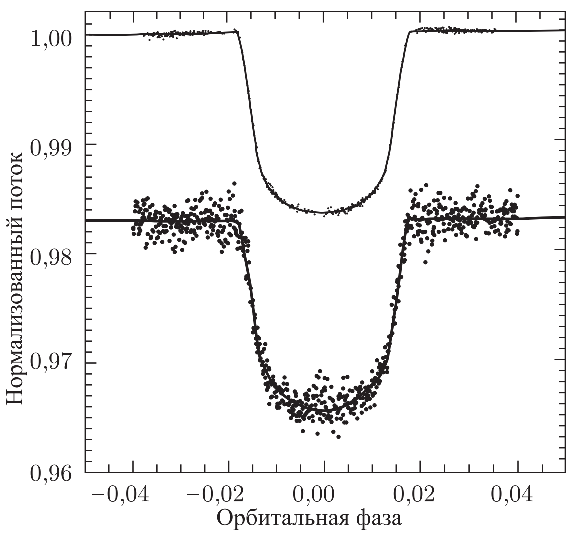


Рис. 262. Наблюдаемые кривые блеска для транзита HD209458 из работ Brown et al. (2001) (вверху) и Rowe et al. (2006) (внизу) и оптимальные теоретические кривые блеска, полученные с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения к краю. (По материалам работы Southworth, 2008)

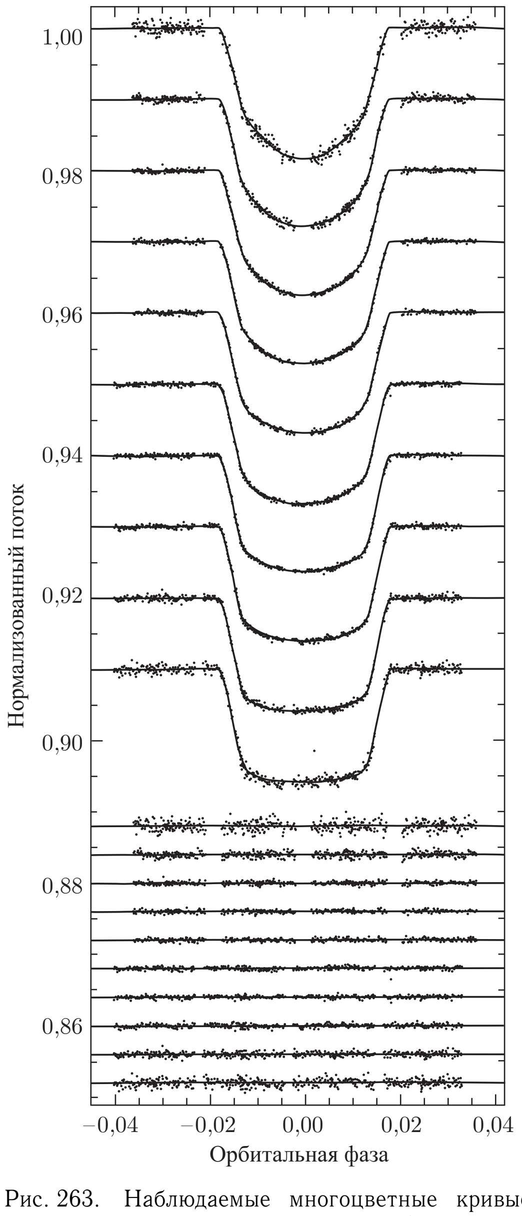


Рис. 263. Наблюдаемые многоцветные кривые блеска для транзита HD209458 (из работы Knutson et al., 2007), полученные на HST, и оптимальные теоретические кривые блеска, полученные с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения. Кривые блеска расположены сверху вниз по мере возрастания длины волны. Внизу показаны невязки между наблюдаемыми и теоретическими кривыми блеска. (По материалам работ Southworth, 2008; Абубекеров и др., 2011)

Henry et al., 2000). Орбитальный период системы $P_{\rm orb} = 3{,}52474859^{\rm d}$, отношение масс $q = 0{,}00056$, орбита круговая.

Высокоточные многоцветные кривые блеска HD209458 получены по данным с борта Космического телескопа Хаббл в работе (Knutson et al., 2007). Были получены 10 кривых блеска, содержащих по ~ 500 индивидуальных точек и охватывающих диапазон длин волн 3200–9800 Å (см. рис. 263). Кривые блеска (в кольцевых фазах затмения) показывают явную зависимость потемнения к краю по диску звезды от длины волны, что может служить хорошим тестом для проверки моделей звездных атмосфер. Оптимальные кривые блеска, приведенные на рис. 263, получены с квадратичным законом потемнения, в котором свободными параметрами являются как линейный, так и нелинейный коэффициенты потемнения. Линейный закон потемнения в данном случае уверенно отвергается.

10 кривых блеска для разных λ были интерпретированы независимо. Поскольку эти кривые блеска имеют малые ошибки, обусловленные фотонным шумом, автор для оценки ошибок искомых параметров использовал метод перестановки остаточных отклонений для того, чтобы максимально учесть влияние систематических ошибок на результаты интерпретации кривых блеска. Линейный закон потемнения, особенно для коротковолновой части спектра, где потемнение к краю наибольшее, уверенно отвергается. Гораздо лучшие результаты интерпретации получаются с квадратичным законом потемнения, в котором оба коэффициента (линейный и нелинейный) являются свободными параметрами.

На рис. 264 приведено сравнение полученных коэффициентов потемнения в линейном законе с теоретическими коэффициентами (Claret, 2004b).

Видно, что при наличии качественного согласия между наблюдениями и теорией имеются значительные количественные расхождения, которые нарастают с увеличением длины волны: теоретические значения u_λ систематически больше наблюдаемых.

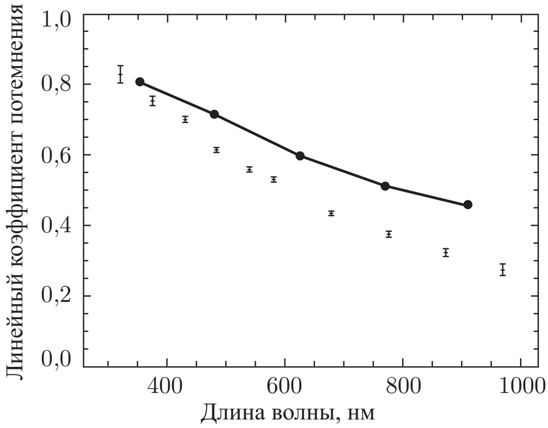


Рис. 264. Зависимость линейного коэффициента потемнения к краю от длины волны для HD209458, восстановленная в работе (Southworth, 2008) с помощью программы JKTEBOP, с использованием 10 кривых блеска этой системы, полученных на HST (Knutson et al., 2007). Сплошная линия — теоретическая зависимость линейного коэффициента потемнения из работы Claret (2004b)

Как уже отмечалось, линейный закон потемнения не очень хорошо согласуется с теоретическими кривыми блеска (рис. 263). Более адекватным многоцветным наблюдательным данным является квадратичный закон потемнения. На рис. 265 приведено сравнение с наблюдениями теоретических коэффициентов потемнения u_λ и v_λ в квадратичном законе потемнения. Видно, что и в этом случае при качественном согласии наблюдений и теории имеются значительные расхождения количественного характера: теоретические значения u_λ и v_λ меняются с длиной волны значительно слабее, чем наблюдаемые. Если этот вывод подтвердится для других звезд, у которых наблюдаются затмения планетами, то потребуется дальнейшее уточнение теоретических моделей звездных атмосфер.

Автор (Southworth, 2008) отмечает, что разброс оптимальных геометрических параметров модели, полученных для каждой из 10 затменных кривых блеска (рис. 263), сильно превосходит величины оцененных ошибок. Этот разброс максимален для отношения радиусов $k = r_b/r_\mathrm{A}$ и составляет $11{,}3\sigma$ для решения с линейным законом потемнения и $5{,}6\sigma$ для решения с нелинейным (квадратичным) законом. Подчеркивается, что кривые блеска для разных λ (рис. 263) не являются вполне независимыми, поскольку они получены в одном сете наблюдений.

Интерпретация трех независимых кривых блеска HD209458, полученных в разные эпохи (Brown et al., 2001, Rowe et al., 2006, Knutson et al., 2007), позволила автору работы (Southworth, 2008) получить следующие окончательные оптимальные значения параметров: $i = 86{,}589° \pm 0{,}076°$, $r_A = 0{,}11414 \pm 0{,}00024$, $r_b = 0{,}01392 \pm 0{,}00010$.

Различия между параметрами, полученными для каждой индивидуальной кривой блеска, существенно превышают оцененные ошибки параметров: величина отношения радиусов k меняется от одной кривой блеска к другой на $3{,}6\sigma$.

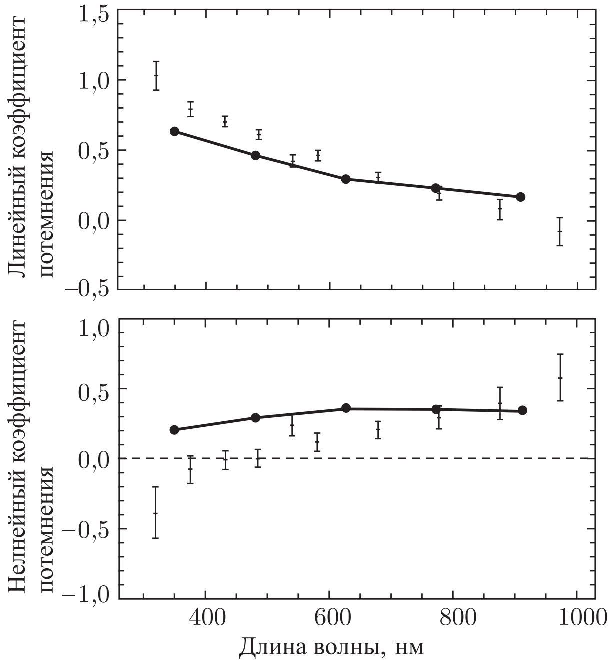


Рис. 265. Зависимость линейного и нелинейного коэффициентов потемнения в квадратичном законе потемнения к краю от длины волны, восстановленная в работе (Southworth, 2008) с помощью программы JKTEBOP из анализа многоцветных кривых блеска HD209458, полученных в работе (Knutson, 2007) на HST. Сплошными линиями указаны теоретические зависимости, найденные в работе (Claret, 2004b)

Такие же значительные различия между результатами интерпретации получаются и при анализе трех независимых высокоточных кривых затмения для HD189733 ($P_{\text{orb}} = 2{,}2185733^{\text{d}}$, $q = 0{,}0014$, $e = 0$): отношение радиусов меняется от одной кривой блеска к другой на $6{,}7\sigma$, что соответствует изменению радиуса r_A на $3{,}1\sigma$ и r_b на $2{,}1\sigma$. Наблюдаемые и оптимальные теоретические кривые блеска для HD189733 приведены на рис. 266. Автор (Southworth, 2008) считает, что эти различия связаны с наличием систематических ошибок в каждой из трех независимых кривых блеска, которые, в частности, искажают глубину затмения. Поэтому результаты интерпретации кривых блеска при затмении звезды планетой могут считаться достаточно надежными, если используется не менее трех независимых кривых затмения, полученных в разные эпохи. Окончательные значения параметров для HD189733 следующие (Southworth, 2008): $i = 85{,}78° \pm 0{,}25°$, $r_A = 0{,}1113 \pm 0{,}0031$, $r_b = 0{,}0175 \pm 0{,}0005$.

Используя найденные значения радиусов планет, автор работы (Southworth, 2008) вычислил ускорения силы тяжести g_b на поверхности 14 исследованных планет. В большинстве случаев величины g_b лежат в пределах десятков м/с^2. С привлечением данных, полученных другими авторами, Southworth (2008) приводит таблицу ускорений силы тяжести для 30 планет. Им обнаружена слабая корреляция между g_b и P_{orb}: ускорение силы тяжести на поверхности планеты в среднем возрастает с укорочением орбитального периода. Объяснением этой корреляции может служить то, что короткопериодические планеты расположены в среднем ближе к центральной звезде. Поэтому, под влиянием излучения этой звезды атмосферы планет подверглись испарению, что привело к уменьшению их эффективных радиусов.

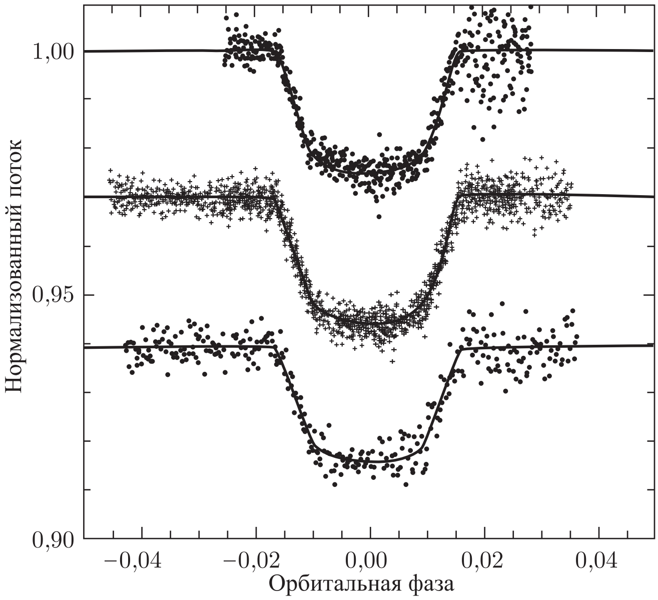


Рис. 266. Наблюдаемые кривые блеска для транзита HD189733 из работ (Bakos et al., 2006) — вверху, и (Winn et al., 2007) — в середине и внизу. Приведены также теоретические кривые блеска, вычисленные с помощью программы JKTEBOP с использованием квадратичного закона потемнения при фиксированном линейном коэффициенте потемнения. (По материалам работы Southworth, 2008)

В работе Абубекерова и др. (2011) развит полностью аналитический метод интерпретации кривых блеска при затмении звезд экзопланетами в рамках модели двух сферических тел, определены параметры системы HD209458 и характеристики потемнения к краю звезды.

Главная цель работы (Абубекеров и др., 2011) состояла в детальном исследовании потемнения к краю звезды G0V в системе HD209458 на основе анализа высокоточных спутниковых наблюдений кривых затмения этой звезды экзопланетой.

В последние годы благодаря космическим миссиям (HST, COROT, Kepler) получены уникальные по точности кривые затмения звезд экзопланетами (Brown et al., 2001, Knutson et al., 2007, Shellen et al., 2009, Bertout et al., 2009, Pont et al., 2008). Недавно группа проекта Kepler объявила о результатах обработки первого года наблюдений на этом космическом телескопе и заявила об открытии около 700 новых затмений звезд экзопланетами. Это обеспечивает широкие перспективы определения параметров экзопланет разных типов, включая планеты земного типа, а также дает уникальную возможность детального исследования потемнения к краю дисков звезд разных спектральных классов и классов светимости.

До последнего времени проверка моделей большинства звездных атмосфер проводилась в основном путем сравнения наблюдаемого и теоретического спектров от всего диска звезды. Лишь наблюдения Солнца позволяют изучать также и угловое распределение интенсивности излучения, выходящего из его атмосферы. Высокоточные спутниковые многоцветные наблюдения покрытий звезд экзопланетами дают новую и уникальную возможность независимой проверки моделей атмосфер звезд разных типов, по угловому распределению излучения для разных длин волн, выходящего из атмосферы звезды. Угловое распределение интенсивности выходящего излучения, характеризуемое законом потемнения к краю по диску звезды, несет важную информацию о распределении температуры с глубиной в атмосфере звезды (см. выше).

Важным преимуществом затмений звезд экзопланетами для определения законов потемнения к краю звезд является пренебрежимая малость эффектов отражения и эллипсоидальности, а также кольцевой характер затмения при относительно малом радиусе затмевающей планеты, которая имеет нулевую собственную светимость (в оптическом и ближним ИК-диапазонах). Поэтому, несмотря на то, что относительная точность кривых затмения в данном случае не экстремально высока (в случае спутниковых наблюдений составляет ~ 1–$2\,\%$ по отношению к глубине затмения), перечисленные благоприятные обстоятельства позволяют уверенно находить коэффициенты потемнения как в линейном, так и в нелинейном законах потемнения к краю. Поэтому эти исследования важны не только для определения фундаментальных характеристик экзопланет, но и для дальнейшего развития теории звездных атмосфер.

Следует отметить, что впервые на возможность обнаружения затмений звезд экзопланетами было указано в работах Тутукова (Тутуков, 1992, 1995).

В работе (Абубекеров и др., 2011) определены коэффициенты потемнения в линейном и нелинейном законах потемнения к краю по диску звезды G0V в системе HD209458 и, наряду с проверкой адекватности модели, выполнен детальный анализ ошибок определения ее параметров. Анализировались кривые блеска системы HD209458, полученные на HST в работах Брауна и др. (Brown et al., 2001) и Кнутсона и др. (Knutson et al., 2007). Кривая блеска Брауна и др. содержит 556 индивидуальных измерений блеска в диапазоне 5813–6382 Å. Величины относительных ошибок в данном случае (в долях глубины затмения) лежат в пределах от $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ до $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-2}$. Кривые блеска, полученные Кнутсоном и др. для 10 длин волн: 3201 Å, 3750 Å, 4300 Å, 4849 Å, 5398 Å, 5802 Å, 6779 Å, 7755 Å, 8732 Å, 9708 Å, содержат по 505–548 индивидуальных измерений и имеют относительную ошибку наблюдений в пределах $\sim 10^{-2}$–$3 \cdot 10^{-2}$.

Мы использовали модель двух сферических звезд на круговой орбите в отсутствие эффектов отражения и эллипсоидальности. Согласно данным, полученным для экзопланеты COROT-1b (Shellen et al., 2009), орбитальный период которой ($P_{\rm orb} = 1{,}509^{\rm d}$) вдвое короче, чем в системе HD209458 ($P_{\rm orb} = 3{,}52474859^{\rm d}$), полная наблюдаемая амплитуда эффекта отражения от планеты не превышает $0{,}0001^m$, амплитуда эффекта эллипсоидальности, по-видимому, в несколько раз меньше этой величины. Отсюда следует, что в пределах затмения (длительность которого составляет для системы COROT-1b $\sim 0{,}07$ от орбитального периода) изменения блеска, обусловленные эффектом отражения и эллипсоидальности, не превышают $\sim 10^{-5}$ звездной величины, что пренебрежимо мало. Учитывая неопределенность в форме планеты, связанную с возможным наличием у нее полупрозрачной атмосферы (протяженность которой может достигать $\sim 5\,\%$ от ее радиуса, см. Burrows et al., 2007), неопределенность связанную с возможным быстрым осевым вращением планеты и ее вращательной деформацией, а также малую степень заполнения планетой своей полости Роша ($\mu < 0{,}5$), сферическое приближение для планеты можно считать вполне удовлетворительным. Важно то, что в силу кольцевого характера затмения и относительно малого радиуса планеты, кривая блеска при затмении звезды экзопланетой слабо зависит от формы планеты.

При расчете кривой блеска в качестве функций распределения яркости по диску звезды использовался линейный закон потемнения к краю диска с линейным коэффициентом потемнения x:

$$I(\rho) = I_0 \left(1 - x + x\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2}} \right),$$

и нелинейный (квадратичный) закон потемнения к краю, отличающийся от линейного дополнительным слагаемым, содержащим квадратичный коэффициент потемнения к краю y:

$$I(\rho) = I_0 \left[1 - x\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2}}\right) - y\left(1 - \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2}}\right)^2 \right].$$

Здесь ρ — полярное расстояние точки от центра диска звезды, r — радиус диска звезды. Яркость в центре диска компоненты 1 (звезды) далее будем обозначать как $I_0^{(1)}$. Яркость $I_0^{(2)}$ в центре компоненты 2 (планеты) и, соответственно, яркость в любой точке ее диска предполагается равной нулю. Компонента 2 (планета) затмевает компоненту 1 (звезду) в орбитальных фазах θ, близких к π. Единицей длины в нашем случае является расстояние между центрами звезды и планеты $a = 1$, орбита считается круговой. «Третий свет» в модели отсутствует. Относительные радиусы звезды и планеты обозначим как r_1 и r_2 соответственно.

Искомыми параметрами модели являются: радиусы звезды и планеты r_1, r_2 соответственно, угол наклона орбиты i к картинной плоскости, коэффициент потемнения к краю x или x_1, а в случае квадратичного закона потемнения к краю — также и нелинейный коэффициент потемнения y_1.

Введем новые переменные:

$$\begin{cases} X_0^{(1)} = I_0^{(1)}(1 - x), \\ X_1^{(1)} = I_0^1 x \end{cases}$$

для линейного закона потемнения к краю и

$$\begin{cases} X_0^{(1)} = I_0^{(1)}(1 - x_1 - 2y_1), \\ X_1^{(1)} = I_0^{(1)}(x_1 + 2y_1), \\ X_2^{(1)} = I_0^{(1)} y_1 \end{cases}$$

для квадратичного закона потемнения к краю.

Тогда выражение для яркости в линейном законе потемнения запишется как

$$I^{(1)}(\rho) = \left(X_0^{(1)} + X_1^{(1)} \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2}} \right),$$

а в квадратичном — как

$$I^{(1)}(\rho) = \left(X_0^{(1)} + X_1^{(1)} \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r_1^2}} + X_2^{(1)} \frac{\rho^2}{r_1^2} \right).$$

В таких переменных яркость в точке диска звезды линейно зависит от параметров $X_0^{(1)}$, $X_1^{(1)}$, $X_2^{(!)}$. При этом яркость в точке диска звезды для нелинейного закона потемнения отличается от соответствующей яркости для линейного закона потемнения одним слагаемым, содержащим коэффициент $X_2^{(1)}$. Как уже отмечалось, компонента 2 в орбитальных фазах $\theta \simeq \pi$ затмевает компоненту 1 (звезду).

В случае затмения экзопланетой полный блеск звезды (компоненты 1) совпадает с полным блеском системы вне затмения:

$$L^{\text{full}} = 2\pi \int_0^{r_1} I^{(1)}(\rho)\, \rho d\rho = \pi r_1^2 \left(X_0^{(1)} + \frac{2}{3} X_1^{(1)} \right) = \pi r_1^2 I_0^{(1)} \left(1 - \frac{x_1}{3} \right)$$

в модели с линейным законом потемнения к краю и

$$L^{\text{full}} = 2\pi \int_0^{r_1} I^{(1)}(\rho)\,\rho d\rho = \pi r_1^2 \left(X_0^{(1)} + \frac{2}{3} X_1^{(1)} + \frac{1}{2} X_2^{(1)} \right) = \pi r_1^2 I_0^{(1)} \left(1 - \frac{x_1}{3} - \frac{y_1}{6} \right)$$

в модели с квадратичным законом потемнения к краю.

Полный блеск звезды в модели с квадратичным законом потемнения к краю:

$$L^s = 2\pi \int_0^{r} I^{(s)}(\rho)\,\rho d\rho = X_0^{(s)} \pi r_s^2 + \frac{2}{3} X_1^{(s)} \pi r_s^2 + \frac{1}{2} X_2^{(s)} \pi r_s^2, \quad s = 1,\ 2.$$

Здесь для универсализации внешнего вида расчетных формул, минимумов кривой блеска и сокращения числа уравнений затмевающей компоненте (ближней компоненте по отношению к земному наблюдателю) приписан индекс n, а затмеваемой компоненте (дальняя компонента по отношению к земному наблюдателю) — индекс f. При непосредственном расчете минимумов кривой блеска в диапазоне значений орбитальной фазы $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ (или $\cos\theta > 0$) переменную r_n следует заменить на r_1, а переменную r_f — на r_2. В диапазоне значений орбитальной фазы $\cos\,\theta < 0$, следует выполнить обратную замену — переменную r_f следует заменить на r_1, а переменную r_n — на r_2.

В новых обозначениях падение блеска при затмении:

$$L^{\text{dec}} \left(\Delta,\ r_f,\ r_n,\ X_0^{(f)},\ X_1^{(f)},\ X_2^{(f)} \right) = \iint\limits_{S(\Delta)} I^f(s)\,ds,$$

где Δ — расстояние между центрами дисков компонент, $S(\Delta)$ — область перекрытия дисков.

Для круговой орбиты имеем известное соотношение:

$$\Delta(\theta,\ i) = \sqrt{\cos^2 i + \sin^2 i \sin^2\theta}\,.$$

Для вычисления двойного интеграла в выражении для L^{dec}, так же как это было сделано в работе (Абубекеров и др., 2008), введем функции:

$$\overline{A}x \equiv \begin{cases} \pi, & \text{для } x < -1, \\ \arccos x, & \text{для } -1 \leqslant x \leqslant 1, \\ 0, & x > 1 \end{cases}$$

и

$$\overline{Q}x \equiv \begin{cases} \sqrt{x}, & \text{для } x \geqslant 0, \\ 0, & \text{для } \ x < 0, \end{cases}$$

$$\psi(\Delta,\ x,\ y) \equiv \overline{A} \left(\frac{x^2 + \Delta^2 - y^2}{2x\Delta} \right),$$

$$Q(\Delta,\ r_f, r_n) \equiv \overline{Q} \left(\left(r_f^2 - (\Delta - r_n)^2 \right) \left((\Delta + r_n)^2 - r_f^2 \right) \right),$$

а также полярную систему координат с началом в центре диска затмеваемой звезды и полярным углом φ, отсчитываемым в направлении от центра диска затмеваемой компоненты «f» к центру диска затмевающей компоненты «n». Тогда имеем:

$$L^{\text{dec}} \left(\Delta,\ r_f,\ r_n,\ X_0^{(f)},\ X_1^{(f)},\ X_2^{(f)} \right) = \int_0^{r_f^2} \psi(\Delta,\ \sqrt{\rho},\ r_n)\, I^{(f)}(\sqrt{\rho})\,d\rho =$$

$$= X_0^{(f)} L_0^{\text{dec}}(\Delta,\ r_f,\ r_n) + X_1^{(f)} L_1^{\text{dec}}(\Delta,\ r_f,\ r_n) + X_2^{(f)} L_2^{\text{dec}}(\Delta,\ r_f,\ r_n)\,.$$

Выражения для вычисления L_0^{dec} и L_1^{dec} получены в работе (Абубекеров и др., 2008). Для L_2^{dec}, аналогично тому, как в работе (Абубекеров и др., 2008) было получено выражение для L_0^{dec}, получаем:

$$L_2^{\mathrm{dec}}(\Delta,\ r_f,\ r_n) = \frac{2}{r_f^2}\int\limits_0^{r_f}\rho^3\psi(\Delta,\ \rho,\ r_n)\,d\rho = \psi(\Delta,\ r_f,\ r_n)\frac{r_f^2}{2} + \\ + \frac{r_n^2}{2r_f^2}\left(2\Delta^2 + r_n^2\right)\psi(\Delta,\ r_n,\ r_f) - \frac{1}{8r_f^2}\left(\Delta^2 + 5r_n^2 + r_f^2\right)Q(\Delta,\ r_f,\ r_n).$$

Кривая блеска двойной системы в модели с линейным законом потемнения к краю описывается функцией

$$L\left(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i,\ X_0^{(1)},\ X_1^{(1)}\right) = X_0^{(1)}L_0^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) + X_1^{(1)}L_1^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i),$$

а в модели с квадратичным законом потемнения к краю — функцией

$$L\left(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i,\ X_0^{(1)},\ X_1^{(1)}, X_2^{(1)}\right) = \\ = X_0^{(1)}L_0^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) + X_1^{(1)}L_1^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) + X_2^{(1)}L_2^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i).$$

Выражения для вычисления функций $L_{0,1,2}^{(1)}$ получены в работах (Абубекеров и др., 2008, 2009, 2011).

В наших моделях мы предполагаем полный блеск L^{full} известным (а при вычислениях — нормированным на единицу). При этом мы исключаем параметр $X_1^{(1)}$ в модели с линейным законом потемнения к краю:

$$X_1^{(1)} = \frac{3L^{\mathrm{full}}}{2\pi r_1^2} - \frac{3}{2}X_0^{(1)},$$

и $X_2^{(1)}$ в модели с квадратичным законом потемнения к краю:

$$X_2^{(1)} = \frac{2L^{\mathrm{full}}}{\pi r_1^2} - 2X_0^{(1)} - \frac{4}{3}X_1^{(1)}.$$

Тогда выражения, описывающие кривую блеска при фиксированном полном блеске системы, имеют следующий вид:

$$L\left(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i,\ X_0^{(1)}\right) = \frac{3L^{\mathrm{full}}}{2\pi r_1^2}L_1^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) + \\ + X_0^{(1)}\left(L_0^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) - \frac{3}{2}L_1^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i)\right)$$

для модели с линейным законом потемнения к краю, и

$$L\left(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i,\ X_0^{(1)},\ X_1^{(1)}\right) = \frac{3L^{\mathrm{full}}}{2\pi r_1^2}L_2^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) + \\ + X_0^{(1)}\left(L_0^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) - 2L_2^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i)\right) + \\ + X_1^{(1)}\left(L_1^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i) - \frac{4}{3}L_2^{(1)}(\theta,\ r_1,\ r_2,\ i)\right)$$

для модели с квадратичным законом потемнения к краю.

Также можно исключить параметр $I_0^{(1)}$ (яркость в центре диска звезды):

$$X_0^{(1)} = \frac{3L^{\text{full}}(1-x_1)}{\pi r_1^2(3-x_1)}$$

для модели с линейным законом потемнения к краю и

$$X_0^{(1)} = \frac{6L^{\text{full}}(1-x_1-2y_1)}{\pi r_1^2(6-2x_1-y_1)},$$

$$X_1^{(1)} = \frac{6L^{\text{full}}(x_1+2y_1)}{\pi r_1^2(6-2x_1-y_1)}$$

для модели с квадратичным законом потемнения к краю.

Выражениями, обратными этим выражениям, будут соответственно:

$$x_1 = \frac{6L^{\text{full}}}{\pi r_1^2 X_0^{(1)} - 3L^{\text{full}}},$$

и

$$x_1 = \frac{\pi r_1^2\left(12X_0^{(1)} + 11X_1^{(1)} - 12L^{\text{full}}\right)}{3\pi r_1^2\left(X_0^{(1)} + X_1^{(1)}\right)},$$

$$y_1 = \frac{6L^{\text{full}} - \pi r_1^2\left(6X_0^{(1)} + 4X_1^{(1)}\right)}{3\pi r_1^2\left(X_0^{(1)} + X_1^{(1)}\right)}.$$

При поиске минимальных значений функционала невязки мы сначала минимизируем его по линейным параметрам (см. выше) $X_0^{(1)}$ и $X_1^{(1)}$, поскольку за счет линейности такую минимизацию можно провести аналитически, т. е. получить аналитические выражения для величин $\widetilde{X}_0^{(1)}(r_1, r_2, i)$ и $\widetilde{X}_1^{(1)}(r_1, r_2, i)$, которые доставляют минимум функционалу невязки при фиксированных r_1, r_2, i, а также для их производных. Как известно (см. выше), при минимизации по линейным параметрам не меняется вид статистического распределения минимальных невязок, а лишь уменьшается число степеней свободы этого распределения. Дальнейшая минимизация проводится уже в отношении нелинейной функции трех переменных r_1, r_2, i. При этом в методе дифференциальных поправок непосредственно находятся центральные значения параметров r_1, r_2, i, $X_0^{(1)}$, $X_1^{(1)}$ и их ковариации. После чего осуществляется переход к параметрам r_1, r_2, i, x_1, y_1 по вышеприведенным формулам. При этом оценки для их дисперсий в методе дифференциальных поправок находятся как для модели, полученной путем соответствующей замены переменных (Абубекеров и др., 2009). Следует подчеркнуть, что минимизация по нелинейным параметрам изменяет вид статистического распределения минимальных невязок (Черепащук, 1993), которое лишь асимптотически (при числе точек наблюдений $M \to \infty$) стремится к распределению χ^2. Поскольку в нашем случае число точек на кривых блеска HD209458 велико ($M \gtrsim 500$), можно считать, что процедура минимизации функционала невязки между наблюдаемой и теоретической кривыми блеска позволит получить надежные асимптотические доверительные области для искомых параметров модели (см. выше).

Далее, по тексту, мы коэффициент потемнения в модели с линейным законом потемнения к краю обозначаем как x (без нижнего индекса «1»), а в модели с квадратичным законом потемнения к краю линейный и квадратичный коэффициенты потемнения по-прежнему обозначаются как x_1 и y_1. Относительный радиус звезды r_1 и радиус планеты r_2 мы далее в некоторых местах, для наглядности, будем обозначать как r_s и r_p соответственно.

Рассмотрим результаты нашей интерпретации наиболее точной кривой блеска HD209458, полученной на HST Брауном и др. (Brown et al., 2001) в диапазоне длин волн 5813–6382 Å; относительная ошибка индивидуального наблюдения лежит в диапазоне $\sim 7 \cdot 10^{-3}$–$1{,}5 \cdot 10^{-2}$. При анализе наблюдаемой кривой блеска искомыми параметрами являлись следующие: относительный радиус экзопланеты r_p, относительный радиус звезды r_s, наклонение орбиты i и коэффициенты потемнения x (линейный закон потемнения) и x_1, y_1 (нелинейный, квадратичный закон потемнения). Орбитальный период принят равным $P_{\text{orb}} = 3{,}52474859^{\text{d}}$ (Knutson et al., 2007), отношение масс планеты и звезды $q = m_p/m_s = 0{,}00055$ (Knutson et al., 2007). Орбита системы предполагалась круговой, радиус относительной орбиты принят равным единице.

В табл. 83 приведены результаты интерпретации кривой блеска Брауна и др. в рамках модели с линейным законом потемнения. Здесь приведены найденные центральные значения параметров r_s, r_p, i, x и их ошибки, полученные методом дифференциальных поправок (который, как уже отмечалось, эквивалентен методу Монте-Карло — см. выше) и методом доверительных областей в статистике, распределенной по закону χ^2_P (P — число искомых параметров) и в статистике с законом распределения χ^2_M (M — число наблюдаемых точек). Принят уровень доверия $\gamma = 95\,\%$, что в случае метода дифференциальных поправок соответствует 2σ, где σ — стандартное отклонение в рамках статистики, распределенной по нормальному закону.

Таблица 83

Результаты интерпретации высокоточной кривой блеска HD209458 из работы (Brown et al., 2001) в рамках линейного закона потемнения к краю. Ошибки параметров получены в рамках метода дифференциальных поправок и метода доверительных областей с использованием статистики, распределенной по закону χ^2_P (где P — число искомых параметров), а также в рамках статистики с законом распределения χ^2_M (где M — число точек на кривой блеска)

Параметр	Метод дифференциальных поправок (2σ)	Метод доверительных областей, χ^2_P, (95 %)	Метод доверительных областей, χ^2_M, (95 %)	Значения параметров из работы (Southworth, 2008) (1σ)
r_s ($R_\odot$)	$0{,}11469 \pm 0{,}000759$	$0{,}1147 \pm 0{,}001186$	$0{,}1147 \pm 0{,}00079$	$0{,}11482 \pm 0{,}00035$
r_p ($R_\odot$)	$0{,}014057 \pm 0{,}0001149$	$0{,}01406 \pm 0{,}0001808$	$0{,}01406 \pm 0{,}0001211$	$0{,}014076 \pm 0{,}000055$
i (град)	$86{,}48 \pm 0{,}083$	$86{,}48 \pm 0{,}1318$	$86{,}48 \pm 0{,}13$	$86{,}472 \pm 0{,}038$
x	$0{,}49452 \pm 0{,}009306$	$0{,}4944 \pm 0{,}01406$	$0{,}4945 \pm 0{,}00954$	$0{,}494 \pm 0{,}004$
χ^2_{red}	1,103			1,1457

Проверка адекватности модели наблюдательным данным показала, что отношение минимального значения невязки к величине $M - P$ (которое распределено по закону приведенного хи-квадрат с $M - P$ степенями свободы) $\chi^2_{\text{red}} = \dfrac{\tilde{\chi}^2_{M-P}}{M-P} \simeq 1{,}103$. С использованием результатов работы (Абубекеров и др., 2009) приходим к выводу, что наша модель может быть отвергнута на уровне значимости $\alpha \lesssim 0{,}05889$ (уровень доверия, соответствующий полуинтервалу $\sim 1{,}889\sigma$). Таким образом, наша простейшая модель с линейным законом потемнения отвергается на весьма низком уровне значимости ($\alpha \simeq 6\,\%$) и поэтому является не очень хорошей, хотя и не безнадежно плохой, поскольку в данном случае имеется возможность оценить доверительные интервалы для искомых параметров в рамках статистики с законом распределения χ^2_M на уровне доверия $\gamma = 0{,}95$ и дать наиболее консервативные (маргинальные) оценки ошибок параметров (внешние ошибки). Отметим, что для данной наблюдаемой реализации кривой блеска ошибки параметров в рамках метода доверительных областей, полученные с использованием статистики χ^2_P, оказываются больше, чем ошибки, полученные с использованием статистики χ^2_M. Вероятность такого события, рассчитанная с помощью формулы для закона распределения отношения этих интервалов (Абубекеров и др., 2009) (в предположении того, что модель идеально верна), весьма низка — примерно 4 %. Заметим, что в еще более редких случаях может встретиться ситуация, когда доверительная область в рамках статистики χ^2_M вырождается в пустое множество, в то же время доверительная область в рамках статистики χ^2_P (которая, по определению, никогда не вырождается в пустое множество) будет иметь ненулевые размеры. Такая ситуация в нашем случае возникла бы, если бы мы попытались найти доверительную область в рамках статистики χ^2_M на уровне доверия 68 % (или даже 90 %). Поскольку наша модель отвергается на уровне значимости $\alpha = 6\,\%$, в этом случае доверительная область в рамках статистики χ^2_M вырождается в пустое множество.

То, что наша простейшая модель с линейным законом потемнения оказалась не очень хорошей (отвергая модель, мы ошибаемся в 6 % случаев, а в более чем $\sim 94\,\%$, отвергая модель, мы правы) не кажется удивительным. Во-первых, мы используем линейный закон потемнения, который лишь грубо описывает распределение яркости по диску звезды. Кроме того, в нашей модели мы не учитываем мелкой структуры на диске звезды — пятен, факелов, активных областей, размеры которых могут быть сравнимы с размерами затмевающей планеты. Также мы не учитываем возможную физическую микропеременность звезды, а также эффекты рефракции света звезды в атмосфере передней планеты. Это должно приводить к коротким нерегулярностям в изменении блеска звезды при затмении ее планетой, превышающим статистическую погрешность наблюдений. Такие нерегулярности видны, особенно в нижней части кривой блеска Брауна и др. Здесь отклонения блеска от средней кривой достигают (а иногда и превышают) $5 \cdot 10^{-4}$ звездной величины, что в несколько раз больше статистической ошибки наблюдений. Впрочем, эффекты рефракции света звезды в атмосфере планеты должны приводить к кратковременному поярчанию блеска системы перед началом и концом затмения, что не наблюдается на кривой блеска Брауна и др. Поэтому можно предполагать, что влияние эффектов рефракции на кривой блеска Брауна и др. пренебрежимо мало.

Именно то, что наша простая модель с линейным законом потемнения оказалось не очень хорошей, вынуждает нас брать уровень доверия 95 %, а не 68 %, как это принято делать в случае «хороших» моделей. За критерий «хорошей» модели удобно взять $\chi^2_{\text{red}} = \widehat{\chi}^2_{M-P} \leqslant 1 + 2t$, где t — величина порядка P/M. Такое условие равнозначно прохождению модели на уровне доверия $\gamma \to 50\,\%$ при $M \to \infty$.

В табл. 83 даны проекции «точной» доверительной области D (в рамках статистики χ^2_M) и асимптотической доверительной области (в рамках статистики χ^2_P) в пространстве четырех искомых параметров r_p, r_s, i, x на оси этих параметров (доверительные интервалы). Вероятность накрытия точного значения параметра указанной проекцией доверительной области D — доверительным интервалом, превышает 95 %. Вероятность накрытия точного решения задачи доверительной областью D гарантируется близкой к заданной вероятности 95 %. Вероятность совместного накрытия точного решения всеми проекциями доверительной области D (соответствующая попаданию точного решения в параллелепипед в пространстве параметров, объемлющий доверительную область D) превышает заданную вероятность 95 %. Подчеркнем, что все эти утверждения по поводу вероятности накрытия точного решения доказаны на строгом математическом уровне (Уилкс, 1967), а также подтверждены результатами конкретного численного моделирования (Абубекеров и др., 2008, 2009). Таким образом, задавая в качестве ошибок параметров проекции доверительной области D на оси этих параметров (доверительные интервалы), мы заведомо гарантируем то, что вероятность накрытия точного решения доверительной областью D равна заданной вероятности 95%. Это и дает нам основания брать в качестве консервативных оценок ошибок искомых параметров проекции доверительной области D на оси этих параметров (см. табл.83), которые можно считать «внешними» ошибками искомых параметров r_p, r_s, i, x.

Поясним метод построения проекции доверительной области D на ось параметра. Проекция четырехмерной доверительной области D на ось одного параметра (например, параметра r_p) строится следующим образом. Невязка между наблюдаемой и теоретической кривыми блеска минимизируется по всем параметрам, кроме одного (например, параметра r_p). Затем строится кривая (близкая к параболе) этих минимальных невязок как функция одного параметра (параметра r_p). Эта кривая пересекается прямой (критическим уровнем), соответствующей заданному уровню значимости α (в рамках выбранной статистики — χ^2_M или χ^2_P). Значения параметра r_p, для которых невязка, минимальная по всем остальным параметрам (r_s, i, x), меньше критического уровня, объединяются в доверительный интервал, который и является проекцией четырехмерной доверительной области D на ось параметра r_p. Этот доверительный интервал накрывает точное значение параметра r_p с вероятностью, большей, чем заданный уровень доверия $\gamma = 1 - \alpha$. При этом гарантируется, что точное решение задачи (совокупность точных значений параметров r_p, r_s, i, x) накрывается четырехмерной доверительной областью D с заданной вероятностью $\gamma = 1 - \alpha$.

На рис. 267 приведена проекция доверительной области D на плоскость параметров r_p, i. Данная проекция характеризует форму доверительной области D.

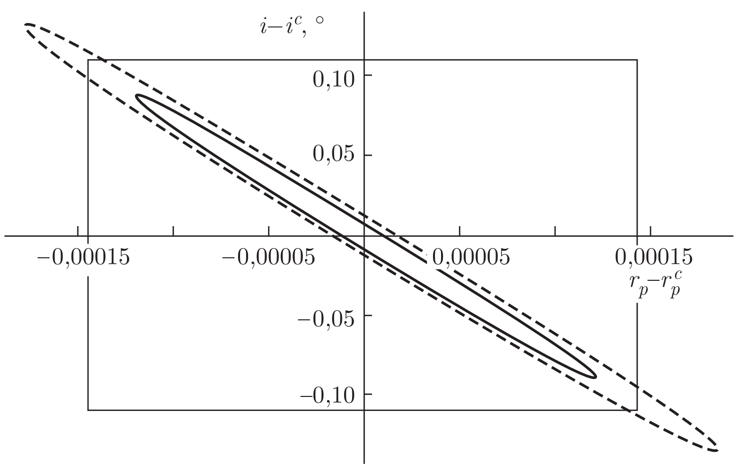


Рис. 267. Система HD209458. Проекция доверительной области D (на уровне доверия 95%) на плоскость r_p, i, полученная при интерпретации кривой блеска из работы (Brown et al., 2001), в рамках модели с линейным законом потемнения. Малый «эллипс» (сплошная линия) — доверительная область получена с использованием статистики χ^2_M, большой «эллипс» (штриховая линия) — с использованием статистики χ^2_P. Прямоугольник соответствует проекции доверительной области на уровне $2\sigma_{\text{est}}$, полученной методом дифференциальных поправок. (Из работы Абубекеров и др., 2010)

Изобразить же всю многомерную область D на бумаге не представляется возможным. Прямоугольник изображает проекцию области, определяемой ошибками параметров (на уровне 2σ), найденным методом дифференциальных поправок. Ввиду того, что простая модель с линейным законом потемнения в применении к высокоточной кривой блеска Брауна и др. отвергается на весьма низком уровне значимости, различие между габаритами проекций доверительных областей, построенных на основе метода дифференциальных поправок и метода доверительных областей в данном случае не очень велико (см., однако, рис. 268, 269).

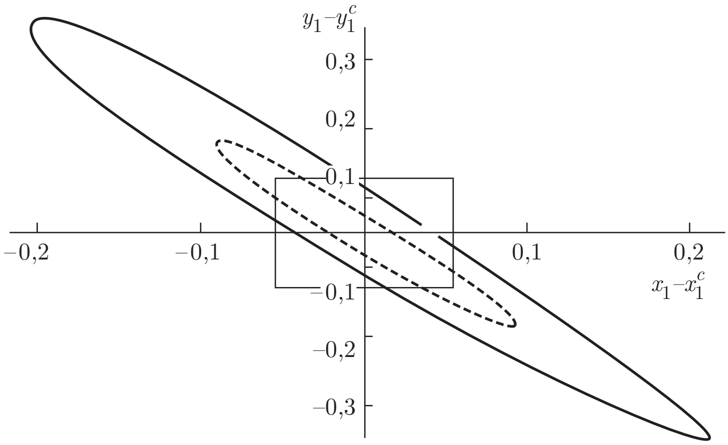


Рис. 268. Система HD209458. Проекция доверительной области D (на уровне доверия 95%) на плоскость x_1, y_1 в модели с квадратичным законом потемнения. Малый «эллипс» — область получена с использованием статистики χ^2_P, большой «эллипс» — с использованием статистики χ^2_M. Прямоугольник соответствует проекции доверительной области на уровне $2\sigma_{\text{est}}$, полученной методом дифференциальных поправок. Проекция доверительной области D получена на основе наблюдаемой кривой блеска из работы (Brown et al., 2001). (Из работы Абубекеров и др., 2010)

Вероятность накрытия точного значения для каждого из параметров интервалом $\pm 2\sigma$ соответствует заданной вероятности $\gamma = 95\,\%$. Однако вероятность совместного накрытия точного решения всеми интервалами, полученными методом дифференциальных поправок, меньше (примерно в $\sim 1{,}5$ раза) заданной вероятности $\gamma = 95\,\%$. Таким образом, указывая «внутренние» ошибки параметров, полученные методом дифференциальных поправок или методом Монте-Карло (в предположении того, что модель идеально верна и с использованием простейшей статистики нормального распределения найденных центральных значений параметров), мы заведомо занижаем вероятность одновременного попадания всех искомых параметров в соответствующую четырехмерную область ошибок (см. также рис. 268 и рис. 269). Этим и объясняется то, что результаты интерпретации наблюдательных данных, полученные в разные эпохи, в пределах «внутренних» ошибок часто не согласуются между собой (см., например, Popper, 1984), а сами значения ошибок параметров, найденные методом дифференциальных поправок или методом Монте-Карло, часто оказываются нереалистично малыми.

Рассмотрим теперь результаты нашей интерпретации высокоточной кривой блеска Брауна и др. в рамках модели с нелинейным (квадратичным) законом потемнения (Абубекеров и др., 2011). В работе (Southworth, 2008) из анализа кривых блеска HD209458 были определены также коэффициенты квадратичного потемнения к краю.

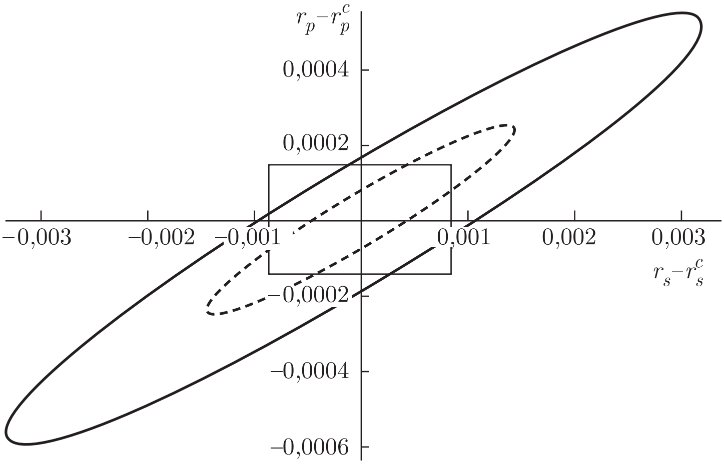


Рис. 269. Система HD209458. Проекция доверительной области D (на уровне доверия 95%) на плоскость r_p, r_s в модели с квадратичным законом потемнения. Малый «эллипс» — область получена с использованием статистики χ_P^2, большой «эллипс» — с использованием статистики χ_M^2. Прямоугольник соответствует проекции доверительной области на уровне $2\sigma_{\text{est}}$, полученной методом дифференциальных поправок. Проекция доверительной области D получена на основе наблюдаемой кривой блеска из работы (Brown et al., 2001). (Из работы Абубекеров и др., 2010)

Автор подчеркивает, что в случае наиболее точной кривой блеска, полученной Брауном и др., модель с линейным законом потемнения может быть отвергнута.

Согласно результатам нашей интерпретации (Абубекеров и др., 2011), модель с линейным законом потемнения в применении к высокоточной кривой блеска Брауна и др. отвергается на уровне значимости $\alpha = 6\,\%$ (соответствующее минимальное значение приведенного хи-квадрат $\chi^2_{\text{red}} = \dfrac{\chi^2_{M-P}}{M-P} \simeq 1{,}103$). Поэтому, как отмечалось выше, простая модель с линейным законом потемнения является не очень хорошей, но и не безнадежно плохой, поскольку в данном случае имеется возможность оценить «консервативные» внешние ошибки параметров на уровне доверия $\gamma = 95\,\%$.

Мы выполнили интерпретацию наиболее точной кривой блеска Брауна и др. (Brown et al., 2001) с использованием квадратичного закона потемнения. Минимизация функционала невязки проводилась по пяти параметрам: r_p, r_s, i, x_1, y_1. Здесь x_1, y_1 — коэффициенты в законе потемнения:

$$I(\mu) = I_0[1 - x_1(1-\mu) - y_1(1-\mu)^2],$$

где $\mu = \cos\gamma$ (γ — угол между нормалью к поверхности звезды и лучом зрения).

Результаты представлены в табл. 84. Здесь даны центральные значения параметров r_p, r_s, i, x_1, y_1 и их ошибки Δ, полученные методом дифференциальных поправок и методом доверительных областей на уровне доверия $\gamma = 68\,\%$. Там же дано значение минимального приведенного хи-квадрат $\chi^2_{\text{red}} = 1{,}01340$, которое оказалось существенно меньше приведенного хи-квадрат для случая линейного закона потемнения к краю $\left(\chi^2_{\text{red}} = 1{,}103\right)$. Таким образом, в рамках квадратичного закона потемнения наша модель отвергается на весьма высоком уровне значимости $\alpha \simeq 46\,\%$ и потому является «хорошей» (отвергая модель, мы в 46 случаев из 100 совершаем ошибку 1-го рода, т. е., отвергаем правильную модель). Это дает нам веские основания предпочесть нелинейный (квадратичный) закон потемнения по сравнению с линейным (см. выше). Более того, наша сферическая модель с квадратичным законом потемнения в применении к высокоточной кривой блеска Брауна и др. оказалась настолько хороша, что в данном случае можно оценить консервативные внешние ошибки параметров r_p, r_s, i, x_1, y_1 на уровне доверия $\gamma = 1 - \alpha = 68\,\%$; эти ошибки приведены в табл. 84.

Таблица 84

Результаты интерпретации высокоточной наблюдаемой кривой блеска HD209458 из работы (Brown et al., 2001) в рамках квадратичного закона потемнения к краю. Ошибки параметров получены в рамках метода дифференциальных поправок и метода доверительных областей с использованием статистики, распределенной по закону χ^2_P (P — число искомых параметров), а также в рамках статистики с законом распределения χ^2_M (где M — число точек на кривой блеска). Уровень доверия выбран $\gamma = 0{,}68$

Параметр	Метод дифференциальных поправок (1σ)	Метод доверительных областей, χ^2_P (68 %)	Метод доверительных областей, χ^2_M (68 %)
r_s^c	0,113836	0,113840	0,113844
$\Delta\,(r_s^c)$	0,000426960	0,00104013	0,00155419
r_p^c	0,0137654	0,0137677	0,0137676
$\Delta\,(r_p^c)$	0,0000723814	0,000179204	0,000268077
i^c (град)	86,6756	86,6765	86,6799
$\Delta(i^c)$ (град)	0,0543473	0,135610	0,203029
x_1^c	0,294517	0,295082	0,296223
$\Delta\,(x_1^c)$	0,0273061	0,0662467	0,0993592
y_1^c	0,344130	0,343627	0,343281
$\Delta\,(y_1^c)$	0,0477615	0,116747	0,175127
χ^2_{red}	1,01340		

Как следует из данных этой таблицы, если использовать наиболее консервативные оценки внешних ошибок, коэффициент потемнения x_1 определяется с точностью $\sim 30\,\%$, а коэффициент y_1 — с точностью $\sim 50\,\%$. Если же для оценки точности использовать внутренние ошибки (полученные методом дифференциальных поправок в рамках гипотезы об идеальности модели), то коэффициент потемнения x_1 в квадратичном законе определяется с точностью $\sim 10\,\%$, а коэффициент y_1 — с точностью $\sim 14\,\%$. Напомним, что уровень доверия в случае квадратичного закона потемнения принят нами равным 68 %.

На рис. 268 и 269 приведены проекции доверительной области D (на уровне доверия 95 %) на плоскость x_1, y_1 и плоскости r_p, r_s в модели с квадратичным законом потемнения, построенные по данным интерпретации высокоточной кривой блеска Брауна и др. (Brown et al., 2001). Здесь прямоугольники изображают проекции области, определяемой ошибками параметров (на уровне 2σ), найденными методом дифференциальных поправок.

В работе (Абубекеров и др., 2011) выполнен также анализ многоцветных кривых затмения HD209458, полученных Кнутсоном и др. (Knutson et al., 2007). Подтверждено значимое отличие зависимости от длины волны коэффициентов потемнения в линейном и нелинейном законах от соответствующих теоретических зависимостей, которое было обнаружено в работе (Southworth, 2008).

Прежде всего, поскольку простая модель с линейным законом потемнения не является безнадежно плохой и отвергается на уровне значимости в несколько процентов, имеет смысл проанализировать коэффициенты потемнения x в линейном законе в зависимости от длины волны λ и сравнить эту зависимость с соответствующей теоретической зависимостью, следующей из модели тонких звездных атмосфер (Claret, 2004b). На рис. 270 приведена найденная нами зависимость коэффициента x (в линейном законе потемнения) от длины волны λ. Ошибки коэффициентов потемнения

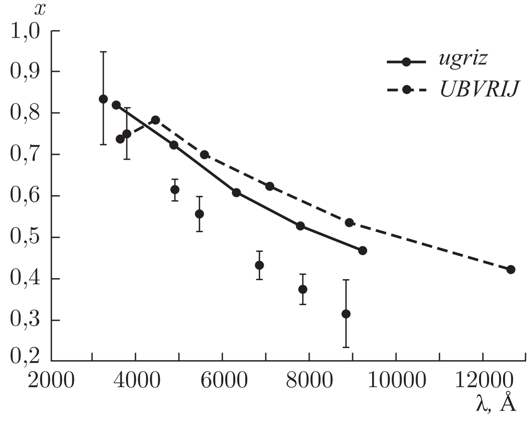


Рис. 270. Зависимость коэффициента потемнения к краю x звезды HD209458 в линейном законе потемнения от длины волны λ. Значения коэффициентов потемнения к краю получены на основе анализа кривых блеска из работы (Knutson et al., 2007). Ошибки коэффициентов потемнения к краю получены на основе метода доверительных областей с использованием статистики χ^2_M. Уровень доверия $\gamma = 0{,}95$. Теоретические зависимости коэффициентов потемнения x от длины волны в случае фотометрических систем *ugriz* и *UBVRIJ* отмечены сплошной и штриховой линиями соответственно и взяты из работы (Claret, 2004). (Из работы (Абубекеров и др., 2010))

получены на основе метода доверительных областей с использованием статистики χ^2_M и представляют собой проекции соответствующей доверительной области D на ось параметра x. Принят уровень доверия $\gamma = 0{,}95$, т. е. многомерная доверительная область D накрывает точное решение обратной задачи с вероятностью 95%. Проекции доверительной области D на ось параметра x накрывают точные значения параметра x с вероятностью более 95%. Новым результатом, по сравнению с работой (Southworth, 2008), является то, что несмотря на использование наиболее консервативных, внешних ошибок определения параметра x, остается значимое различие между зависимостями от λ наблюдаемых и теоретических значений коэффициента потемнения к краю x. Теоретические значения коэффициента потемнения x в фотометрических системах *ugriz* и *UBVRIJ* взяты из работы Кларэ (Claret, 2004b). Как видно из рис. 270, наблюдаемые значения x систематически меньше теоретических, и это различие нарастает с увеличением λ, так что в области $\lambda \simeq 9000$ Å наблюдаемое значение x примерно в полтора раза меньше теоретического. Таким образом, диск звезды HD209458 в красном диапазоне спектра оказывается значительно более однородным, чем это предсказывает теория тонких звездных атмосфер.

На рис. 271, 272 приведены наблюдаемые и теоретические (из работы Claret, 2004b) зависимости от λ коэффициентов потемнения x_1, y_1 в квадратичном законе потемнения к краю. Здесь приведены консервативные внешние ошибки параметров x_1, y_1, определенные методом доверительных областей в рамках статистически χ^2_P. Принят уровень доверия $\gamma = 0{,}95$. Соответствующая асимптотическая многомерная доверительная область D накрывает точное решение с вероятностью, близкой к 95 %. Проекции асимптотической доверительной области на оси параметров x_1, y_1

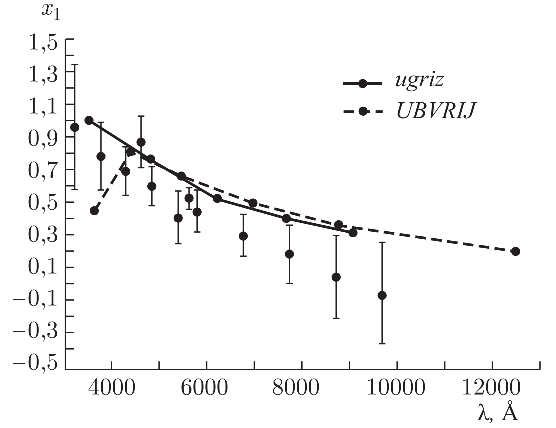


Рис. 271. Зависимость коэффициента потемнения к краю x_1 звезды HD209458 в квадратичном законе потемнения от длины волны λ. Значения коэффициентов потемнения к краю получены на основе анализа кривых блеска из работы (Knutson et al., 2007). Ошибки коэффициентов потемнения к краю x_1 получены на основе метода доверительных областей с использованием статистики χ^2_P. Уровень доверия составляет $\gamma = 0{,}95$. Теоретические зависимости коэффициента потемнения x_1 от длины волны в случае фотометрических систем *ugriz* и *UBVRIJ* отмечены сплошной и пунктирной линиями и взяты из работы (Claret, 2004b). (Из работы (Абубекеров и др., 2010))

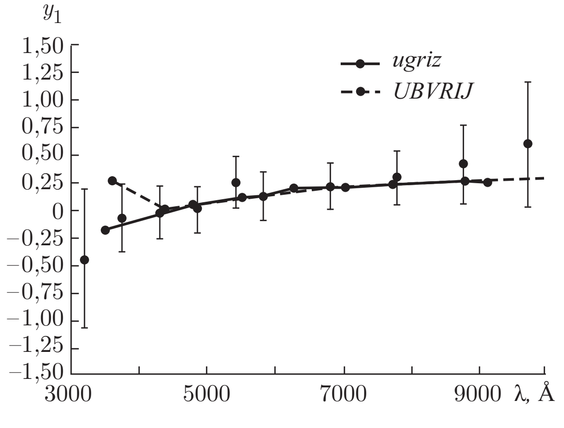


Рис. 272. Зависимость коэффициента потемнения к краю y_1 звезды HD209458 в квадратичном законе потемнения от длины волны λ. Значения коэффициентов потемнения к краю получены на основе анализа кривых блеска из работы (Knutson et al., 2007). Ошибки коэффициентов потемнения к краю получены на основе метода доверительных областей с использованием статистики χ^2_P. Уровень доверия составляет $\gamma = 0{,}95$. Теоретические зависимости коэффициента потемнения y_1 от длины волны в случае фотометрических систем *ugriz* и *UBVRIJ* отмечены сплошной и пунктирной линиями и взяты из работы (Claret, 2004b). (Из работы (Абубекеров и др., 2010))

накрывают точные значения этих параметров с вероятностью, большей 95%. Новым результатом, по сравнению с работой (Southworth, 2008), является то, что значимое различие между наблюдаемыми и теоретическими значениями коэффициента x_1 в квадратичном законе потемнения сохраняется даже при использовании консервативных внешних ошибок определения этого параметра. Как и в случае коэффициента x в линейном законе потемнения, наблюдаемые значения коэффициента x_1 в квадратичном законе оказываются меньше теоретических, причем это различие нарастает с увеличением длины волны λ. При использовании консервативных внешних ошибок параметра y_1 в нелинейном законе потемнения зависимость от λ коэффициента y_1 в пределах ошибок примерно согласуется с теоретической зависимостью (см. рис. 272).

В работе (Claret, 2009) был сделан вывод о том, что даже с использованием уточненных теоретических значений коэффициентов потемнения в линейном и нелинейном законах потемнения к краю остается значительное расхождение между наблюдаемыми зависимостями $x(\lambda)$, $x_1(\lambda)$, $y_1(\lambda)$ и соответствующими теоретическими зависимостями. С другой стороны наши результаты (Абубекеров и др., 2011) показывают, что даже при использовании консервативных внешних ошибок параметров $x(\lambda)$, $x_1(\lambda)$ не удается устранить значимое различие между наблюдаемыми и теоретическими значениями этих параметров. Если этот вывод подтвердится для других звезд с экзопланетами, он потребует серьезной теоретической интерпретации. Известно, что потемнение к краю диска звезды связано с наличием градиента температуры в ее атмосфере, который определяется непрозрачностью вещества звездной атмосферы. Новые данные о потемнении к краю для дисков звезд с экзопланетами могут быть новым важным источником информации о структуре звездных атмосфер.

Рассмотрим теперь вопрос о правомерности применения модели двух сферических тел к интерпретации затмения в систем HD209458. Прежде всего отметим еще раз, что эта модель в случае квадратичного закона потемнения и наиболее высокоточной кривой блеска Брауна и др. является хорошей, в том смысле, что она может быть отвергнута на весьма высоком уровне значимости $\alpha = 46\%$. Это означает, что отвергая нашу сферическую модель, мы почти в каждом втором случае неправы, т. е. отвергаем правильную модель. Значит у нас нет серьезных оснований отвергнуть модель, и она может быть принята согласно статистическому критерию. Как отмечалось выше, это, однако, окончательно не доказывает то, что наша сферическая модель идеально верна. Как известно, при использовании статистического критерия всегда остается возможность совершить ошибку 2-го рода (модель неверна, но принимается по критерию). Это связано со статистической природой используемого критерия отбора модели, а также с тем, что мы анализируем не полную совокупность наблюдательных данных (генеральную совокупность), а лишь ее конкретную реализацию (выборку), которая представлена наблюдаемой кривой блеска. Поэтому, помимо проверки адекватности нашей модели наблюдательным данным, необходим дополнительный контроль качества используемой модели с использованием независимых данных. С этой целью оценим степень заполнения планетой своей полости Роша. Отношение масс компонент в системе HD209458 равно $q = m_p/m_s = 0{,}00055$ (Knutson et al., 2007). Соответственно, относительный средний радиус полости Роша для планеты

$$\frac{R_{\text{Roche}}}{a} = 0{,}49\frac{q^{2/3}}{0{,}62q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)} \simeq 0{,}039785.$$

При относительном радиусе планеты $r_p = R_p/a = 0{,}01386$ степень заполнения планетой своей полости Роша составляет $\mu \simeq 0{,}35$, что значительно меньше, чем 0,5. Поэтому наше предположение о сферичности планеты вполне обосновано (если пренебречь некоторой сплюснутостью планеты, обусловленной ее возможным быстрым осевым вращением). То же самое можно сказать и об оптической звезде.

В работе (Kasuya et al., 2011) рассмотрено влияние эффектов гравитационного микролинзирования (см. ниже) на кривую блеска при затмении звезды экзопланетой. Показано, что эффекты гравитационного микролинзирования существенны лишь в случаях, когда размеры орбиты экзопланеты превышают ~ 10 а. е. (соответствующий орбитальный период $P > 10$ лет). Эффекты микролинзирования приводят к появлению небольших ($\sim 10^{-4}$ звездной величины) горбиков (поярчаний) перед входом в затмение и после выхода из затмения. Кроме того в фазах кольцевого затмения эффекты гравитационного микролинзирования обусловливают некоторое «выгибание» вверх кривой блеска, что слегка компенсирует влияние эффекта потемнения к краю на кривую блеска при затмении. В случае коротких орбитальных периодов (несколько суток), которые чаще всего наблюдаются среди затменных систем с экзопланетами, влияние эффектов гравитационного микролинзирования на кривую блеска пренебрежимо мало.

Отметим также, что планета, затмевающая звезду, может обладать атмосферой. Рефракция света затмеваемой звезды в атмосфере экзопланеты также может приводить к искажению соответствующей затменной кривой блеска. Эффекты рефракции в затменных системах рассмотрены в работах Кудзея (Кудзей, 1985 а,б) — см. ниже. Эти эффекты также должны приводить к появлению небольших горбиков (поярчений) на кривой блеска перед входом в затмение и после выхода из затмения, а также в середине затмения. Поскольку такие горбики на кривых затмения звезд экзопланетами не наблюдаются (амплитуда этих горбиков, по-видимому, менее 10^{-4} звездной величины), можно считать, что влияние эффектов рефракции света затмеваемой звезды в атмосфере экзопланеты на кривую блеска при затмении пренебрежимо мало.

Следует отметить, что наука об исследовании затмений звезд экзопланетами в последние годы интенсивно развивается (см., например, Latham et al., 2010, Koch et al., 2010, Dunham et al., 2010). В работах (Southworth, 2011, 2012) определены физические параметры многих затменных систем с экзопланетами по данным со спутников COROT, Kepler, а также с космического аппарата Deep Impact. Помимо параметров экзопланет, здесь приведены таблицы параметров для звезд, затмеваемых экзопланетами. В работе (Drake et al., 2010) открыты затмения экзопланетами белых карликов. Из-за соизмеримости радиусов белого карлика и экзопланеты глубина затмения в данном случае достигает громадного значения ~ 4 звездных величин. Всего в работе (Drake et al., 2010) открыто 20 новых затменных систем, состоящих из белого карлика и маломассивного спутника — вероятной экзопланеты. Это новое и чрезвычайно перспективное направление исследований экзопланет. В работе (Faigler and Mazeh, 2011) рассчитаны параметры фотометрической переменности двойных систем звезд с экзопланетами, обусловленные эффектом биминга излучения оптической звезды, вызванным ее движением по орбите, а также эффектами отражения и эллипсоидальности. Эти эффекты малы, но при точности космических наблюдений со спутников COROT и Kepler они могут быть наблюдаемы.

В работах Абубекерова и др. (2011) и Гостева (2011) выполнен анализ спутниковых фотометрических наблюдений затменных систем с экзопланетами HD189733, Kepler-5b, Kepler-6b, Kepler-7b. В системе HD 189733 изучена зависимость потемнения к краю звезды от длины волны. Кроме того, оказалось, что радиус экзопланеты возрастает с укорочением длины волны, что может свидетельствовать о наличии у этой экзопланеты атмосферы, рассеивающей свет звезды по рэлеевскому закону (как в земной атмосфере).

В работах (Castelli et al., 1997, Grupp, 2004, Ludwig et al., 2009) рассматриваются методы обобщения одномерной модели плоскопараллельной атмосферы звезды на случай трехмерной модели с улучшенными коэффициентами непрозрачности, учитывающей для A–G-звезд конвективные движения в атмосфере, в том числе эффекты проникающей конвекции. Такие трехмерные модели звездных атмосфер позволяют лучше согласовать наблюдаемое потемнение к краю дисков Солнца и звезд с теоретическим потемнением.

4. Поляризационные исследования ТДС

а) Введение. Впервые вывод о том, что в затменных двойных системах может наблюдаться значительная переменность линейной поляризации излучения, был сделан Чандрасекаром в 1946 г. (Chandrasekhar, 1946). Им было показано, что в плоскопараллельной электронно-рассеивающей атмосфере звезды перенос излучения приводит к его поляризации. В центре диска выходящее излучение неполяризовано, а по мере приближения к краю степень поляризации нарастает, достигая на краю диска значения $\sim 11\,\%$ (современное значение составляет $\sim 12{,}5\,\%$ — см. Соболев, 1967). Поскольку при затмении в ТДС перекрываются разные части диска звезды, это должно приводить к орбитальной переменности линейной поляризации излучения системы. В последующих работах (Соболев, 1949, 1963, Chandrasekhar, 1950) были выполнены подробные расчеты характеристик поляризации излучения, выходящего из плоско-параллельной полубесконечной атмосферы с доминирующим электронным рассеянием.

Впервые переменная линейная поляризация оптического излучения, синхронизованная с орбитальным движением компонент ТДС, была открыта Шаховским (1962, 1964) в системе βLyr. Последующие наблюдения привели к открытию регулярной орбитальной переменности линейной поляризации у нескольких десятков ТДС: систем типа Алголя, типа βLyr, рентгеновских двойных систем и т. п. (см., например, Kruszewski, 1974, Pfeiffer and Koch, 1973, Piirola, 1975, Rudy and Kemp, 1976, Nolt et al., 1975, Mc Lean, 1977, Kemp and Herman, 1977, Shakhovskoy and Efimov, 1975, Шулов и Копацкая, 1974, Tapia, 1977). Интерпретация этих наблюдательных данных проводилась в различных простых моделях: модели оптически тонкого рассеивающего диска, лежащего в плоскости орбиты (Шаховской, 1964), модели затмения двух сферических звезд (Шулов, 1967, Piirola, 1980).

К настоящему времени точность поляризационных наблюдений значительно возросла и достигает $\sim 0{,}01\,\%$ (см., например, Moffat, 1988). Это позволяет получать надежные наблюдательные данные по орбитальной переменности линейной поляризации излучения ТДС разных типов. Для корректной интерпретации этих данных требуется применение современных методов синтеза теоретических кривых изменения поляризации излучения ТДС. Описанию этих методов посвящена данная глава.

Вначале напомним основные характеристики поля электромагнитного излучения. Диагностика астрофизической плазмы осуществляется путем анализа электромагнитного излучения, регистрируемого с помощью телескопа, спектрографа, фотометра, поляриметра и других приборов. Напомним основные понятия, характеризующие поле излучения в среде. Как известно, электромагнитное излучение представляет собой поперечные колебания взаимно ортогональных электрического ($\mathbf{E}$) и магнитного ($\mathbf{H}$) полей. Если направления электрического и магнитного полей сохраняются неизменными в пространстве или изменяются по определенному закону, излучение называется поляризованным. За направление поляризации принимается направление электрического поля электромагнитной волны. Строго монохроматическое излучение всегда поляризовано. У излучения, состоящего из волн различной длины, направление колебания вектора $\mathbf{E}$ суммарной волны может изменяться либо хаотически, либо упорядоченно. Излучение, у которого направление вектора $\mathbf{E}$ изменяется хаотически, называется неполяризованным. Если вектор $\mathbf{E}$ сохраняет свое направление в пространстве, излучение линейно поляризовано. Если вектор $\mathbf{E}$ вращается вокруг направления распространения волны с угловой скоростью, равной угловой частоте волны и сохраняет при этом свою абсолютную величину, поляризация называется круговой. Если вращение вектора $\mathbf{E}$ подобно вращению при круговой поляризации, но величина модуля вектора $\mathbf{E}$ меняется так, что его конец описывает эллипс, поляризация называется эллиптической. Эллиптическая и круговая поляризации могут быть правой (вектор $\mathbf{E}$ вращается по часовой стрелке, если смотреть навстречу распространяющейся волне) и левой — вектор $\mathbf{E}$ вращается против часовой стрелки. Электромагнитная волна может быть также частично поляризованной: ее компоненты могут обладать линейной, круговой, эллиптической поляризацией, а также иметь хаотические изменения направления вектора $\mathbf{E}$. Тепловое излучение, генерируемое хаотически распределенными атомами и электронами, неполяризовано.

В общем случае поле электромагнитного излучения характеризуется вектором Стокса, состоящим из четырех компонент (I, Q, U, V), имеющих размерность интенсивности. Параметр I представляет собой интенсивность излучения. Напомним, что интенсивность излучения I_ν — это количество лучистой энергии, проходящей в данном направлении на частоте ν в единичном интервале частот, в единичном телесном угле, в единицу времени через единичную площадку. Размерность интенсивности — эрг $\cdot$ см$^{-2}$ $\cdot$ с$^{-1}$ $\cdot$ Гц$^{-1}$ $\cdot$ стер$^{-1}$. Параметры Q и U характеризуют интенсивности линейной поляризации, а параметр V описывает интенсивность круговой поляризации. Если ненулевое значение параметра V присутствует одновременно с ненулевым значением хотя бы одного из параметров Q и U, то свет имеет эллиптическую поляризацию. Величина Q соответствует разности интенсивностей между ортогональными колебаниями вектора электрического поля $\mathbf{E}$, азимуты которых образуют координатную систему для вектора $\mathbf{E}$. В астрономии принято считать Q положительным, когда азимуты колебании находятся в направлении «север–юг», в то время как отрицательная величина Q будет в азимуте, лежащем в направлении «запад–восток». Величина U соответствует разности интенсивностей между ортогональными колебаниями, азимуты которых повернуты на угол 45° на север через восток по отношению к направлению положительного Q. Величина V есть разность интенсивностей между правоциркулярно и левоциркулярно поляризованными компонентами. Параметры Q, U, V могут быть как положительными, так и отрицательными, либо иметь нулевые значения.

На практике астрономы часто используют нормализованные параметры: $q = Q/I$, $u = U/I$, $v = V/I$. Величина (или как ее еще называют, степень) линейной поляризации определяется как

$$P = \sqrt{q^2 + u^2} = \frac{1}{I}\sqrt{Q^2 + U^2}\,.$$

Величина круговой поляризации характеризуется как

$$v = \frac{V}{I}.$$

Позиционный угол плоскости поляризации определяется соотношением

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{U}{Q}.$$

Рассмотрим случай линейно поляризованного излучения. В этом случае $V = 0$, и достаточно рассматривать лишь три параметра Стокса: I, Q, U.

Параметры Стокса Q, U в астрономической литературе определяются следующим образом (см., например, Карицкая и Бочкарев, 1983). Введем в картинной плоскости произвольную правую прямоугольную декартову систему координат (X, Y). Пусть интенсивность излучения с колебаниями электрического вектора вдоль некоторой оси X_1 является максимальной. Ось X_1 наклонена к оси X под углом χ и определяет декартову систему координат $(X_1,\ Y_1)$. Тогда параметры Стокса в системе координат (X, Y) определяются формулами

$$\begin{cases} I = I_x + I_y = I_{x_1} + I_{y_1}, \\ Q = I_x - I_y = (I_{x_1} - I_{y_1})\cos 2\chi, \\ U = (I_x - I_y)\,\mathrm{tg}\,2\chi = (I_{x_1} - I_{y_1})\sin 2\chi, \end{cases} \tag{631}$$

где $I_x,\ I_y,\ I_{x_1},\ I_{y_1}$ — интенсивности излучения с колебаниями электрического вектора вдоль осей $X,\ Y,\ X_1$ и Y_1 соответственно. При этом степень поляризации излучения равна

$$P = \frac{I_{x_1} - I_{y_1}}{I} = \sqrt{\frac{Q^2 + U^2}{I^2}}. \tag{632}$$

Изменения со временем линейно поляризованной компоненты излучения обычно рассматривается на плоскости (Q, U). Чаще всего рассматривают относительные величины Q/I и U/I. В этом случае длина радиус-вектора равна степени линейной поляризации P, а угол радиуса-вектора с осью Q равен 2χ — удвоенному позиционному углу плоскости поляризации. Если изменения со временем периодичны, то конец радиуса-вектора описывает замкнутые фазовые кривые. Эти кривые могут иметь весьма сложный вид, поэтому принято проводить анализ поляризации с использованием разложения в ряд Фурье компонент линейно поляризованного излучения и представления этих компонент на плоскости (Q, U) в виде эллипсов.

Выберем сопутствующую вращающуюся систему координат, в которой характеристики исследуемой физической системы (например, тесной двойной системы) не зависят от времени. Тогда переменность параметров поляризации во времени можно описать с помощью фазы вращения θ (при произвольном выборе начала отсчета фазы θ). Параметры Стокса Q, U для излучения такой системы можно разложить в ряд Фурье по фазам θ:

$$Q = \frac{a_{Q,o}}{2} + \sum_{k=1}^{\infty}\left(a_{Q,k}\cos k\theta + b_{Q,k}\sin k\theta\right), \tag{633}$$

$$U = \frac{a_{U,o}}{2} + \sum_{k=1}^{\infty}\left(a_{U,k}\cos k\theta + b_{U,k}\sin k\theta\right), \tag{634}$$

где

$$\begin{aligned} a_{Q,k} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} Q(\theta)\cos k\theta\, d\theta, \quad & b_{Q,k} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} Q(\theta)\sin k\theta\, d\theta, \\ a_{U,k} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} U(\theta)\cos k\theta\, d\theta, \quad & b_{U,k} &= \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} U(\theta)\sin k\theta\, d\theta. \end{aligned} \tag{635}$$

Поворотом системы координат на плоскости (Q, U) на угол θ_k k-ю фурье-компоненту параметров Стокса можно привести к виду

$$\begin{aligned} Q'_k &= A_k\cos(k\theta + \varphi_k), \\ U'_k &= B_k\sin(k\theta + \varphi_k), \end{aligned} \tag{636}$$

являющемуся параметрической записью уравнения эллипса на фазовой плоскости (Q, U).

Таким образом, каждая k-я гармоника на фазовой плоскости (Q, U) представляет собой эллипс с полуосями A_k и B_k, большая ось Q'_k которого наклонена под углом ψ_k к оси Q, а угол φ_k указывает положение точки $\theta = 0$ (см. рис. 273). Эллипс k-й гармоники обходится k раз за период. Полная фазовая кривая (имеющаяся в общем случае сложную форму — см. рис. 273) представляет собой геометрическую

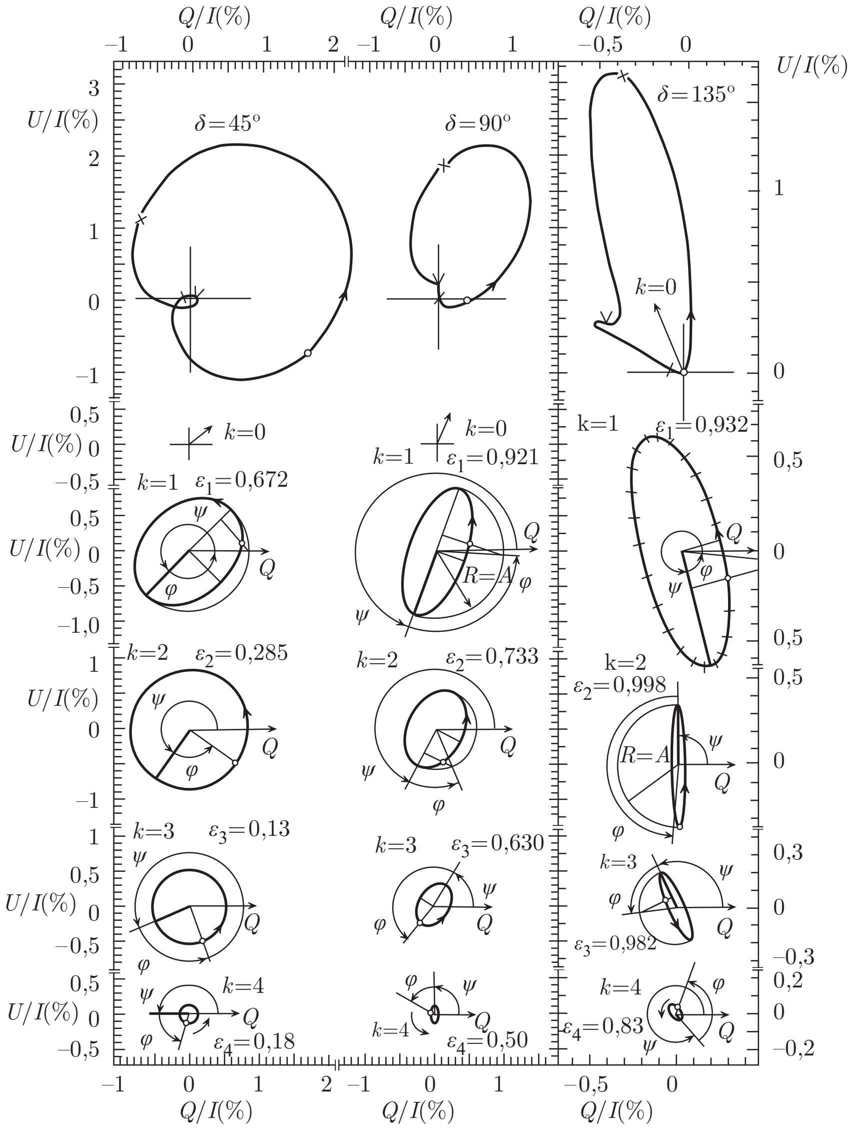


Рис. 273. Примеры представления фазовых кривых на плоскости (Q, U) для систем, асимметричных относительно бисекторной плоскости. Представлены первые четыре гармоники для случая многократного электронного рассеяния света звезды на плоском, круглом, геометрически тонком, наклонном прецессирующем диске с чисто электронной атмосферой при $r_d = 0{,}3$, $j = 25^\circ$, $r_* = 0{,}5$ для разных фаз прецессии δ. При $\delta = 135^\circ$ и $k = 1$ черточками отмечены положения фаз φ через 15°. (Из работы Карицкая и Бочкарев, 1983)

сумму этих эллипсов, характеризующихся разными параметрами. Подробное описание процедуры представления Фурье — гармоник параметров Стокса в виде эллипсов и соответствующие формулы даны в работе Карицкой и Бочкарева (1983).

б) Синтез кривых изменения поляризации для ТДС. В работе (Bochkarev, Karitskaya, Shakura, 1985b) рассчитана переменная линейная поляризации излучения от приливно деформированных звезд в ТДС в модели чистого электронного или рэлеевского рассеяния в их атмосферах. Применялся метод синтеза в рамках модели Роша с использованием результатов расчета линейной поляризации излучения плоско-параллельных звездных атмосфер без учета истинного поглощения (Соболев, 1949, 1963, Chandrasekhar, 1950). Как следует из этих работ, излучение элемента поверхности звезды с электронно-рассеивающей атмосферой должно быть частично поляризованным. Чтобы рассчитать поляризацию полного звездного излучения в такой модели необходимо знать как меняется интенсивность I и степень поляризации P (или параметры Стокса I, Q, U) излучения элементарной площадки поверхности звезды на данной длине волны λ с углом γ между нормалью к площадке и лучом зрения.

При изучении ТДС частично поляризованное излучение, испускаемое элементарной площадкой dS на поверхности приливно деформированной звезды описывается с площадью интенсивностей излучения I_l и I_r, для которых колебания вектора электрического поля $\mathbf{E}$ взаимно перпендикулярны и связаны с системой «звезда-наблюдатель» следующим образом. Интенсивность I_l соответствует колебаниям $\mathbf{E}$ в плоскости, проходящей через нормаль к площадке dS и направление на наблюдателя (луч зрения). Интенсивность I_r соответствует колебаниям $\mathbf{E}$ в перпендикулярном направлении. В случае чисто электронного рассеяния можно использовать результаты расчетов Соболева (1949, 1963) и Чандрасекара (Chandrasekhar, 1950) для поляризации излучения, испускаемого плоско параллельной атмосферой. Эти результаты были аппроксимированы Бочкаревым и Карицкой (1983б) в виде аналитических формул, удобных для использования при численном интегрировании:

$$I_r + I_l = \frac{1 + 16{,}035\cos\gamma + 25{,}503\cos^2\gamma}{1 + 12{,}561\cos\gamma + 0{,}331\cos^2\gamma}, \tag{637}$$

$$I_r - I_l = (1 - \cos\gamma)\cdot\frac{0{,}1171 + 3{,}3207\cos\gamma + 6{,}1522\cos^2\gamma}{1 + 31{,}4160\cos\gamma + 74{,}0112\cos^2\gamma}, \tag{638}$$

где γ — угол между нормалью к элементарной площадке dS и лучом зрения.

Выберем в качестве направления, от которого будет отсчитываться позиционный угол плоскости поляризации χ, направление линии узлов орбиты двойной системы. В случае, когда вектор угловой скорости осевого вращения звезды в ТДС и вектор угловой скорости ее орбитального обращения коллинеарны и равны по модулю, единичный вектор $\mathbf{m}$ в направлении линии узлов определяется соотношением:

$$\mathbf{m} = \frac{[\boldsymbol{\omega}\,\mathbf{a}_0]}{|[\boldsymbol{\omega}\,\mathbf{a}_0]|}, \tag{639}$$

где $\boldsymbol{\omega}$ — вектор угловой скорости орбитального обращения, $\mathbf{a}_0$ — единичный вектор в направлении луча зрения.

Параметры Стокса I, Q, U для излучения, испускаемого приливно деформированной звездой, получаются интегрированием локальных параметров Стокса для элементарной площадки dS по всей видимой поверхности звезды в данной фазе θ

орбитального периода (Bochkarev et al., 1985b), подобно тому, как это было сделано нами при синтезировании кривой блеска ТДС (см. выше):

$$I = \iint\limits_{\cos\gamma>0} (I_r + I_l)\cos\gamma \left(\frac{g}{g_0}\right)^{\beta_1} dS \tag{640}$$

$$Q = \iint\limits_{\cos\gamma>0} (I_r - I_l)\cos 2\chi\cos\gamma \left(\frac{g}{g_0}\right)^{\beta_1} dS \tag{641}$$

$$U = \iint\limits_{\cos\gamma>0} (I_r - I_l)\sin 2\chi\cos\gamma \left(\frac{g}{g_0}\right)^{\beta_1} dS, \tag{642}$$

где

$$dS = \frac{r^2(\eta,\varphi)\sin\eta d\eta d\varphi}{\lambda l + \mu m + \nu n}$$

(см. формулу 387), r — радиус-вектор площадки dS, находится из решения уравнения потенциала Роша (378). Здесь l, m, n — компоненты вектора единичной нормали $\mathbf{n}_1$ к элементарной площадке dS (см. формулу (385)); λ, μ, ν — направляющие косинусы радиуса-вектора $\mathbf{r}$ с осями OX, OY, OZ, $\cos\gamma = (\mathbf{a}_0\mathbf{n}_1)$, $\mathbf{a}_0$ — единичный вектор в направлении на наблюдателя в подвижной системе координат.

Член $(g/g_0)^{\beta_1}$ описывает гравитационное потемнение: g — локальное ускорение силы тяжести на площадке dS, g_0 — ускорение силы тяжести звезды на полюсе, $\beta_1 = \dfrac{d\ln F_\nu}{d\ln g}$, F_ν — поток выходящего из атмосферы звезды излучения. Выше мы учитывали гравитационное потемнение в терминах локальной эффективной температуры (см. формулу (380)) и в качестве нормировочного коэффициента использовали не ускорение силы тяжести g_0 на полюсе звезды, а среднее значение ускорения силы тяжести на поверхности звезды. Поскольку работа (Bochkarev et al., 1985b) носит пионерский характер, мы сохраняем метод учета гравитационного потемнения, использованный в этой работе. Если, следуя работе (Bochkarev et al., 1985b), принять за нулевую фазу $\theta = 0$ момент нижнего соединения приливно деформированной звезды (звезда повернута «носиком» от наблюдателя), то формулы, определяющие позиционный угол χ плоскости поляризации излучения площадки dS получаются следующими (Bochkarev et al., 1985b):

$$\sin\chi = \frac{l\sin\theta + m\cos\theta}{\sqrt{1-\cos^2\gamma}}, \tag{643}$$

$$\cos\chi = \frac{n\sin i - (l\cos\theta + m\sin\theta)\cos i}{\sqrt{1-\cos^2\gamma}}. \tag{644}$$

Интенсивности I_r и I_l определяются формулами (637), (638).

Численное интегрирование по формулам (640)–(642) дает зависимость параметров Стокса I, Q, U излучения приливно деформированной поверхности звезды от фазы орбитального периода θ, наклонения орбиты i, степени заполнения звездой своей полости Роша μ и фактора гравитационного потемнения β_1. Сравнивая теоретическую фазовую кривую на плоскости (Q, U) с наблюдаемой, можно оценивать параметры ТДС.

На рис. 274 приведены фазовые кривые на плоскости $(Q/I, U/I)$, рассчитанные в работе (Bochkarev et al., 1985b) для случая звезды в ТДС, имеющей форму двухосного и трехосного эллипсоида, которые хорошо согласуются с соответствующими фазовыми кривыми, приведенными в работе Гнедина и др. (1976). Двухосный эллипсоид имеет следующее соотношение осей: 1:0,875:0,875, а трехосный — 1:0,90:0,85

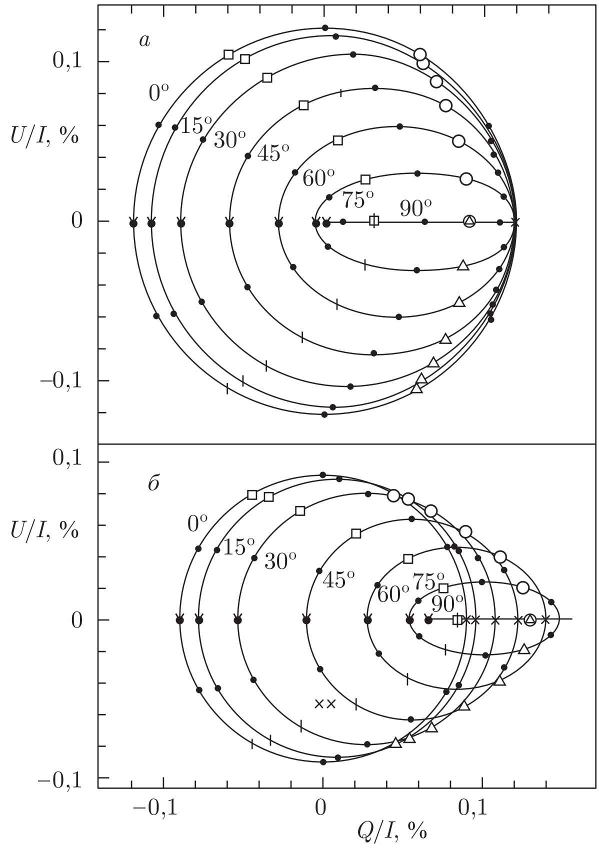


Рис. 274. Поляризационные фазовые кривые на плоскости $(Q/I, U/I)$ (%) для звезд с электронно-рассеивающими атмосферами, имеющие форму: *а* — двухосных эллипсоидов с отношением осей $x : y : z = 1 : 0{,}875 : 0{,}875$; *б* — трехосных эллипсоидов с отношением осей $x : y : z = 1 : 0{,}9 : 0{,}85$. Числа около кривых отмечают угол наклонения i. Фазы φ обозначены разными символами. (Из работы Bochkarev et al., 1985b)

(фигуры 274 *а* и 274 *б* соответственно). Видно, что при $i = 0$ фазовая кривая представляет собой круг, и с увеличением i она превращается во все более и более сплюснутый эллипс. Это наглядно демонстрирует возможность оценки наклонения орбиты ТДС из наблюдений ее переменной линейной поляризации. Отметим, что именно наличие переменной компоненты поляризации, связанной с орбитальным движением компонент, позволяет отделить собственную поляризацию излучения ТДС от постоянной межзвездной компоненты поляризации. Фазовые кривые, приведенные на рис. 274, представляют собой замкнутые линии, которые за один орбитальный период обходятся дважды, причем, как уже отмечалось, сжатие этих траекторий зависит от наклонения орбиты i. На рис. 275 приведены фазовые кривые на плоскости $(Q/I, U/I)$, рассчитанные в работе (Bochkarev et al., 1985b) для звезды в ТДС, фигура которой описывается моделью Роша. Кривые рассчитаны для различных параметров q, μ, β, i. В отличие от эллипсоидов, эквипотенциальные поверхности в модели Роша асимметричны относительно плоскости YOZ, поэтому поляризация в фазах $\theta = 0$ и $\theta = 180°$ различается. В то же время, эквипотенциальные поверхности в модели Роша симметричны относительно плоскости XOZ. Поэтому фазовые кривые в интервале $180^\circ < \theta < 360^\circ$ (которые не показаны на рис. 275) являются зеркальным отражением относительно оси Q траекторий в интервале $0 \leqslant \theta \leqslant 180^\circ$ (показаны на рис. 275). Симметрия фигуры звезды относительно плоскости XOY, которая обусловила наш выбор угла χ плоскости поляризации, обеспечивает равенство нулю параметра Стокса U для всех орбитальных фаз θ при наклонении орбиты $i = 90^\circ$ и при произвольных значениях i для фаз орбитального периода $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ (см. рис. 275), причем направление движения вдоль фазовой кривой определяется направлением орбитального движения компонент ТДС. Таким образом, сравнивая наблюдаемые и теоретические кривые, можно определить ориентацию орбиты ТДС в пространстве, в частности, найти позиционный угол линии узлов орбиты.

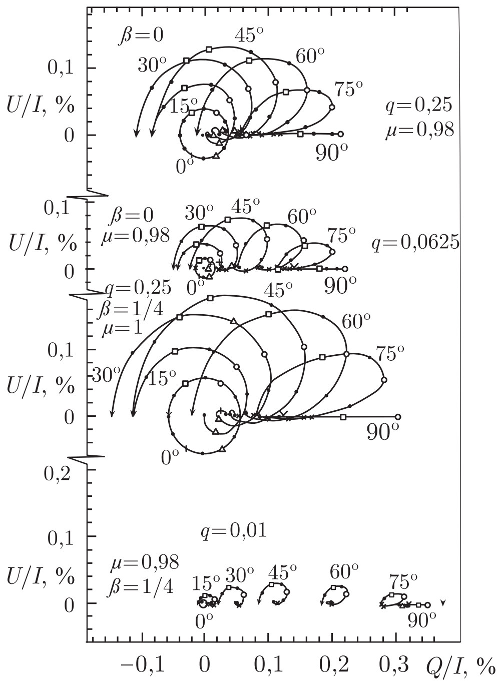


Рис. 275. Поляризационные фазовые кривые на плоскости $(Q/I, U/I)$ (%) для приливно деформированных звезд с электронно-рассеивающими атмосферами, без учета истинного поглощения, вычисленные с использованием фигуры звезды, заполняющей одну из эквипотенциальных поверхностей в модели Роша, с учетом потемнения к краю и гравитационного потемнения. Числа, сопровождающие системы кривых — это угол наклонения i. Кривые демонстрируют зависимость формы от отношения масс q, степени заполнения полости Роша μ и фактора гравитационного потемнения β. Разными значками отмечены фазы двойной системы. Кривые приведены только для первой половины периода, поскольку они имеют зеркальную симметрию относительно оси Q. (Из работы Bochkarev et al., 1985b)

Первые две строки изображений фазовых кривых на рис. 275 иллюстрируют зависимость от эффекта гравитационного потемнения при фиксированных параметрах q и μ. Амплитуда орбитальной переменности поляризации возрастает с увеличением показателя $\beta = \beta_1$. Третья строка изображений фазовых кривых иллюстрирует зависимость поляризации от степени заполнения полости Роша μ, четвертая — от отношения масс q. Амплитуда орбитальной переменности степени поляризации сильно возрастает с увеличением μ, а также с увеличением q. Отметим, что $q = M_1/M_2$, где M_1 — масса приливно деформированной звезды, для которой рассчитывается поляризация. Как видно из рис. 275, при типичных параметрах ($q \simeq 1$, $\mu \simeq 0{,}98$, $\beta_1 = 0{,}25$) амплитуда орбитальной переменности поляризации составляет $\sim 0{,}1$–$0{,}2$ %, что значительно превышает точность современных поляриметрических наблюдений ТДС ($\sim 0{,}01$ %, см., например, Kemp et al., 1981). Отметим, что фазовые кривые поляризации для модели Роша существенно отличаются от таковых для двухосного и трехосного эллипсоидов (см. рис. 274, 275). На рис. 276 показана зависимость относительных параметров Стокса Q/I и U/I в модели Роша от фазы орбитального периода θ для различных i (принято $q = 0{,}25$, $\mu = 0{,}98$, $0{,}90$, $\beta = 0{,}25$). Для $i > 30^\circ$ в течение почти половины орбитального периода $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ величина позиционного угла степени

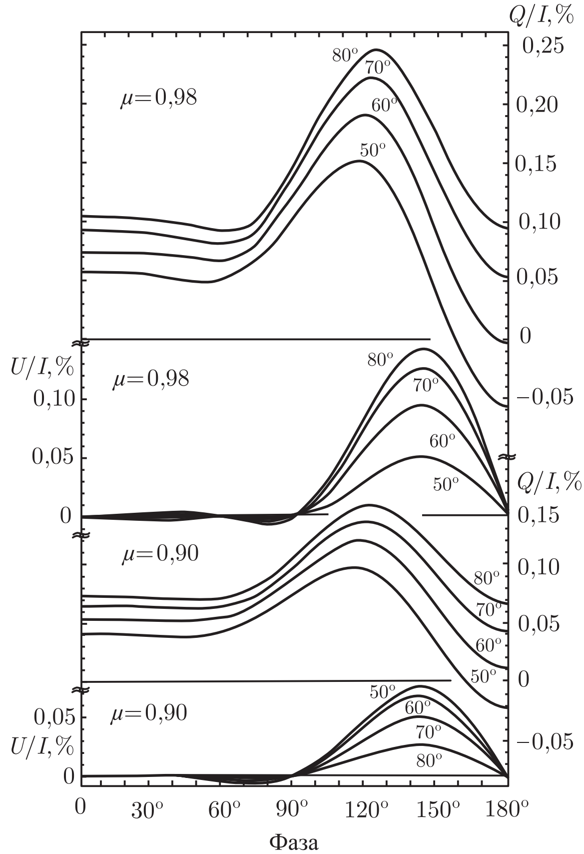


Рис. 276. Параметры Стокса Q/I и U/I (%) в зависимости от фазы двойной системы φ для случая приливно-деформированной звезды ($q = 0{,}25$, $\mu = 0{,}98$ и $0{,}90$; $\beta = 1/4$) с электронно-рассеивающей атмосферой, без учета истинного поглощения для разных углов наклонения i двойной системы (числа около кривых). (Из работы Bochkarev et al., 1985b)

поляризации χ и величина самой поляризации остаются практически постоянными. Все изменения наблюдаются в основном на фазах $90° < \theta < 270°$, когда звезда повернута «носиком» к наблюдателю. Такие нетривиальные изменения поляризации в случае фигуры приливно деформированной звезды в модели Роша не являются заранее очевидными.

В работах (Карицкая и Бочкарев, 1983, Bochkarev et al., 1985b) выполнен также гармонический анализ поляризационной переменности ТДС в рамках модели Роша. На рис. 277 приведены результаты разложения фазовых кривых в плоскости (Q, U) на отдельные гармоники-эллипсы для случая $q = 0{,}25$, $\mu = 0{,}98$, $\beta = 0{,}25$, $i = 75°$. На рис. 278 приведены, в зависимости от наклонения орбиты i, эксцентриситеты e_1, e_2 эллипсов первой и второй гармоник разложения фазовой кривой на плоскости (Q, U) в случае приливно деформированной звезды в модели Роша (Bochkarev et al., 1985b). Отрицательное значение e означает, что эллипс вытянут вдоль оси U. Пунктирные кривые здесь описывают результаты расчетов в случае простейшей модели однократного рассеяния оптически тонким газом (Brown et al., 1978, Milgrom, 1979). Из рис. 278 видно, что эксцентриситет эллипса первой гармоники e_1 почти не зависит

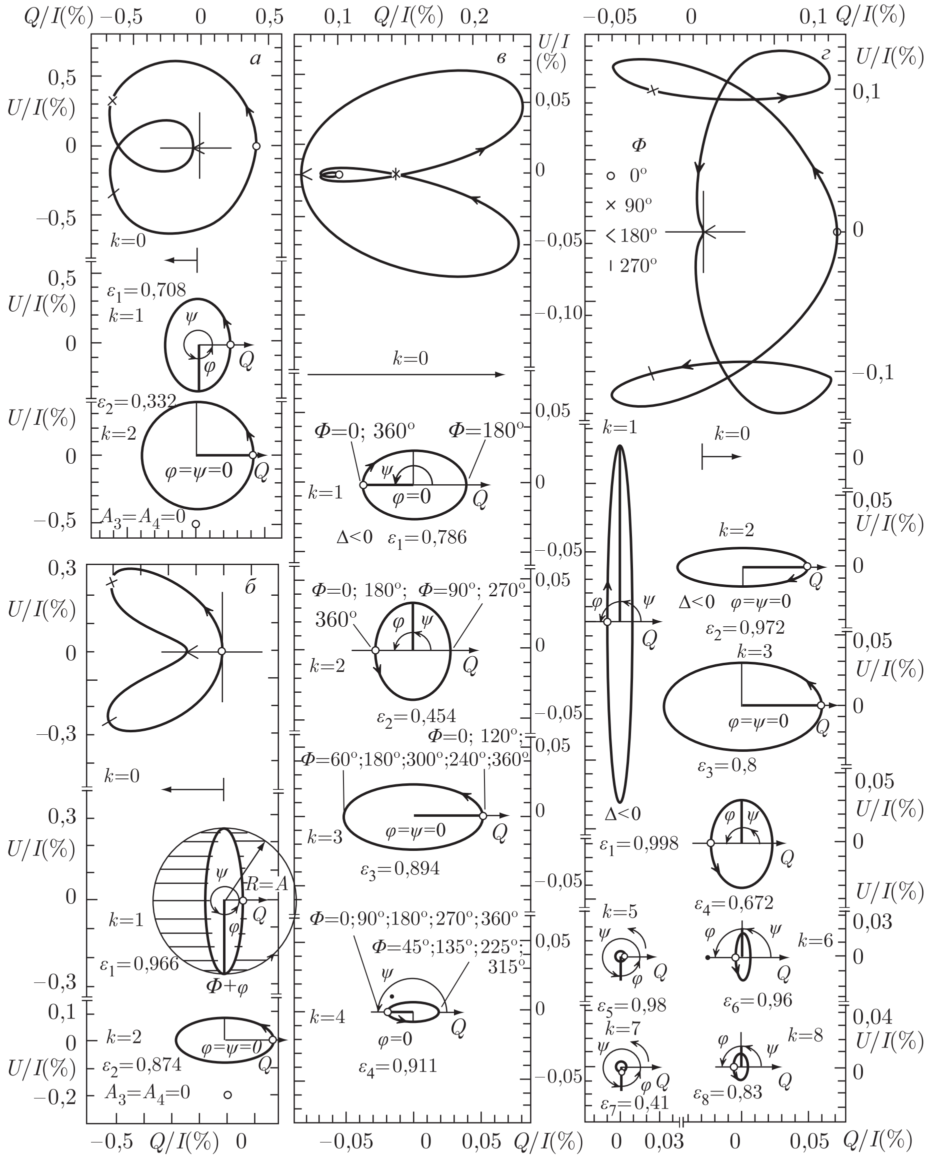


Рис. 277. Примеры представления фазовых кривых плоскополяризованного излучения на плоскости (Q, U) в виде эллипсов фурье-гармоник для систем, симметричных относительно бисекторной плоскости. Светлыми кружками на эллипсах указаны положения фазы $\varphi = 0$, жирной чертой большие полуоси эллипсов. Для 1-й гармоники случая *б* штрихами указаны положения фаз через каждые 15°, а для случая *в* — все фазы φ за период, в котором находятся точки, лежащие на оси Q. Представлены случаи многократного электронного рассеяния для: *а*, *б* — диска в плоскости орбиты, электронно-рассеивающего свет соседней звезды без учета затмений ($r_* = 0{,}5$, $r_d = 0{,}3$, $i = 45^\circ$ (*а*), $i = 75^\circ$ (*б*)); *в* — собственного излучения приливно-деформированной звезды с чисто электронной атмосферой ($q = 0{,}25$, $\mu = 0{,}98$, $\beta = 0{,}25$, $i = 75^\circ$); *г* — системы, состоящей из приливно-деформированной звезды и диска, находящегося в плоскости орбиты, $r_d = 0{,}2$, $i = 75^\circ$. Учтены взаимные затмения звезды и диска. (Из работы Карицкая и Бочкарев, 1983)

от степени заполнения оптической звездой своей полости Роша μ, в то время как величина e_2 заметно зависит от μ. Для широкого диапазона изменений i эксцентриситеты e_1 и e_2 имеют отрицательные значения, т. е. большие оси эллипсов первой и второй гармоник ориентированы вдоль оси U. Описанная связь между величинами e_1, e_2 и μ, i дает принципиальную возможность определения наклонения орбиты i и степени заполнения полости Роша μ из наблюдений орбитальной переменности линейной поляризации ТДС в том случае, если есть уверенность, что изменения поляризации целиком связаны с приливной деформацией звезды. Однако наблюдения переменности линейной поляризации оптического излучения рентгеновской двойной системы Cyg X-1 (Kemp, 1980a) показывают, что в этом случае изменения поляризации не могут быть объяснены только приливной деформацией оптической звезды. В данном случае необходимо учитывать также эффекты рассеяния излучения оптической звезды основанием звездного ветра звезды, а также на аккреционном диске. Также в данном случае важны эффекты долгопериодической переменности поляризации.

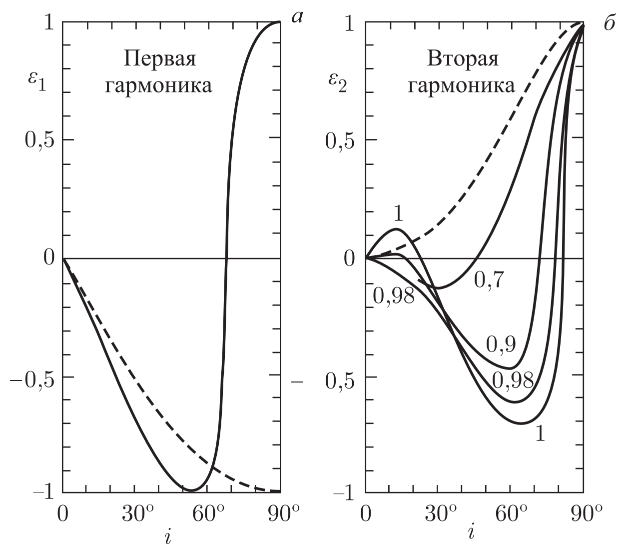


Рис. 278. Эксцентриситеты ε_1 и ε_2 эллипсов для первой и второй гармоник разложения параметров Стокса в ряд Фурье как функции угла наклонения i для приливно-деформированной звезды ($q = 0{,}25$, $\beta = 1/4$) с электронно-рассеивающей атмосферой для различной степени заполнения полости Роша μ (цифры около кривых). Штриховая линия показывает каноническую зависимость. (Из работы Bochkarev et al., 1985b)

Описанный метод синтеза кривых изменения поляризации излучения ТДС основан на использовании простой модели чисто электронно рассеивающей плоскопараллельной атмосферы звезды (Соболев, 1949, 1963, Chandrasekhar, 1950). В реальных звездных атмосферах присутствует, помимо электронного рассеяния, также истинное поглощение. Учет истинного поглощения (Бочкарев и Карицкая, 1983a, Bochkarev and Karitskaya, 1985, Bochkarev et al., 1985a) обусловливает различие в зависимостях величин $I_l - I_r$ и $I_l + I_r$ от угла γ по сравнению с формулами (637), (638). При этом появляется зависимость эффектов поляризации от нового параметра — альбедо однократного рассеяния

$$\Omega = \frac{\varkappa_s}{\varkappa_s + \varkappa_a}, \tag{645}$$

где $\varkappa_s$ и $\varkappa_a$ — коэффициенты рассеяния и истинного поглощения соответственно, а также от конкретной структуры атмосферы, характеризуемой распределением функции источников $B_\lambda(\tau_\lambda)$ для теплового неполяризованного излучения (τ_λ — оптическая глубина).

В работе (Bochkarev and Karitskaya, 1985) был выполнен учет истинного поглощения для простого случая линейной зависимости функции источников от τ_λ:

$$B_\lambda(\tau_\lambda) = a_\lambda + b_\lambda\tau_\lambda. \tag{646}$$

В этом случае характеристики выходящего излучения описываются двумя параметрами: Ω и u — линейным коэффициентом потемнения к краю, связанным с функцией $B_\lambda(\tau_\lambda)$. Полная функция источников $B^*_\lambda(\tau_\lambda)$ состоит из начальной функции источников $B_\lambda(\tau_\lambda)$ для неполяризованного теплового излучения и функции источников для рассеянного излучения $S_\lambda(\tau_\lambda)$, обусловленной томсоновским или рэлеевским рассеянием:

$$B^*_\lambda(\tau_\lambda) = (1-\Omega_\lambda)B_\lambda(\tau_\lambda) + \Omega_\lambda S_\lambda(\tau_\lambda). \tag{647}$$

Чем больше величина альбедо однократного рассеяния Ω_λ, тем больше вклад S_λ в B^*_λ. Поскольку S_λ — нелинейная функция τ_λ, несмотря на линейность $B_\lambda(\tau_\lambda)$ функция $B^*_\lambda(\tau_\lambda)$ — нелинейная функция τ_λ. Отсюда вытекает нелинейная связь между интенсивностью I_λ и величиной $\cos\gamma$.

В работах (Лоскутов и Соболев, 1979, Силантьев, 1980) была вычислена поляризация и интенсивность излучения, испускаемого единичной площадкой плоскопараллельной полубесконечной атмосферы, при фиксированной величине Ω и линейной зависимости от τ_λ функции источников $B_\lambda(\tau_\lambda)$. Замена формул (637), (638) на эти результаты позволила Бочкареву и Карицкой (1985) выполнить синтез кривых изменения поляризации ТДС с учетом эффектов истинного поглощения.

Для реальных звезд величина альбедо однократного рассеяния $\Omega \lesssim 0{,}9$, и для звезд с $T \gtrsim 8000$ K и малыми или средними значениями g типичная величина $\Omega = 0{,}2$–$0{,}5$, достигая наибольшего значения для сверхгигантов A-B.

На рис. 279 показаны фазовые кривые для параметров Стокса на плоскости $(Q/I, U/I)$ для первой половины орбитального периода при $\Omega = 0{,}5$ и $0{,}3$, $u = 0{,}4$ и $0{,}6$, вычисленные для ТДС с параметрами $q = 0{,}25$, $\mu = 0{,}98$, $\beta = 0{,}25$, $i = 45°$. Для сравнения, вверху рисунка приведена соответствующая фазовая кривая для случая чисто электронного рассеяния. Видно, что форма фазовых кривых почти нечувствительна к величинам u и Ω. Однако амплитуда переменности поляризации уменьшается с увеличением вклада истинного поглощения (случаи $\Omega = 0{,}5$ и $0{,}3$). При $u = 0{,}4$ в центральных частях видимого звездного диска наблюдается эффект Нагирнера (1962): плоскость поляризации излучения, испускаемого единичной площадкой при $\Omega = 0{,}5$ и $0{,}3$, поворачивается на $90°$ по сравнению с чисто электронным рассеянием. При $u = 0{,}4$ центральные части диска звезды дают больший вклад в поляризацию излучения, чем периферийные, поэтому соответствующая фазовая кривая в плоскости $(Q/I, U/I)$ повернута на $180°$ по сравнению со случаем чисто электронного рассеяния.

В работе (Bochkarev and Karitskaya, 1985) рассмотрены случаи нелинейной зависимости начальной функции источника $B_\lambda(\tau_\lambda)$ от оптической глубины τ_λ, а также изучено влияние магнитного поля на характеристики поляризации излучения атмосферы звезды, обусловленное фарадеевским вращением плоскости поляризации. Подробнее об этих эффектах можно прочитать в книге Долгинова и др. (1979), а также в работах (Гнедин и Силантьев, 1980, Долгинов и Силантьев, 1981).

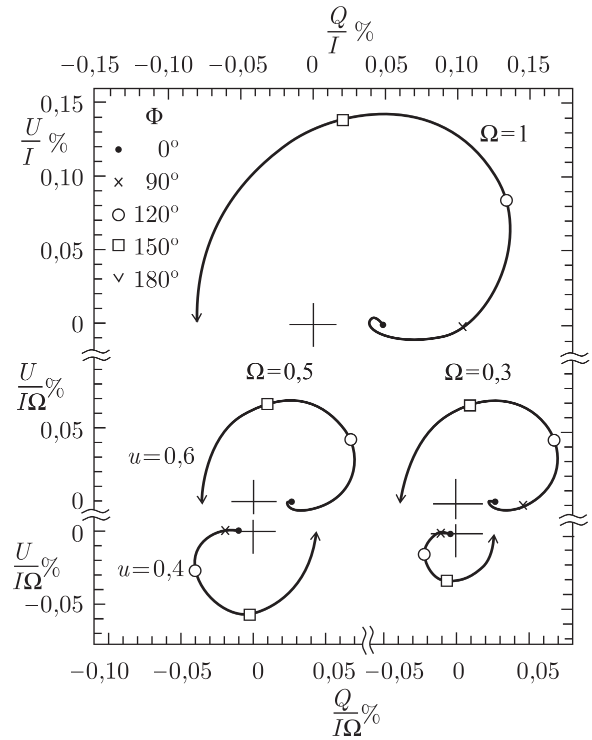


Рис. 279. Поляризационные фазовые кривые для приливно-деформированных звезд с линейным распределением истинно излучающих источников для $q = 0,25$, $\mu = 0{,}98$, $\beta = 0{,}25$, $i = 45^\circ$ с различными коэффициентами потемнения к краю и различными значениями альбедо единичного рассеяния Ω. Ввиду симметрии относительно оси Q, кривые даны для первого полупериода двойной системы. (Из работы Bochkarev and Karitskaya, 1985)

Авторы (Bochkarev and Karitskaya, 1985) приходят к следующим заключениям о характере переменности линейной поляризации излучения приливно деформированных звезд в ТДС.

Переменность линейной поляризации излучения от приливно деформированных звезд в ТДС составляет значительную величину (несколько десятых процента) и вполне доступна для детектирования современными методами поляриметрии, точность которых достигает $\sim 0{,}01\,\%$. Эта переменность наибольшая в ультрафиолетовом диапазоне для $\lambda = 912$–$1500\,\text{Å}$ в случае звезд с эффективными температурами $T_{\text{ef}} = (12$–$35) \cdot 10^3\,\text{K}$ и в диапазоне $\lambda = 226$–$500\,\text{Å}$ в случае очень горячих звезд с $T_{\text{ef}} = (35$–$50) \cdot 10^3\,\text{K}$. В этих случаях полная амплитуда переменности поляризации превышает амплитуду переменности поляризации с чисто электронно-рассеивающими атмосферами и достигает (0,5–1,0) % для звезд с большой степенью заполнения полости Роша ($\mu = 0{,}98$) и для значительных наклонений орбит ($i = 30$–70°). Поэтому искать орбитальную переменность поляризации излучения ТДС наиболее перспективно в ультрафиолетовом диапазоне спектра для $\lambda \leqslant 1500\,\text{Å}$. В целом, наибольшая амплитуда изменения поляризации достигается в максимуме, а также в виновской области спектра, т. е., для горячих звезд в ультрафиолетовой области. Как следствие, максимальная амплитуда наблюдается вблизи лаймановского предела $\lambda = 912\,\text{Å}$ для звезд с $T_{\text{ef}} \lesssim 35\,000\,\text{K}$ или вблизи предела серии для He II($\lambda = 226$ Å) для $T_{\rm ef} > 35\,000$ K. Именно эти области спектра соответствуют наибольшим значениям Ω_λ и $d\ln B_\lambda/d\ln\tau_\lambda$, т.е. в данном случае источники излучения расположены глубоко в атмосфере звезды, и имеется высокая вероятность рассеяния фотонов на большие углы. Поэтому в данном случае амплитуда переменности поляризации иногда даже заметно превышает амплитуду переменности поляризации при чисто электронном рассеянии.

Наибольшая переменность поляризации в видимом диапазоне спектра должна наблюдаться от A-сверхгигантов ($T_{\rm ef} = 8000$–$10\,000$ K, $\lg g = 1{,}0$–$1{,}5$) для которых на $\lambda = 3700$ Å амплитуда этой переменности достигает 0,10–0,15 %. Более горячие звезды с малой величиной ускорения силы тяжести имеют радиативно нестабильные атмосферы, поэтому в этом случае рассеяние, имеющее место в истекающем газе, должно маскировать поляризационные эффекты, обусловленные приливной деформацией звезды. В инфракрасном диапазоне амплитуда поляризационной переменности убывает приблизительно как $1/\lambda$ (как с учетом, так и без учета влияния магнитного поля).

Зависимость поляризационной переменности от длины волны характеризуется скачками у границ спектральных серий. Из-за действия эффекта Нагирнера также наблюдается поворот плоскости поляризации на 90° для некоторых длин волн λ_0, зависящих от $T_{\rm ef}$. Для значений λ, значительно отличающихся от λ_0, форма фазовых кривых для параметров Стокса на плоскости (Q, U) и зависимость поляризации от параметров ТДС (q, μ, i) приблизительно такие же, как в случае чисто электронно рассеивающей атмосферы. На длинах волн λ, для которых альбедо однократного рассеяния $\Omega \ll 1$ (вклад истинного поглощения доминирует), амплитуда поляризационной переменности меняется примерно пропорционально $g^{-1/2}$. Вблизи критических длин волн λ_0, обусловленных эффектом Нагирнера, амплитуда орбитальной поляризационной переменности мала, а форма соответствующих фазовых кривых искажается.

Причина орбитальной поляризационной переменности определяется в основном двумя характеристиками атмосферы звезды: величиной альбедо однократного рассеяния $\Omega_\lambda = \dfrac{\varkappa_s}{\varkappa_s + \varkappa_a}$ и наклоном начальной функции источников $B_\lambda(\tau_\lambda)$, который может быть охарактеризован линейным коэффициентом потемнения u. Малая величина поляризации, обусловленная эффектом Нагирнера, возникает для критического значения коэффициента потемнения $u_{\rm cr}$, близкого к 0,5, которое главным образом зависит от Ω.

Для начальной функции источников $B_\lambda(\tau_\lambda) \sim e^{-2\tau_\lambda}$ и $\Omega = 0{,}3$–$0{,}5$ (случай звезд с хорошо развитыми хромосферами), когда функция источника экспоненциально растет во внешних слоях атмосферы, поляризационная переменность того же порядка или даже больше, чем в случае чисто электронно рассеивающей атмосферы.

Фарадеевская деполяризация звездного излучения при наличии магнитного поля в случае горячих сверхгигантов может быть существенной в видимой области спектра. Эта деполяризация, по-видимому, несущественна во всех случаях, когда амплитуда орбитальной переменности поляризации, обусловленная приливной деформацией звезды, максимальна.

В работе Карицкой (1981) рассчитана линейная поляризация от наклонных прецессирующих дисков, рассеивающих свет звезды в двойных системах. Такие диски наблюдаются в ряде рентгеновских двойных систем (SS 433, HZ Her и др.). На рис. 280 приведены поляризационные фазовые кривые на плоскости $(Q/I_{d,o},\ U/I_{d,o})$ для собственного излучения плоского оптически толстого электронно рассеивающего прецессирующего диска с глубоко расположенными источниками (Бочкарев и Карицкая, 1983). При наклонении оси прецессии диска по отношению к лучу

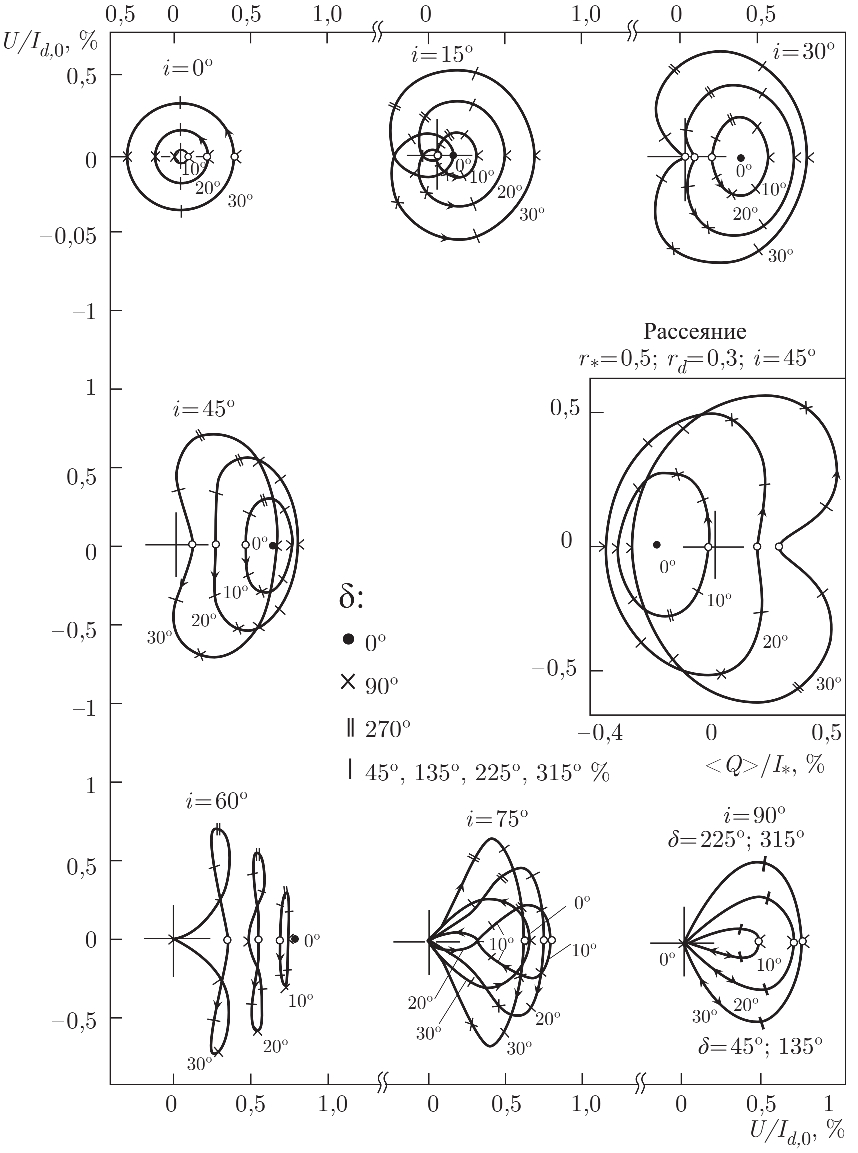


Рис. 280. Поляризационные фазовые кривые на плоскости $(Q/I_{d,o}, U/I_{d,o})$ (%) собственного излучения плоского оптически толстого электронно-рассеивающего прецессирующего диска с глубоко расположенными источниками. Для каждой «розетки», соответствующей некоторому углу i и разным j (числа у кривых), начало координат отмечено большим крестом. Фазы прецессии δ указаны специальными значками в центре рисунка. На врезке приведены для сравнения, фазовые кривые рассеянного диском излучения звезды (нормированы на излучение звезды) для $i = 45°$. (Из работы Бочкарев и Карицкая, 1983а)

зрения $i = 0$ фазовая кривая представляет собой окружность, дважды описываемую за прецессионный период. Для каждого угла наклона оси прецессии к направлению на наблюдателя $i = 0°, \ldots 90°$ приведены фазовые кривые для углов прецессии $j = 0°$, $10°$, $20°$ и $30°$ (числа у кривых). Специальными значками через $45°$ отмечены фазы прецессии δ от 0° до 360°. Там же для сравнения при $i = 45°$ и тех же j (на врезке) приведены усредненные за орбитальный период прецессионные фазовые кривые рассеянного диском излучения звезды, рассчитанные на основе результатов работы Карицкой (1981). При этом считалось, что ось прецессии перпендикулярна плоскости орбиты, а радиусы звезды и диска $R_* = 0{,}5a$, $R_d = 0{,}3a$, a — радиус орбиты. Видно, что параметры Стокса Q и U рассеянного и собственного излучения диска меняются в противофазе.

Характеристики фазовых кривых, описывающих поляризацию собственного излучения диска, зависят от соотношения между углом прецессии j и наклоном i оси прецессии к лучу зрения. Проекция диска на картинную плоскость меняется с фазой прецессии δ таким образом, что при $i \lesssim 60°$ и $j \lesssim 90° - i$, когда диск всегда виден с одной стороны, обход фазовых кривых происходит против часовой стрелки, а при $i > 60°$ и $j < 90° - i$ — по часовой стрелке. При $j > 90° - i$ диск виден попеременно то с одной стороны, то с другой. Вследствие этого на фазовых кривых появляются точки возврата в фазах, когда диск виден с ребра, так что на разных частях фазовых кривых обход происходит в разные стороны.

В работе (Бочкарев и Карицкая, 1983) учтены также затмения прецессирующего диска звездой в ТДС и дано применение этих результатов к интерпретации поляризационных наблюдений объекта SS 433 (Mc Lean and Tapia, 1980). Подтверждены главные выводы работы (Бочкарев и др., 1980): поляриметрическая переменность SS 433 согласуется с моделью этой ТДС как затменной двойной с прецессирующим оптически толстым аккреционным диском. Интерпретация поляризационной переменности SS 433 в рамках описанной модели дает дополнительные указания на то, что релятивистские джеты в этой системе перпендикулярны плоскости аккреционного диска.

В работе (Бочкарев и др., 1986) описанная методика интерпретации поляриметрических данных применена к анализу поляриметрических наблюдений рентгеновской двойной системы с черной дырой Cyg X-1. Авторами для системы Cyg X-1 детально рассчитана орбитальная переменность линейной поляризации излучения, вызванная приливной деформацией оптической звезды и ее возможными мелкими частными затмениями аккреционным диском. Было учтено распределение источников истинного излучения в атмосфере звезды, а также распределение с оптической глубиной альбедо единичного рассеяния $\Omega_\lambda(\tau_\lambda)$ (для модели атмосферы звезды с $T_{\text{ef}} = 32\,900$ K и $\lg g = 3{,}1$). Для набора длин волн были получены угловые распределения интенсивности и поляризации излучения с единичной площадки поверхности звезды. Исследовано теоретическое изменение характера переменности поляризации с длиной волны. В оптическом диапазоне теоретическая амплитуда изменения поляризации не превышает 0,025 % и лежит на пределе обнаружения современными методами наблюдений. Наблюдаемая амплитуда переменности линейной поляризации оптического излучения для системы Cyg X-1 на порядок больше (Kemp et al., 1979, 1983) и составляет $\sim 0{,}25$ %. Авторы (Бочкарев и др., 1986) приходят к выводу, что наблюдаемая переменность поляризации оптического излучения в системе Cyg X-1 не может быть объяснена эффектами приливной деформации оптической звезды и возможными мелкими частными затмениями оптической звезды. Отметим, что в системе Cyg X-1 обнаружена прецессия наклонного аккреционного диска с периодом $P_{\text{прец}} = 294^{\text{d}}(150^{\text{d}})$ (Kemp et al., 1983, 1987, Priedhorsky et al., 1983). Кроме того, оптическая звезда в системе Cyg X-1 — сверхгигант O9,7Iab, обладающий интенсивным звездным ветром. Все это может значительно усложнить картину изменения линейной поляризации оптического излучения в системе Cyg X-1 по сравнению с простой моделью приливно деформированной звезды.

Мы рассмотрели случай, когда поляризация оптического излучения вызывается процессами в оптически толстой плоскопараллельной полубесконечной атмосфере приливно деформированной звезды или аккреционного диска. Рассмотрим теперь другой крайний случай, когда поляризация излучения обусловливается процессами однократного томсоновского рассеяния в оптически тонкой звездной оболочке.

в) Орбитальная переменность линейной поляризации в двойных системах, содержащих компоненту с протяженной атмосферой. В работе (Brown et al., 1978) рассчитана поляризация излучения в электронно-рассеивающей оптически тонкой звездной оболочке и дано применение этих результатов к анализу поляризационных наблюдений ТДС. Особенно перспективным оказалось применение этих методов к анализу орбитальной переменности поляризации излучения двойных WR+O-систем, в которых компонента WR обладает протяженной электронно-рассеивающей атмосферой. Для большого числа WR+O-систем оказалось возможным, используя данные поляриметрических наблюдений, оценить наклонения орбит и дать оценки масс компонент, а также определить темпы потери массы звездами WR (см. обзор: Moffat, 1988 и ссылки в нем).

Рассмотрим, для определенности, двойную систему WR+O. В такой системе орбитальная переменность поляризации связана в основном с «эффектом отражения» — рассеянием света O-звезды на свободных электронах звездного ветра звезды WR. Параметры поляризации (степень поляризации P и позиционный угол плоскости поляризации χ) меняются с фазой орбитального периода θ. В принципе, следует рассматривать два источника переменной поляризации: рассеяние света O-звезды в ветре звезды WR и рассеяние света звезды WR в ветре O-звезды. Однако, поскольку ветер WR-звезды на порядок мощнее, можно ограничиться рассмотрением лишь эффекта рассеяния света O-звезды в ветре WR-звезды. Это упрощение модели имеет наблюдательное обоснование. Сравнение двух систем с близкими орбитальными периодами ($P \simeq 6^{\mathrm{d}}$) и массами HDE311884 (WN6+O5V) и HD93205 (O3V+O8V) (Moffat and Seggewiss, 1987) показало, что, хотя обе системы имеют большие амплитуды кривых лучевых скоростей (т. е. наклонение орбиты в обоих случаях не сильно отличается от 90°), амплитуда орбитальной модуляции степени поляризации для WN6+O5V-системы составляет $\sim 0{,}6\,\%$, в то время, как для O3V+O8V-системы эта амплитуда не превышает $0{,}05\,\%$, т. е. на порядок меньше.

В затменных двойных WR+O-системах, помимо орбитальной переменности поляризации, вызванной описанным выше «эффектом отражения» света O-звезды, в ветре WR-звезды должны также наблюдаться быстрые регулярные изменения поляризации, связанные с затмением O-звездой различных частей внутреннего плотного ветра звезды WR (так называемый эффект Чандрасекара).

Оба типа регулярной переменности поляризации (орбитальная модуляция, связанная с «эффектом отражения», и затменная переменность) наблюдаются в WR+O-системах.

Сечение томсоновского рассеяния фотона на свободном электроне в нерелятивистском случае выражается в виде

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 = 6{,}65\cdot 10^{-25}\text{см}^2, \tag{648}$$

где m_e — масса электрона, e — его заряд, c — скорость света. Следует отметить три характерные особенности томсоновского рассеяния: в нерелятивистском случае электронное рассеяние не зависит от длины волны; электронное рассеяние на свободных электронах не приводит к появлению круговой поляризации излучения; электронное рассеяние доминирует над ионным рассеянием, поскольку $1/m_e^2 \gg 1/m_p^2$ (m_p — масса протона).

На рис. 281 показана картина рассеяния фотона свободным электроном. Фотон после рассеяния отклоняется на угол χ. Разложим вектор электрического поля $\mathbf{E}$ падающей электромагнитной волны на две ортогональные компоненты E_ξ и E_τ, где компонента E_ξ лежит в плоскости рассеяния (плоскости, проходящей через направления падающего и рассеянного фотонов), компонента E_τ перпендикулярна плоскости рассеяния. Пусть E_ξ^o и E_τ^o — амплитуды компонент вектора $\mathbf{E}$ до рассеяния, а E_ξ^s и E_τ^s — после рассеяния. До рассеяния компоненты E_ξ и E_τ меняются в зависимости от времени по закону

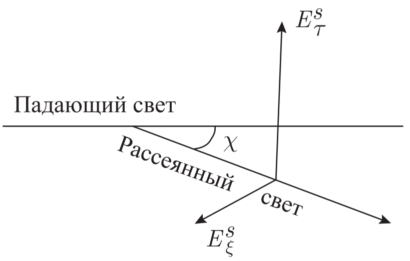


Рис. 281. Диаграмма рассеянии фотона на электроне. χ — угол рассеяния

$$E_\xi = E_\xi^o \sin(\omega t - \varepsilon_1) \quad (649)$$

$$E_\tau = E_\tau^o \sin(\omega t - \varepsilon_2)\,, \quad (650)$$

где ω — круговая частота волны, ε_1, ε_2 — ее начальные фазы.

После рассеяния (см., например, Chandraskhar, 1960) имеем:

$$E'_\xi = \left(\frac{3}{2}\sigma_T\right)^{1/2} E_\xi^o \cos\chi \sin(\omega t - \varepsilon_1) = E_\xi^s \sin(\omega t - \varepsilon_1) \quad (651)$$

$$E'_\tau = \left(\frac{3}{2}\sigma_T\right)^{1/2} E_\tau^o \sin(\omega t - \varepsilon_2) = E_\tau^s \sin(\omega t - \varepsilon_2)\,. \quad (652)$$

Отметим важные свойства электромагнитной волны после рассеяния на свободном электроне: при рассеянии не происходит изменения фазы волны; компонента E_τ^s, перпендикулярная плоскости рассеяния, не зависит от угла рассеяния χ; компонента E_ξ^s, параллельная плоскости рассеяния, меняется пропорционально $\cos\chi$; интенсивность рассеянного излучения (определяемая суммой квадратов соответствующих амплитуд $\left(E_\xi^s\right)^2$ и $\left(E_\tau^s\right)^2$) пропорциональна сечению томсоновского рассеяния σ_T.

Вначале рассмотрим линейную поляризацию, обусловленную томсоновским рассеянием излучения точечного источника неполяризованного излучения в электронно-рассеивающей оболочке (Brown et al., 1978). В этом случае, нам достаточно использовать три параметра Стокса: I, Q, U.

Рассмотрим точечный источник излучения O неполяризованного света, излучающий изотропно интенсивность I_0. Поместим в этот источник начало декартовой системы координат (x, y, z), ось Ox которой направлена на наблюдателя (рис. 282).

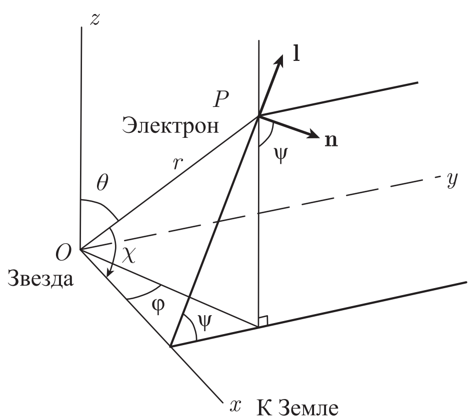


Рис. 282. Геометрия рассеяния. Система координат (x, y, z) расположена в центре освещающей звезды O с осью Ox, направленной на Землю. Плоскость, проходящая через точку $P(r, \theta, \varphi)$ перпендикулярно оси Ox, показана жирными линиями. Эта плоскость содержит единичные векторы $\mathbf{n}$ и $\mathbf{l}$. Свет, подающий на электрон в точке P, рассеивается и имеет частичную линейную поляризацию в направлении вектора $\mathbf{n}$. (Из статьи Brown et al., 1978)

В точке P оболочки звезды, расположенной на расстоянии r от излучающего источника, свет рассеивается на угол χ и идет к наблюдателю. На рис. 282 плоскость рассеяния, содержащая падающий и рассеянный лучи света, наклонена по отношению к плоскости zOx (плоскости отсчета) на угол χ. В точке P определены два единичных ортогональных вектора, лежащие в плоскости, перпендикулярной лучу зрения (оси Ox): вектор $\mathbf{n}$ (нормаль к плоскости рассеяния) и вектор $\mathbf{l}$ (лежащий в плоскости рассеяния). Координаты точки P характеризуются полярным радиусом r, полярным углом θ и углом азимута φ. Очевидно, что угол между нормалью $\mathbf{n}$ к плоскости рассеяния и плоскостью отсчета zOx равен углу ψ (см. рис. 282). Свет, рассеянный всей оболочкой звезды в направлении на наблюдателя, получается интегрированием параметров Стокса по всему объему V оболочки (Brown et al., 1978):

$$\left.\begin{matrix} I_1 \\ Q \\ U \end{matrix}\right\} = I_0\sigma_0 \iiint\limits_V \frac{n\,(r,\theta,\varphi)}{r^2}\,dV \begin{cases} 1+\cos^2\chi, \\ \sin^2\chi\cos 2\psi, \\ \sin^2\chi\sin 2\psi, \end{cases} \tag{653}$$

где $n(r,\theta,\varphi)$ электронная плотность в точке P, r — расстояние OP, $\sigma_0 = \dfrac{3\sigma_T}{16\pi}$ (σ_T — сечение томсоновского рассеяния на один электрон), $dV = r^2\sin\theta\,dr\,d\theta\,d\varphi$ — элемент объема. В формуле (653) под интегралом стоит член $1/r^2$, учитывающий изменение с расстоянием потока излучения I_0/r^2, испускаемого изотропным источником O. Угол рассеяния излучения χ и угол между плоскостью отсчета ZOX и нормалью $\mathbf{n}$ к локальной плоскости рассеяния в точке $P(r,\theta,\varphi)$ показаны на рис. 282. Используя этот рисунок, легко связать направляющие косинусы радиуса-вектора $\mathbf{r}$ с углами χ и ψ:

$$\begin{aligned} \sin\theta\cos\varphi &= \cos\chi, \\ \sin\theta\sin\varphi &= \sin\chi\cos\psi, \\ \cos\theta &= \sin\chi\sin\psi. \end{aligned} \tag{654}$$

Эти соотношения позволяют исключить углы χ и ψ из уравнений (653) и оставить интегрирование только по переменным r,θ,φ.

Добавив невозмущенную интенсивность I_0 источника O в выражение для полной интенсивности излучения (испускаемого источником O и рассеянного в оболочке), получим следующие формулы, определяющие параметры Стокса (Brown et al., 1978):

$$\begin{aligned} I &= I_0 + I_1 = I_0\left[1+\sigma_0\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi\int\limits_0^{2\pi} n\,(r,\theta,\varphi)\left(1+\sin^2\theta\cos^2\varphi\right)\sin\theta dr d\theta d\varphi\right], \\ Q &= I_0\sigma_0\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi\int\limits_0^{2\pi} n\,(r,\theta,\varphi)\left(\sin^2\theta\sin^2\varphi-\cos^2\theta\right)\sin\theta dr d\theta d\varphi, \\ U &= I_0\sigma_0\int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi\int\limits_0^{2\pi} n\,(r,\theta,\varphi)\,(\sin 2\theta\sin\varphi)\sin\theta dr d\theta d\varphi. \end{aligned} \tag{655}$$

Мы рассмотрели процесс рассеяния излучения точечного источника в оболочке звезды при фиксированной ориентации двойной системы относительно луча зрения. Чтобы использовать эти результаты для описания процесса рассеяния света О-звезды в двойной WR+O-системе, мы должны учесть изменение ориентации двойной системы относительно наблюдателя, обусловленное орбитальным движением компонент, а также учесть отличие наклонения орбиты i от 90°. Будем считать, что электронно-рассеивающая оболочка WR-звезды сферически симметрична и находится в коротации с орбитальным движением (орбита системы круговая), а спутник O в WR+O-системе для простоты будем считать точечным источником излучения (ненулевые размеры звезды O могут учитываться введением фактора деполяризации D под интегралы в выражения (655) — см.Brown et al. (1989). Тогда, вводя подвижную и неподвижную системы координат (см. выше) и записывая уравнения перехода от одной координатной системы к другой подобно тому, как это мы делали при синтезе кривых блеска и кривых лучевых скоростей ТДС, можно с использованием выражений (655) получить уравнения, связывающие параметры Стокса с величинами i и λ, где i — наклонение орбиты системы, $\lambda = 2\pi\varphi$ $(0 \leqslant \varphi \leqslant 1)$ — орбитальная фаза ТДС, характеризующая ориентацию компонент на орбите).

Результирующие выражения весьма сложны. Однако, поскольку величины i, λ не зависят от координат r, θ, φ, окончательные уравнения могут быть упрощены путем разложения подинтегральных выражений в ряд Фурье по переменной λ (Brown et al., 1978):

$$I = I_0\{1 + \tau_0[2(1+\gamma_0) + (1-3\gamma_0)\sin^2 i + G\sin 2i\cos(\lambda+\lambda_1) + \\ + H\sin^2 i\cos 2(\lambda+\lambda_2)]\}, \quad (656)$$

$$Q = \tau_0[(1-3\gamma_0)\sin^2 i + G\sin 2i\cos(\lambda+\lambda_1) - H(1+\cos^2 i)\cos 2(\lambda+\lambda_2)], \quad (657)$$

$$U = 2\tau_0[G\sin i\sin(\lambda+\lambda_1) - H\cos i\sin 2(\lambda+\lambda_2)], \quad (658)$$

где $\operatorname{tg}\lambda_1 = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$, $\operatorname{tg}2\lambda_2 = \frac{\gamma_4}{\gamma_3}$, $G = \left(\gamma_1^2 + \gamma_2^2\right)^{1/2}$, $H = \left(\gamma_3^2 + \gamma_4^2\right)^{1/2}$, величина I_0 — сумма интенсивностей излучения O- и WR-звезд, а величины τ_0, γ_0, γ_1, γ_2, γ_3, γ_4 определяются соотношениями:

$$\tau_0 = \frac{\sigma_0}{2}\sum_{j=1}^{2} f_j \int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi\int\limits_0^{2\pi} n\,(r,\theta,\varphi)\,dr_j\sin\theta_j d\theta_j d\varphi_j, \quad (659)$$

$$\tau_0\gamma_i = \frac{\sigma_0}{2}\sum_{j=1}^{2} f_j \int\limits_0^\infty\int\limits_0^\pi\int\limits_0^{2\pi} n\,(r,\theta,\varphi)\,f_i\,(\theta,\varphi)\,dr_j d\theta_j d\varphi_j. \quad (660)$$

В формуле (660) функции $f_i(\theta,\varphi)$ определяются следующими выражениями: $f_0 = \cos^2\theta$; $f_1 = \sin 2\theta\cos\varphi$; $f_2 = \sin 2\theta\sin\varphi$, $f_3 = \sin^2\theta\cos 2\varphi$; $f_4 = \sin^2\theta\sin 2\varphi$, τ_0 — средняя эффективная оптическая толща по рассеянию, проинтегрированная по всем направлениям, f_j — относительная интенсивность, обусловленная j-й компонентой системы:

$$f_j = \frac{I_j}{\sum\limits_{j=1}^{2} I_j}.$$

Интегралы (660), в отличие от средней оптической толщи τ_0 (см. формулу (659)), представляют собой оптические толщи, проинтегрированные по телесным углам, с различными весовыми коэффициентами по разным направлениям, и усредненные по обеим компонентам системы с весовыми множителями, равными их относительным интенсивностям излучения. Они характеризуют структуру протяженной рассеивающей атмосферы. Например, в случае оболочки, симметричной относительно плоскости орбиты, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$, т.е. $A = H/G = \infty$.

Отметим, что мы пренебрегаем межзвездной поляризацией и выбираем ось отсчета параметра Стокса Q, совпадающей с направлением линии узлов орбиты системы на картинной плоскости. На рис. 283 приведены теоретические фазовые кривые на плоскости (Q,U) в случае рассеяния света точечного источника на оболочке произвольной формы для наклонения орбиты $i = 30^\circ$, разных сдвигов фаз орбитального периода $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ и различных значений параметра $A = H/G$, характеризующего

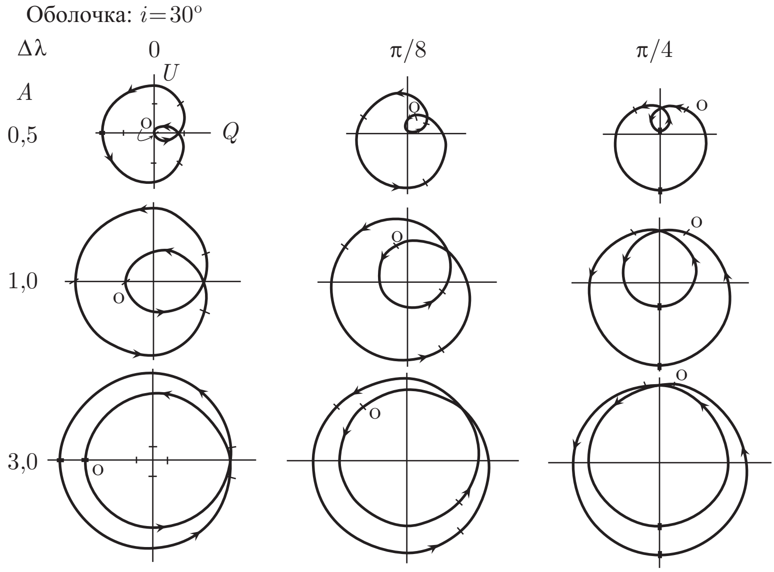


Рис. 283. Поляризационные фазовые кривые на плоскости (Q, U), свернутые с орбитальным периодом (случай томсоновского рассеяния в оптически тонкой звездной оболочке). Принято наклонение орбиты $i = 30°$. (Из работы Brown et al., 1978)

степень асимметрии оболочки. Видно, что с уменьшением A амплитуда изменения поляризации убывает, а форма фазовой кривой все более приближается к слабо вытянутому эллипсу; с изменением $\Delta\lambda$ меняется ориентация фазовой кривой на плоскости (Q, U).

В выражениях (656)–(658) вторая гармоника, соответствующая аргументу 2λ, отвечает за эффект электронного рассеяния в оболочке, симметричной относительно орбитальной плоскости. Этот случай хорошо согласуется с моделью двойной системы WR+O, где ветер WR-звезды хотя и может быть искажен, но не так, чтобы его деформация была разной в областях, лежащих ниже и выше плоскости орбиты. Первая гармоника, соответствующая аргументу 1λ, характеризует эффект рассеяния на свободных электронах в оболочке WR, несимметричной относительно орбитальной плоскости.

Наблюдения орбитальной переменности параметров Стокса Q и U для нескольких десятков двойных WR+O-систем уверенно показывают, что вторая гармоника с аргументом 2λ преобладает в этих изменениях (см., например, Moffat, 1988). На рис. 284 показаны результаты поляризационных наблюдений двойной системы HD97152(WC7+O5-7), а также представление этих наблюдений двумя гармониками 1λ+2λ (St-Louis et al., 1987). Видно, что на плоскости (Q, U) фазовая кривая, соответствующая гармоникам $1\lambda + 2\lambda$, представляет собой сложную замкнутую траекторию, вторая гармоника которой представляет собой эллипс, представленный на рис. 284 пунктирной линией. Как показано в работе (Brown et al., 1978), эксцентриситет e эллипса второй гармоники 2λ определяет наклонение орбиты i двойной WR+O-системы:

$$i = \operatorname{arcctg} \sqrt{\frac{1 - e}{1 + e}}. \tag{661}$$

Направление большой полуоси эллипса второй гармоники дает (после деления соответствующего угла на фактор 2) направление линии узлов орбиты системы

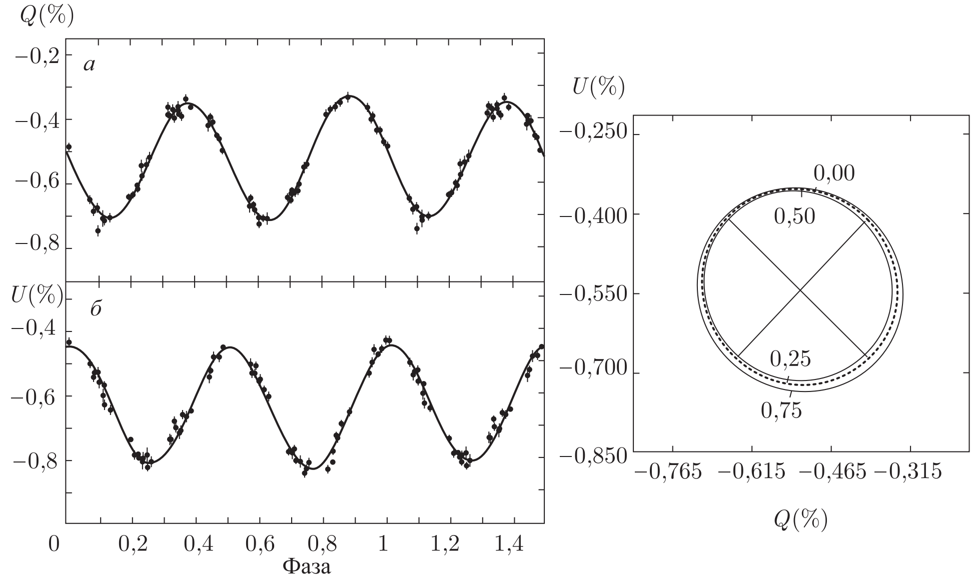


Рис. 284. Слева: точки изображают зависимость наблюдаемых параметров Стокса Q (*а*) и U (*б*) от фазы орбитального периода в двойной системе HD97152 (WC7+O5-7). Вертикальные штрихи соответствуют ошибкам наблюдений на уровне 2σ. Сплошные линии — оптимальные теоретические кривые для параметров Стокса, зависящих от двух аргументов λ и 2λ, где $\lambda = 2\pi\varphi$ (φ — орбитальная фаза). Справа: зависимость параметра Стокса Q от параметра Стокса U для системы HD97152. Сплошная кривая — теоретическая кривая для параметров Q, U, зависящих от двух параметров: λ и 2λ. Пунктирная линия — зависимость Q от U в случае, если ограничиться зависимостью параметров Стокса только от одного параметра 2λ. На кривых отмечены орбитальные фазы. То, что нулевая орбитальная фаза (WR-звезда впереди) не совпадает с положением малой оси Q, U эллипса, означает, что экстраполяция орбитальных эфемерид на момент поляризационных наблюдений не совсем точна. (Из работы Moffat, 1988)

в картинной плоскости. Если на плоскости (Q, U) вторая гармоника фазовой кривой описывает круг, отсюда следует, что $e = 0$ и, соответственно, $i = 0$. Если вторая гармоника — прямая линия, то $e \to 1$ и $i \to 90°$. Для системы HD97152 (см. рис. 284) из анализа второй гармоники находится $i = 43{,}5° \pm 5°$ (St-Louis et al., 1987), что позволяет найти массы компонент из анализа их кривых лучевых скоростей (который дает $m_{\mathrm{WR}} \sin^3 i = (3{,}6 \pm 0{,}3) M_{\odot}$ и $m_{\mathrm{O}} \sin^3 i = (6{,}1 \pm 0{,}5) M_{\odot}$):

$$m_{\mathrm{WR}} = (11 \pm 3) M_{\odot}, \quad m_{\mathrm{O}} = (18 \pm 5) M_{\odot}.$$

Таким образом, поляриметрические исследования двойных систем WR+O позволяют оценивать наклонения их орбит и определять массы WR и O-компонент с удовлетворительной точностью даже в тех случаях, когда в системе не наблюдаются затмения компонент. Как уже отмечалось выше, таким методом удалось оценить массы нескольких десятков звезд WR в двойных WR+O-системах (см., например, Moffat, 1988, St-Louis et al., 1988, 1993, Drissen et al., 1986a,b, Moffat et al., 1990).

Мы рассмотрели случай круговых орбит в WR+O-системах. В работе (Brown et al., 1982) теория поляризации излучения в двойных WR+O-системах была обобщена на случай эллиптических орбит. В этом случае в орбитальной переменности поляризации наблюдаются первая и третья λ-гармоники, дополнительные ко второй гармонике 2λ, характерной для круговых орбит. Результаты применения этой теории к анализу поляриметрических наблюдений ряда двойных WR+O систем с эллиптическими орбитами (γ^2Vel, HD190918) можно найти в работах (Moffat, 1988, Robert et al., 1989).

Как показано в работе (St-Louis et al., 1988), фазовая кривая изменения поляризации на плоскости (Q, U) может быть использована для определения не только наклонения орбиты i, но и для оценки темпа потери массы звездой WR в двойной WR+O-системе. В случае круговой орбиты и сферически-симметричного ветра звезды WR (что соответствует $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_4 = 0$) из теории (Brown et al., 1978) следует, что большая полуось A_p эллипса второй гармоники на плоскости (Q, U) равна:

$$A_p = (1 + \cos^2 i)\tau_0\gamma_3, \tag{662}$$

где величина $\tau_0\gamma_3$ определена уравнением (660). Поскольку в это уравнение входит распределение электронной плотности $n(r, \theta, \varphi)$, определяя величину A_p из наблюдений переменной поляризации излучения двойной WR+O-системы, можно по формуле (662) оценить $n(r, \theta, \varphi)$, где r, θ, φ — сферические координаты точки в оболочке WR в системе координат, связанной с центром O-звезды. В системе координат, связанной с центром WR-звезды, распределение $n(r, \theta, \varphi)$ имеет вид $n(r_1)$, где $(r_1)^2 = r^2 + a^2 - 2ar \sin\theta \cos\varphi$ (a — радиус относительной орбиты системы). Далее, задавая поле скоростей радиального истечения вещества в оболочке WR (см. выше):

$$v\,(r_1) = v_\infty \left(1 - \frac{r_{\text{core}}}{r_1}\right)^\beta,$$

и используя найденную оценку $n(r_1)$, можно получить формулу для оценки темпа потери массы звездой WR (St-Louis et al., 1988):

$$\dot{M}_{\text{WR}}\,[M_\odot/\text{год}] = \frac{2{,}3 \cdot 10^{-7} A_p a\,[R_\odot]\, v_\infty\,[\text{км/с}]}{\left(1 + \cos^2 i\right) \left(I_0/(I_0 + I_{\text{WR}})\right) F}, \tag{663}$$

где

$$F = \int\limits_{r=0}^{\infty} \int\limits_{0}^{\pi} \int\limits_{0}^{2\pi} \frac{\sin^3\theta \cos 2\varphi d\,(r/a)\, d\theta d\varphi}{(r_1/a)^2 \left(1 - \dfrac{r_{\text{core}}}{r_1}\right)^\beta}. \tag{664}$$

Численное интегрирование функции F для различных значений a/r_{core}, β показало (St-Louis et al., 1988), что электронное рассеяние в ветре WR даже далеко от центра звезды WR, но в пределах радиуса орбиты ТДС, дает значительный вклад в собственную поляризацию излучения звезды WR, причем F становится почти постоянной величиной для значений a/$r_{\text{core}} > 10$.

Результаты определения $\dot{M}_{\text{WR}}$ и M_{WR} для десятка двойных WR+O-систем путем анализа орбитальной переменности поляризации (St-Louis et al., 1988) приведены на рис. 285, а на рис. 286 для примера изображена фазовая кривая изменения поляризации на плоскости (Q, U) для системы WR+O HD186943 (WN4+O9,5). Там же приведен эллипс второй гармоники разложения этой фазовой кривой. Эксцентриситет этого эллипса определяет наклонение орбиты системы $i = 55{,}7^\circ \pm 8{,}2^\circ$, а величина большой полуоси эллипса — темп потери массы звездой WR: $\lg \dot{M}_{\text{WR}} = -5{,}09$. Хотя на зависимости $\dot{M}_{\text{WR}} = f\,(M_{\text{WR}})$, изображенной на рис. 285, наблюдается значительный разброс, можно сказать, что намечается грубая корреляция между величинами $\dot{M}_{\text{WR}}$ и M_{WR}: $\dot{M}_{\text{WR}} \sim M_{\text{WR}}^\alpha$, где $\alpha \approx 1$. Теоретические расчеты $\dot{M}$ для OB-звезд, где в ускорении звездного ветра преобладает давление радиации (Abbott et al., 1981), дают зависимость $\dot{M} \sim L^{1{,}6}$, где L — болометрическая светимость звезды. Если взять зависимость «масса–светимость» для звезд WR (Maeder and Meynet, 1987) в виде

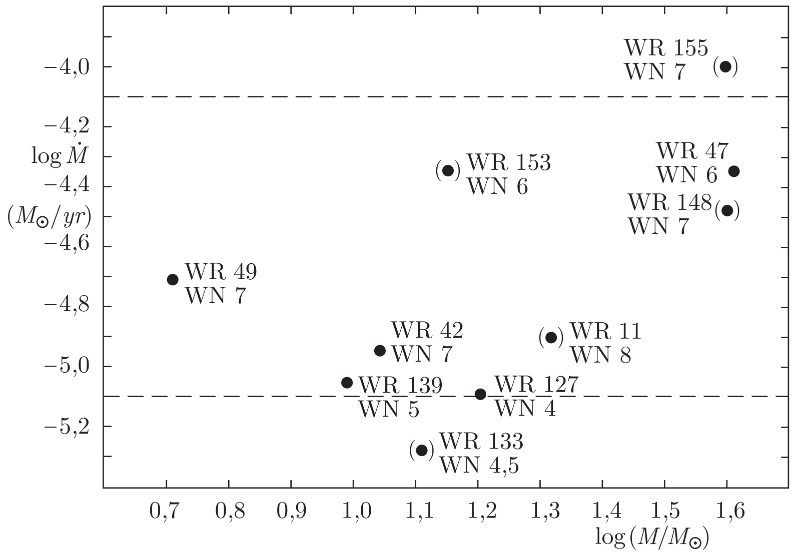


Рис. 285. Темп потери масс звездами WR, оцененный по орбитальной переменности линейной поляризации как функция масс звезд WR. (Из работы St-Louis et al., 1988)

$L \sim M^{1,34}$, то получаем $\dot{M} \sim M^{2,1}$, что отличается от зависимости $\dot{M}_W \sim M_{\rm WR}$, наблюдаемой для звезд WR (см. рис. 285). Тем не менее, можно заключить, что на качественном уровне согласие между теорией и наблюдениями имеется: темп потери массы звездой WR растет с возрастанием ее массы. Количественное расхождение может быть связано с тем, что, помимо давления радиации, в ускорении ветра звезды WR принимают участие дополнительные механизмы, например, такие, как вращение звезды WR, ее пульсации и т. п.

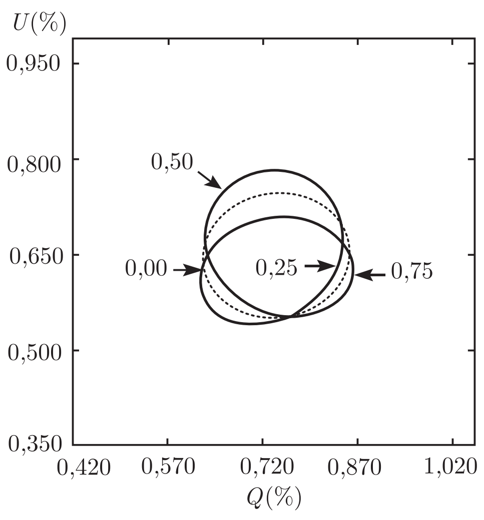


Рис. 286. Переменность линейной поляризации двойной WR+O-системы HD186943 в плоскости Q, U. Сплошная линия отражает двухпараметрическую зависимость Q, U от λ и 2λ, точечная линия соответствует однопараметрической зависимости Q, U от параметра 2λ (вторая гармоника). Вдоль кривой указаны фазы орбитального периода. (Из работы St-Louis et al., 1988)

В работах (Robert et al., 1990, St-Louis et al., 1993) открыт «эффект Чандрасекара» в затменной WR+O-системе V 444 Cyg — быстрые регулярные изменения поляризации излучения, обусловленные затмением звезды WR диском O-звезды. В случае сферически-симметричной электронно-рассеивающей оболочки WR собственное излучение от всего диска WR неполяризовано. Однако при затмении оболочки WR диском O-звезды сферическая симметрия нарушается и, подобно случаю классических горячих звезд, при затмении должна наблюдаться переменная поляризация.

На рис. 287 показаны орбитальные кривые изменения параметров Стокса Q и U для системы V 444 Cyg. Медленные

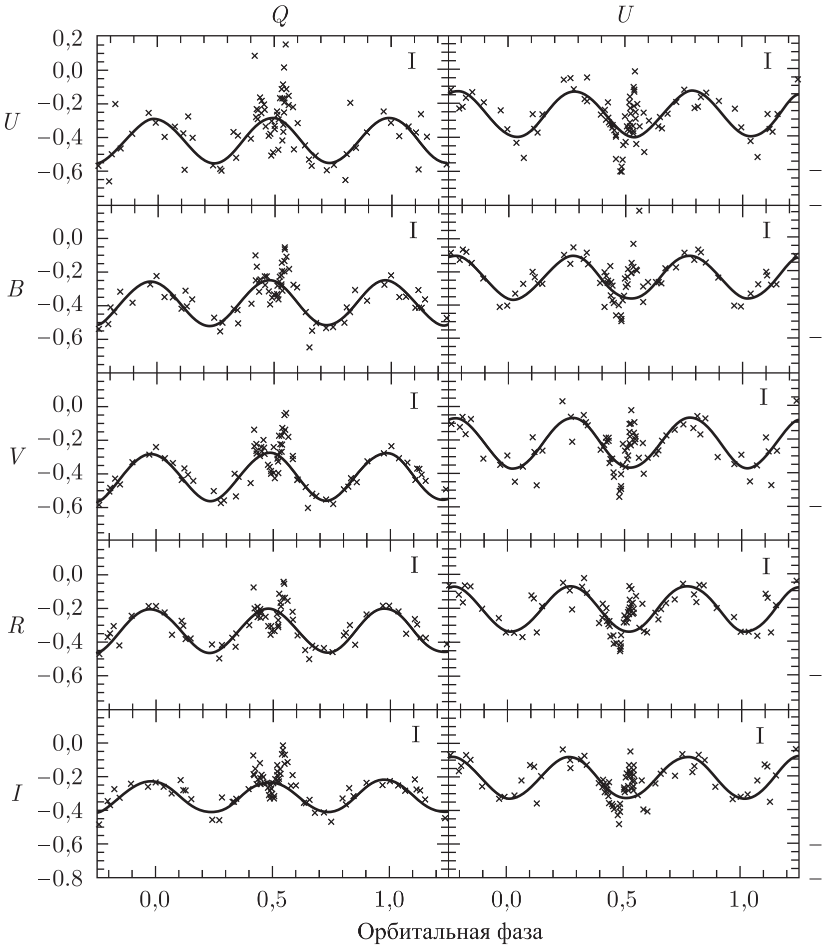


Рис. 287. Кривые изменения линейной поляризации оптического излучения в фильтрах *UBVRI* затменной двойной системы V 444 Cyg (WN5+O6). Приведена зависимость параметров Стокса Q и U от фазы орбитального периода. В правом верхнем углу каждого рисунка приведена ошибка наблюдений на уровне 2σ. В фазе 0 орбитального периода звезда WN5 расположена впереди звезды O6. (Из работы St-Louis et al., 1993)

квазисинусоидальные изменения Q, U вызваны рассеянием света звезды O в оболочке WR («эффект отражения»). Анализ этих изменений (St-Louis et al., 1993) методами, описанными выше, дает значение наклонения орбиты $i \simeq 80{,}8^\circ \pm 1{,}6^\circ$, которое согласуется со значением $i = 78{,}4^\circ \pm 0{,}5^\circ$, найденным из анализа затмений в этой системе (Антохин и Черепащук, 2001a). Быстрые регулярные изменения параметров Стокса Q, U вблизи фазы 0,5 (звезда WR затмевается звездой O) обусловлены «эффектом Чандрасекара» — затмением оболочки WR-диском O-звезды. Метод анализа этого эффекта в рамках модели сферической оболочки WR-звезды, электронно-рассеивающей свет центрального «ядра» WR, развит в работе (St-Louis et al., 1993). Идея метода состоит в том, что, используя теорию поляризации (Brown et al., 1978), из излучения оболочки WR, электронно-рассеивающей излучение центрального «ядра», вычитается излучение объема, заключенного в цилиндре с радиусом, равным радиусу О-звезды и с осью, направленной на наблюдателя. Тем самым учитывается эффект затмения оболочки WR-звезды телом О-звезды. Методы расчета параметров Стокса для излучения электронно-рассеивающей плазмы ветра WR, заключенной внутри этого цилиндра, аналогичны описанным выше методам расчета параметров Стокса для оболочки WR, рассеивающей излучение О-звезды. Разница лишь в том, что учитывается в основном рассеяние света «ядра» звезды WR в ветре WR, а интегрирование производится по объему описанного цилиндра, а не по всему объему оболочки WR.

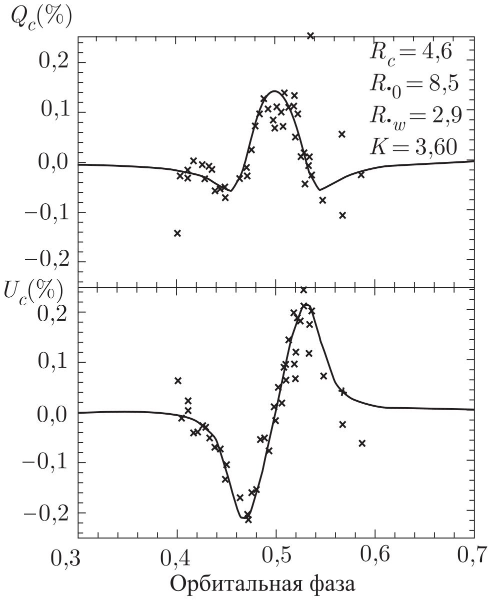


Рис. 288. Система V 444 Cyg. Наблюдаемые изменения параметров Стокса Q и U в орбитальных фазах соответствующих затмению звезды WN5 спутником O6 (крестики). Виден эффект, предсказанный Чандрасекаром (1946) и связанный с затмением линейно поляризованного излучения оболочки звезды WN5 диском звезды O6. Сплошная линия — оптимальная теоретическая кривая изменения поляризации, рассчитанная для следующих параметров модели системы: $R_{O6} = 8{,}5R_\odot$, $R_{WR}^{\rm core} = 2{,}9R_\odot$. (Из работы St-Louis et al., 1993)

На рис. 288 (см.St-Louis et al., 1993) приведены наблюдаемые и оптимальные теоретические кривые изменения параметров Стокса Q, U в фазах вторичного затмения в системе V 444 Cyg (О-звезда затмевает WR-звезду). Найденные оптимальные значения параметров модели: радиус O6-звезды $(8{,}5\pm1)R_\odot$, радиус «ядра» звезды WN5 $r_{\rm core}^{\rm WR} = 2{,}9R_\odot$ (ограничение сверху: $r_{\rm core}^{\rm WR} < 4R_\odot$). Эти значения параметров хорошо согласуются с результатами интерпретации кривой блеска системы V 444 Cyg (Антохин и Черепащук, 2001а). Величина темпа потери массы звездой WN5, оцененная по затменной переменности поляризации системы, оказалась равной $\dot{M}_{\rm WR} = 0{,}75\cdot10^{-5}M_\odot$/год, что согласуется с оценкой $\dot{M}_{\rm WR} = 0{,}6\cdot10^{-5}M_\odot$/год, найденной по орбитальной переменности поляризации (см. выше) для системы V 444 Cyg. Значение $\dot{M}_{\rm WR} = (0{,}6\text{–}0{,}75)\times$ $\times\,10^{-5}M_\odot$/год прекрасно согласуется с величиной $\dot{M}_{\rm WR} = 0{,}7\cdot10^{-5}M_\odot$/год, найденной динамическим методом из анализа увеличения орбитального периода системы V 444 Cyg (Antokhin et al., 1995, Cherepashchuk, 1996).

Отметим, что величина $\dot{M}_{\rm WR}$, найденная для системы V 444 Cyg из анализа ее радио и инфракрасных потоков, составляет $\dot{M}_{\rm WR} \simeq 2{,}4\cdot10^{-5}M_\odot$/год (Prinja et al., 1990, Howarth and Schmutz, 1992), что втрое больше значения $\dot{M}_{\rm WR} \simeq 0{,}7\cdot10^{-5}M_\odot$/год, оцененного из анализа кривых блеска и поляризации, а также из анализа изменения орбитального периода. Сравнение величин $\dot{M}_{\rm WR}$, оцененных для многих звезд WR по их радио- и ИК-потокам, с величинами $\dot{M}_{\rm WR}$, найденными по орбитальной переменности поляризации ряда WR+O-систем, приводит к такому же выводу (St-Louis et al., 1988). Как отмечено в работе (Черепащук, 1990), такое различие в величинах $\dot{M}_{\rm WR}$ связано с клочковатой структурой звездного ветра WR. Поскольку интенсивность радио- и ИК-излучения (обусловленного в основном свободно-свободными переходами) пропорциональна квадрату электронной плотности: $I_\nu \sim n_e^2$, наличие уплотнений в ветре WR приводит при прочих равных условиях к увеличению радио- и ИК-потоков оболочки WR по сравнению со случаем оболочки без уплотнений. Поэтому, если интерпретировать радио- и ИК-наблюдения WR-звезд в модели ветра WR без уплотнений, то получается завышенное значение $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$. Эффекты поглощения и поляризации излучения при электронном рассеянии зависят от n_e линейно, поэтому величины $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$, оцененные из анализа кривых блеска и поляризации, от клочковатости ветра WR не зависят.

Таким образом, анализ затменных кривых блеска и анализ переменности поляризации в случае двойных WR+O-систем позволяет получать надежные оценки темпа потери массы звездами WR. В то же время, величины $\dot{M}_{\mathrm{WR}}$, найденные из наблюдений их радио- и ИК-потоков, в силу клочковатости ветра WR могут быть завышены в 3–5 раз (Черепащук, 1990) и нуждаются в соответствующей коррекции.

Мы рассмотрели методы анализа переменной поляризации оптического излучения в классических ТДС, в рентгеновских двойных системах и в WR+O-двойных. Во всех этих случаях амплитуда изменения линейной поляризации не превышает 1–2 %, а главный механизм поляризации — томсоновское рассеяние на электронах.

Существует класс тесных двойных систем (поляры, промежуточные поляры), в которых из-за сильного магнитного поля аккрецирующего белого карлика наблюдается огромная (до нескольких десятков процентов) переменная линейная и круговая поляризация оптического излучения. Такое сильно поляризованное излучение формируется в магнитной колонке аккрецирующего белого карлика. Исследование переменности поляризации в полярах и промежуточных полярах позволяет определять важнейшие характеристики магнитного поля, белого карлика и двойной системы. Методы исследования поляризации излучения поляров и промежуточных поляров суммированы, например, в обзоре (Andronov, 2008).

5. Доплеровская томография ТДС

В последние годы, в связи с развитием техники спектроскопических исследований, основанной на использовании высокоэффективных приемников излучения, ПЗС-матриц, получили широкое распространение наблюдения ТДС в форме последовательных (trailed) спектрограмм, содержащих определенную эмиссионную линию $I(\lambda, t)$. Эта линия может быть пересчитана в переменные V_r, φ, где V_r — лучевая скорость, соответствующая данной длине волны λ, φ — фаза орбитального периода ТДС: $I(\lambda, t) = I(V_r, \varphi)$. Для анализа такой серии спектрограмм применяется метод допплеровской томографии (см., например, Marsh and Horne, 1988). Этот метод преобразует орбитальную переменность профиля эмиссионной линии в карту распределения яркости в двумерном пространстве скоростей. Допплеровская томограмма строится как результат преобразования серии спектрограмм для последовательных моментов времени $I(V_r, \varphi)$ в распределение яркости на плоскости (V_x, V_y). Чтобы преобразовать в допплеровскую томограмму $I(V_x, V_y)$ распределение интенсивности в последовательности профилей линии $I(V_r,\varphi)$, используется выражение для лучевой скорости как проекции вектора полной скорости элемента объема газа на луч зрения:

$$V_r = -V_x \cos(2\pi\varphi) + V_y(\sin 2\pi\varphi).$$

Здесь принято $V_z = 0$, знак «минус» перед V_x необходим для согласования с соответствующей системой координат; для простоты, предполагается, что луч зрения лежит в плоскости орбиты. Далее, решается обратная задача, описываемая двумерным интегральным уравнением 1-го рода (см., например, Marsh and Horne, 1988):

$$I\left(V_r,\varphi\right)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} I\left(V_x,V_y\right)g\left(V_r+V_x\cos\left(2\pi\varphi\right)-V_y\sin\left(2\pi\varphi\right)\right)\,dV_x dV_y, \qquad (665)$$

где $g(V)$ — нормированный локальный профиль эмиссионной линии (например, δ-функция). Физический смысл этого интегрального уравнения очень прост: наблюдаемая интенсивность в эмиссионной линии на данной длине волны и в данной фазе орбитального периода φ $I(V_r,\varphi)$ получается интегрированием вдоль луча зрения распределения яркости в частотах линии в пространстве скоростей $I(V_x,V_y)$.

Таким образом, зная распределение яркости в пространстве скоростей $I(V_x,V_y)$, можно рассчитать распределение интенсивности $I(V_r,\varphi)$ в профиле эмиссионной линии для любой фазы φ орбитального периода ТДС. И обратно — зная наблюдаемое двумерное распределение интенсивности в профиле эмиссионной линии $I(V_r,\varphi)$, можно пытаться восстановить распределение яркости в частотах линии в пространстве скоростей $I(V_x,V_y)$.

Данная обратная задача является некорректно постановленной, и для ее решения требуется использование специальных методов регуляризации. Чаще всего для этого используется метод максимальной энтропии (см., например, Marsh and Horne, 1988, Narayan and Nityananda, 1986), метод фильтрованной обратной проекции (Robinson et al., 1993), быстрый метод максимальной энтропии (Spruit, 1998); см. также обзоры (Frieden, 1979, Marsh, 2000).

В результате решения обратной задачи получается доплеровская карта (томограмма) — распределение интенсивности излучения в частотах некоторой эмиссионной линии в пространстве скоростей. Эта доплеровская карта в ряде случаев легче поддается интерпретации, чем исходные спектрограммы. Кроме того, томограмма может указывать (или, по крайней мере, давать подсказку) на некоторые особенности течения вещества в ТДС. Например, эмиссионная линия с двугорбым профилем, соответствующая круговому движению (в аккреционном диске), превращается в размытое кольцо на доплеровской карте. Таким образом, компоненты двойной системы в пространстве скоростей удается разделить, хотя они не могут быть пространственно разрешены непосредственно из наблюдений ТДС.

Главная цель таких исследований — решение задачи восстановления пространственного распределения интенсивности эмиссионной линии в системе пространственных координат на основе доплеровской карты. Эта задача в общем случае не имеет однозначного решения, так как точки, находящиеся на большом расстоянии, могут иметь одинаковые скорости и давать вклад в одно и то же место доплеровской карты, получаемой в скоростных координатах. Таким образом, чтобы осуществить искомое преобразование интенсивности от пространства скоростей в пространство координат $I(V_x,V_y)\to I(x,y)$ необходимо иметь априорную информацию о структуре поля скоростей в ТДС.

Рассмотрим, как преобразуются характерные особенности взаимодействующей ТДС при переходе из пространства координат (x,y,z) в пространство скоростей (V_x,V_y,V_z) и обратно. Ведем вращающуюся вместе с ТДС декартову систему координат (X,Y,Z) с началом O, расположенным в центре аккрецирующей звезды (например, белого карлика, в случае катаклизмической ТДС). Ось OX направлена от аккретора к центру звезды-донора, ось OY перпендикулярна оси OX, лежит в плоскости орбиты и направлена по орбитальному движению звезды-донора, ось OZ перпендикулярна плоскости OXY и дополняет координатную систему до правой тройки. Принятая система координат представлена на левом графике рис. 289. На этом рисунке также представлены фазы орбитального движения компонент системы

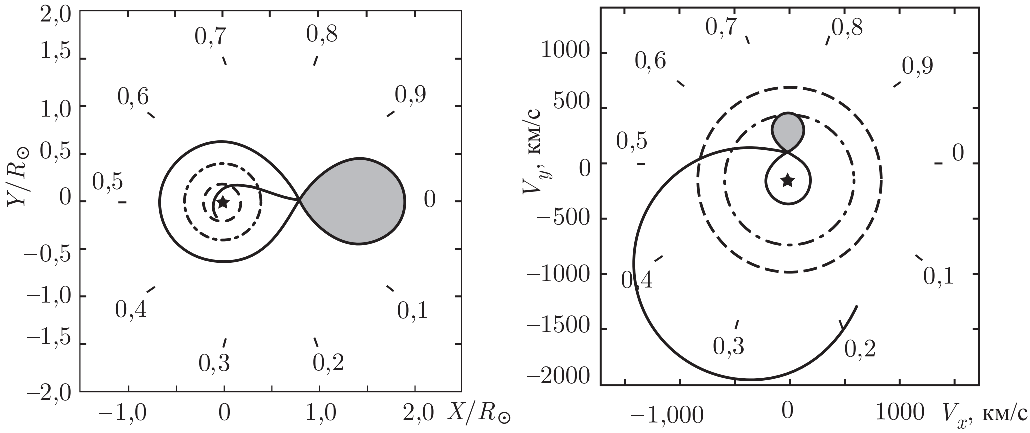


Рис. 289. Слева — используемая система координат с фазовыми углами наблюдателя. Звездочкой обозначен аккретор. Звезда-донор, заполняющая свою полость Роша, закрашена. Полость Роша аккретора и баллистическая траектория из точки L_1 показаны сплошными линиями. Штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны концентрические окружности, соответствующие различным радиусам диска. Справа показана используемая система координат в пространстве скоростей. Обозначения те же, что и на левом графике

относительно наблюдателя (за нулевую фазу принят момент, когда звезда-донор расположена впереди аккретора). Здесь же изображены компоненты системы: аккретор (изображен звездочкой), звезда-донор (закрашена темным цветом); также отмечены: полость Роша аккретора, баллистическая траектория частицы газа из точки L_1, внутренние и внешние части аккреционного диска (штриховые и штрих-пунктирные линии). Используемая система координат для доплеровской карты-томограммы приведена на правой части рис. 289. Трансформация фигуры звезды-донора из пространственных координат в скоростные очень проста, поскольку звезда-донор неподвижна во вращающейся системе координат (X, Y, Z). Точка с радиусом-вектором $\mathbf{r}$, неподвижная во вращающейся системе координат, движется с линейной скоростью $\mathbf{v} = [\mathbf{\Omega r}]$ в системе координат наблюдателя, где $\mathbf{\Omega}$ — вектор орбитальной угловой скорости. Поскольку выражение для $\mathbf{v}$ линейно относительно расстояния до оси вращения, форма звезды-донора, спроектированная на орбитальную плоскость, сохраняется и в скоростных координатах. С другой стороны, поскольку вектор скорости каждой точки звезды-донора перпендикулярен радиус-вектору этой точки, все точки звезды-донора поворачиваются на угол 90° против часовой стрелки в пространстве скоростей (V_x, V_y) — см. правую часть рис. 289. Положение аккретора в пространстве скоростей соответствует точке с координатами $(O, -K_1)$, где K_1 — полуамплитуда кривой лучевых скоростей аккретора. На рис. 289 также показаны концентрические окружности, соответствующие различным радиусам аккреционного диска (для случая кеплеровского закона вращения). Внутренняя окружность соответствует большей скорости вращения, поэтому в пространстве скоростей (V_x, V_y) она преобразуется во внешнюю окружность. Таким образом, поскольку азимутальная скорость в диске убывает наружу, на доплеровской томограмме изображение аккреционного диска вывернуто «наизнанку»: внутренние части диска в координатах (x, y) соответствуют его внешним частям в координатах (V_x, V_y) и наоборот, самые внешние части диска в координатах (x, y) соответствует его самым внутренним частям на доплеровской томограмме. Баллистическая траектория частицы, вылетающей из точки L_1, на доплеровской томограмме идет под большим углом к линии центров компонент и пересекает внешнюю часть аккреционного диска, которая в координатах (V_x, V_y) имеет наименьший радиус.

Рассмотрим теперь общий случай, когда луч зрения наклонен к плоскости орбиты системы ($i < 90°$). Обозначим векторное поле скоростей в лабораторной системе координат (системе координат наблюдателя) как $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$. В случае, когда наблюдатель расположен в орбитальной плоскости двойной системы ($i = 90°$), координаты доплеровской томограммы (V_x, V_y) совпадают с компонентами U_x, U_y. Для случая наклоненной системы ($i < 90°$) эти координаты определяются как проекции вектора $\mathbf{U}$ на плоскость, в которой лежит луч зрения. Эта плоскость образуется векторами $\mathbf{a}_0$ и $[\mathbf{a}_0\mathbf{\Omega}]$, где $\mathbf{a}_0$ — единичный вектор в направлении на наблюдателя (компоненты, которого в подвижной системе координат по модулю равны: $\sin i \cos(2\pi\varphi)$, $\sin i \sin(2\pi\varphi)$, $cosi$), $\mathbf{\Omega}$ — вектор угловой скорости орбитального движения ТДС.

Рассмотрим вращающуюся систему координат, описанную выше: начало координат O совпадает с центром аккретора, ось OX проходит через центры компонент системы и направлена к звезде-донору, ось OY перпендикулярна оси OX и направлена в сторону орбитального движения донора, ось OZ перпендикулярна плоскости орбиты и совпадает по направлению с вектором $\mathbf{\Omega}$ угловой скорости орбитального движения системы. Компоненты скорости любой материальной точки (U_x, U_y, U_z), измеренные в лабораторной системе координат, связанной с наблюдателем, нужно спроектировать на оси координат вращающейся системы отсчета. Если аккреционные потоки в ТДС стационарны во вращающейся системе координат, то спроектированные скоростные координаты не зависят от времени. Тогда в случае трехмерного поля скоростей (U_x, U_y, U_z) основное интегральное уравнение доплеровской томографии ТДС запишется в виде (Marsh and Horne, 1988):

$$I\left(V_r, \varphi\right) = \\ = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} I\left(V_x, V_y, V_z\right) g\left(V_r - \gamma + V_x \cos\left(2\pi\varphi\right) - V_y \sin\left(2\pi\varphi\right) + V_z\right) dV_x\, dV_y\, dV_z, \tag{666}$$

где γ — лучевая скорость центра масс ТДС (γ — скорость), $V_x = U_x \sin i$, $V_y = U_y \sin i$, $V_z = U_z \cos i$, фаза орбитального движения φ выражена в радианах, $g(V_r)$ — нормированный локальный профиль линии. В этом уравнении $I(V_r, \varphi)$, как и ранее — наблюдаемая двумерная функция (нормированный профиль линии, зависящий от фазы φ орбитального периода), функция $I(V_x, V_y, V_z)$ — искомое распределение яркости в частотах линии в пространстве скоростей. Интегральное уравнение доплеровской томографии в трехмерном виде может применяться к анализу спектральных наблюдений ТДС типа AM Her (поляров), у которых зона формирования эмиссионных линий существенно трехмерна и связана с наличием аккреционных колонок на магнитных полюсах белого карлика. Гораздо более определенной является обратная задача доплеровской томографии в случае катаклизмических двойных систем или рентгеновских двойных, когда магнитное поле белого карлика сравнительно мало или аккретором является нейтронная звезда или черная дыра и вокруг аккретора может формироваться аккреционный диск с областью взаимодействия газовой струи и диска. Поле скоростей в данном случае можно с хорошим приближением считать двумерным, и компонентой V_z можно пренебречь, положив $V_z = 0$. Решение обратной задачи особенно упрощается, если локальный профиль эмиссионной линии относительно узкий (случай «холодного» аккреционного диска, когда скорости макроскопических движений газа много больше тепловых и турбулентных скоростей атомов). В этом случае ядро интегрального уравнения — функцию $g(V_r)$ можно аппроксимировать δ-функцией. Тем не менее, проблема некорректности обратной задачи остается, и для преодоления этой трудности, как уже упоминалось выше, требуется использование регуляризирующих алгоритмов. Чаще всего для решения обратной задачи доплеровской томографии используется метод максимальной энтропии. Суть этого метода состоит в том, что невязка между наблюдаемым двумерным профилем линии $I(V_r, \varphi)$ и теоретическим профилем минимизируется (чаще всего, с использованием статистики χ^2_M, где M — число наблюдаемых точек на профиле) совместно с поиском максимума «энтропии» S изображения $I(V_x, V_y)$:

$$S = -\sum_{i=1}^{n} p_i \lg \frac{p_i}{q_i},$$

где

$$p_i = \frac{I_i}{\sum\limits_j I_j} \quad \text{и} \quad q_i = \frac{J_i}{\sum\limits_j J_j}.$$

Здесь I — искомое изображение области формирования эмиссионной линии в пространстве скоростей, J — начальное приближение, по-английски называемое «default image». Если нет никаких ограничений со стороны наблюдательных данных (например, эти данные просто отсутствуют), то максимизация энтропии S дает $p_i = q_i$, т. е. в этом случае искомое изображение тождественно начальному приближению. Именно поэтому начальное приближение по-английски называется «default image», т. е. изображение, получаемое в отсутствие наблюдательных данных. Использование начального приближения «default image» J в методе максимальной энтропии позволяет вводить априорную информацию об искомом решении I в процессе решения обратной задачи. Минимизируя невязку и максимизируя энтропию S решения, во многих случаях удается получить устойчивое приближение к точному решению обратной задачи. Это приближение оптимально в том смысле, что оно, с одной стороны, удовлетворяет наблюдательным данным с заданной точностью, с другой — обладает, в известном смысле, минимальной тонкой структурой, допускаемой наблюдательными данным. Применение метода максимальной энтропии к решению обратной задачи доплеровской томографии ТДС оказалось весьма успешным (см., например, недавний обзор: Marsh, 2005). Математическое обоснование метода максимальной энтропии дано в работах (Amato and Hughes, 1991, Eggermont, 1993, Engl and Landl, 1993, Леонов и Ягола, 2000). Показано, что при некоторых условиях метод максимальной энтропии гарантирует сильную сходимость последовательности приближенных решений обратной задачи в функциональном пространстве L_1 к квазирешению с максимальной энтропией при стремлении ошибки наблюдений δ к нулю. Следует подчеркнуть, что максимизация энтропии S не позволяет выделить компактное множество функций, поэтому обратная задача в этом случае остается некорректной, и ее решение следует понимать в асимптотическом смысле: получаемое при этом приближенное решение в определенном смысле стремится к точному решению при $\delta \to 0$. В случае пространства L_1 расстояние ρ между двумя функциями $z_1(s)$ и $z_2(s)$ определено как сумма модулей разностей значений функций:

$$\rho = \int\limits_a^b |z_2(s) - z_1(s)| \, ds.$$

Сходимость в пространстве $L_1[a, b]$ не гарантирует равномерную сходимость последовательности приближенных решений. Поэтому приближенное решение обратной задачи, полученное с использованием метода максимальной энтропии, в отдельных точках может сильно отличаться от точного решения. Чтобы избежать появления таких артефактов при использовании метода максимальной энтропии, необходимо знать специфику конкретной обратной задачи и осуществлять разумный выбор начального приближения (default image).

Следует подчеркнуть, что в случае затменных ТДС построение доплеровских томограмм усложняется (см., например, Kaitchuck et al., 1994). Дело в том, что доплеровские томограммы подразумевают, что каждая точка геометрической области дает вклад в соответствующее место на плоскости скоростей, при этом эта точка остается видимой для любой орбитальной фазы ТДС. Построение доплеровских карт возможно только для наборов последовательных спектрограмм $I(V_r, \varphi)$, которые отображаются симметрично при взгляде на систему «с другой стороны», т. е. для случая, когда нет затмений, и одни элементы двойной системы не заслоняются другими. Затменные системы не удовлетворяют этому условию. Поэтому, когда доплеровская томограмма строится по спектральным наблюдениям затменной системы, затменные участки на последовательности спектрограмм исключаются из набора входных данных для решения обратной задачи. Результатом такой искусственной процедуры является доплеровская томограмма, соответствующая случаю без затмений (т. е. звезда-донор считается как бы «прозрачной»).

С другой стороны, отдельный анализ затмений на последовательности спектрограмм ТДС или в частотах непрерывного спектра позволяет осуществлять картирование аккреционных дисков во взаимодействующих ТДС. Впервые такая задача была решена для оптических кривых блеска в континууме затменных систем HZ Her, DQ Her и Z Cha в работах Бисноватого-Когана и др. (1977), Дмитриенко и Черепащука (1980) и Дмитриенко и др. (1984). Поскольку проекция аккреционного диска на картинную плоскость имеет эллиптическую форму, для восстановления структуры аккреционного диска из одномерной затменной кривой блеска в континууме на диске задавалось семейство изофот в виде подобных концентрических эллипсов.

Обратная задача восстановления одномерного распределения яркости по проекции аккреционного диска на картинную плоскость решалась на компактном множестве монотонных неотрицательных функций, что гарантирует устойчивость и равномерную сходимость приближенного решения к точному. Подробное описание этих результатов дано в монографиях (Гончарский и др., 1978, 1985).

В работе (Horne, 1985) задача картирования аккреционного диска из анализа затмений во взаимодействующих ТДС была решена с использованием метода максимальной энтропии. Поскольку в общем случае распределение яркости по диску двумерное, для получения однозначного результата восстановления из одномерной кривой затмения в континууме задавались специальные начальные приближения (default image).

На рис. 290 приведены результаты построения доплеровской томограммы для системы CE 315 по серии спектрограмм (Marsh, 2005). Виден вывернутый «наизнанку» аккреционный диск вокруг белого карлика с горячей областью взаимодействия между внешним краем диска и газовой струей, истекающей из точки L_1.

В работе (Кузнецов и др., 2001) задача построения синтетической доплеровской томограммы газовых потоков в катаклизмической двойной системе IP Peg была решена с использованием результатов трехмерных газодинамических расчетов течения газа в этой системе. В данном случае из теории известно поле интенсивностей излучения и поле скоростей газа в координатной системе. Поэтому отпадает необходимость решения обратной некорректной задачи доплеровской томографии. Допплеровская томограмма $I(V_x, V_y)$ получается путем решения прямой задачи, в которой поле скоростей и интенсивностей излучения пересчитывается из координатной системы отсчета в скоростную. На рис. 291 показана полученная таким способом синтетическая доплеровская томограмма для системы IP Peg в спокойном состоянии. Здесь белой точечной линией показана спиральная ударная волна

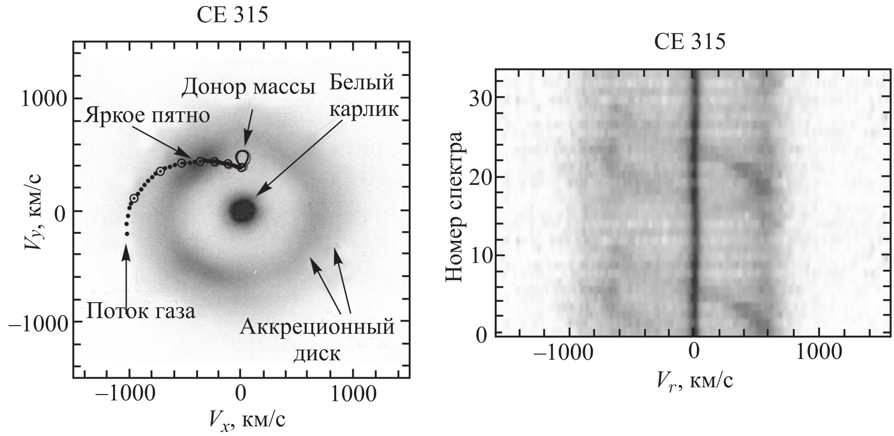


Рис. 290. Слева показана доплеровская карта системы CE 315. На этой карте указаны главные структуры, видимые в пространстве скоростей. Справа показаны соответствующие наблюдательные спектральные данные — последовательность индивидуальных спектров двойной системы, расположенная по фазам орбитального периода. Эта система имеет большое отношение масс, поэтому белый карлик располагается почти в центре масс системы в точке $(0, 0)$. (Из работы Marsh, 2005)

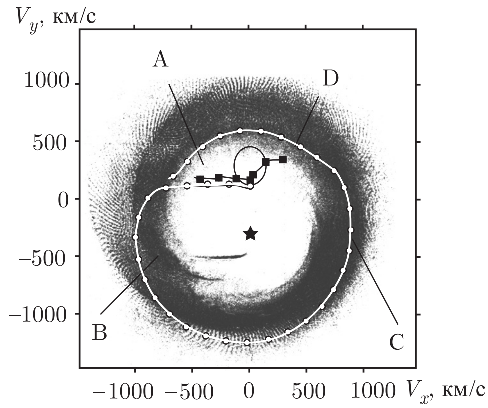


Рис. 291. Система IP Peg. Синтетическая доплеровская томограмма для $I \sim \rho^2 T^{1/2}$. Показана полость Роша звезды-донора (жирная черная линия) и аккретор (звездочка). Белая линия с точками и черная линия с квадратиками — газодинамические траектории в пространстве скоростей. (Из статьи Кузнецова и др., 2001)

в диске, черной точечной линией изображена ударная волна вдоль края газовой струи — «горячая линия». Сравнение этой синтетической доплеровской томограммы с томограммой, восстановленной из анализа орбитальной переменности профилей эмиссионных линий в системе IP Peg (см. рис. 292), позволяет установить детали течения газа и структуру аккреционного диска в этой взаимодействующей ТДС. Соответствующий анализ результатов такого сравнения приведен в работе Кузнецова и др. (2001).

В заключение поясним смысл термина «доплеровская томография» для случая ТДС. В технике и медицине под томографией понимается восстановление пространственной структуры объекта на основе ряда наблюдаемых проекций этого объекта, получаемых просвечиванием его в разных направлениях (например, с помощью рентгеновского излучения, проникающая способность которого весьма велика). Соответствующая обратная задача основана на использовании известного преобразования Радона (Radon, 1917). В случае ТДС последовательная серия спектрограмм, расположенных в порядке возрастания фазы орбитального периода, эквивалентна серии проекций одного и того же изображения газовых потоков, видимых под разными углами. Поэтому восстановление структуры газовых потоков в ТДС на основе серии таких проекций представляет собой типичную задачу томографии.

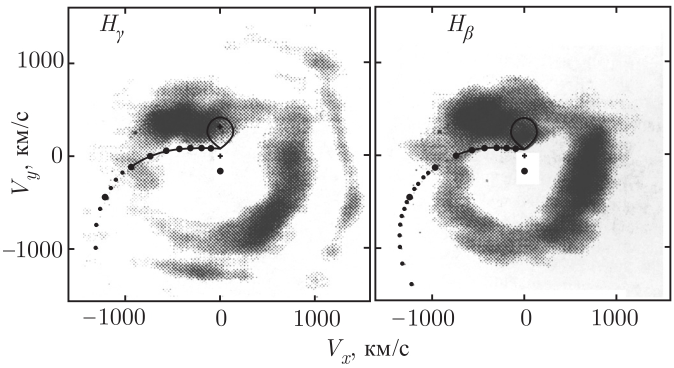


Рис. 292. Доплеровская карта для системы IP Peg в линиях H_γ и H_β для спокойного состояния системы (из статьи Кузнецова и др., 2001). Рисунок воспроизводится с любезного согласия С. Вольфа (S. Wolf) и А. Бобингера (A. Bobinger)

В работах Агафонова (Agafonov, 2004a,b) и Агафонова и др. (Agafonov et al., 2005, 2006, 2009) развит метод трехмерной доплеровской томографии ТДС, основанный на применении так называемого радиоастрономического подхода к решению обратной задачи восстановления. Трехмерное поле скоростей (V_x, V_y, V_z) удается при этом восстановить из последовательности профилей линии ТДС, соответствующих разным орбитальным фазам в случае, когда наклонение орбиты ТДС отлично от 0° и 90°. Радиоастрономический подход к задаче доплеровской томографии имеет следующие преимущества: обратная задача томографии может быть решена в трехмерной постановке, а восстановление поля скоростей в ТДС реализуется с помощью широко применяемого в радиоастрономии и оправдавшего себя на практике алгоритма CLEAN.

В недавней работе (Agafonov et al., 2009) методом трехмерной доплеровской томографии восстановлены изображения ТДС типа Алголя U Северной Короны в двух стадиях перетекания вещества: дископодобной и струеподобной. В первой стадии истечение газа из точки L_1 со стороны субгиганта, заполняющего свою полость Роша, приводит к формированию диска вокруг звезды главной последовательности, во второй — диск не образуется, а реализуется прямой удар газовой струи о поверхность этой звезды. Визуализация течений газа в ТДС с помощью трехмерной доплеровской томографии предоставляет новые возможности для наблюдательного исследования массообмена в ТДС, поскольку она позволяет изучать движение газа как в плоскости орбиты ТДС, так и в направлении, перпендикулярном плоскости орбиты. В комбинации с результатами теоретических трехмерных газодинамических исследований течения газа во взаимодействующих ТДС (см., например, Бисикало и др., 2000) метод трехмерной доплеровской томографии дает возможность для углубленного понимания особенностей массообмена во взаимодействующих ТДС разных типов.

6. О влиянии рефракции излучения в атмосферах звезд на кривые блеска затменных двойных систем

Повышение точности кривых блеска затменных систем до 10^{-4}–10^{-5} звездной величины, которое реализуется в фотометрических космических миссиях COROT и Kepler позволяет надеяться на многократное увеличение точности определения параметров ТДС и получение принципиально новой информации о физике звезд и звездных атмосфер. Однако в этом случае сильно возрастают требования к модели ТДС, которая должна учитывать много тонких эффектов, например наличие пятен и факелов на поверхностях звезд. При этом необходимо учитывать эффект отражения не в болометрическом приближении, как это обычно делается в стандартных комплексах программ, реализующих синтез кривых блеска, а точно рассчитывать монохроматические потоки отраженного излучения путем решения уравнения переноса в атмосферах звезд с ненулевыми граничными условиями. Такой подход к решению проблемы эффекта отражения в ТДС, позволяющий учитывать этот эффект в монохроматическом приближении, описан нами в ч. I монографии и реализован в ряде работ последних лет (см., например, Сахибуллин и Шиманский, 1996, 1997, Антохина и др., 2005, Pustynski, 2007).

К числу тонких эффектов, которые требуют рассмотрения в связи с возможностями получения сверхвысокоточных кривых блеска затменных систем, относится эффект преломления света в звездных атмосферах, обусловливающий явление рефракции.

Интуитивно ясно, что эффект рефракции в случае звезд с тонкими атмосферами, толщина которых составляет $\sim 10^{-2}$–10^{-4} от радиуса звезды, составляет весьма малую величину. Действительно, в данном случае при затмении отклонение лучей света затмеваемой звезды в атмосфере «передней», затмевающей звезды в область «тени» происходит в слое толщиной $\sim 10^{-2}$–10^{-4} от радиуса затмевающей звезды, что составляет $\sim 2{\cdot}10^{-2}$–$2 \cdot 10^{-4}$ от ее площади диска. Поэтому изменения блеска затменной системы в фазах полного затмения, обусловленные рефракцией, не должны существенно превышать 2 % от светимости затмеваемой звезды. Однако при ожидаемой сверхвысокой точности кривых блеска затменных систем в 10^{-4}–10^{-5} звездной величины эффект рефракции амплитудой $\sim 0{,}02^m$ представляет собой огромную величину и требует специального моделирования.

В случае затменных систем с протяженными атмосферами, размеры которых сравнимы с радиусами звезд, эффект рефракции света нормальной звезды в протяженной атмосфере пекулярной компоненты, как можно предполагать, является сравнительно малым ввиду низкой плотности вещества протяженной атмосферы. Действительно, даже в атмосфере Земли, плотность которой вблизи земной поверхности составляет $\sim 10^{19}$ см$^{-3}$, величина горизонтальной рефракции составляет около 0,5°. В то же время плотность вещества у основания звездного ветра звезды WR близка к 10^{13} см$^{-3}$, что на 6 порядков меньше. Поэтому можно ожидать, что эффекты рефракции в протяженных атмосферах звезд WR в затменных WR+O-системах незначительны.

Исследованию эффектов рефракции в кривых блеска затменных систем посвящена серия работ Кудзея (Кудзей, 1985а,б). Прежде всего, им суммированы все доступные наблюдательные данные по аномалиям в кривых блеска затменных систем, которые дают основания предположить наличие эффектов рефракции. Наиболее очевидным проявлением эффекта рефракции является непостоянство блеска в фазах полного затмения на кривой блеска ТДС, выражающееся в небольшом, порядка нескольких сотых звездной величины, повышении и последующем понижении блеска (наличием «горбика») вблизи середины полного затмения. В модели рефракции это легко понять: свет «задней» звезды при полном затмении, преломляясь в атмосфере «передней» компоненты, попадает в область «тени», поэтому наблюдатель регистрирует переменность блеска системы даже во время полного затмения. Примерно то же самое происходит во время полного лунного затмения: из-за рефракции солнечных лучей света в атмосфере Земли, тень Земли на поверхности Луны не является абсолютно темной, и Луна даже во время середины полного затмения Солнца Землей, остается достаточно яркой.

В работе Кудзея (1985а) предпринята попытка, объяснить наблюдаемые «горбики» в фазах полного затмения ряда ТДС эффектом переработки излучения «задней» звезды в атмосфере или хромосфере «передней», затмевающей звезды. Такое рассмотрение предполагает изучение рефракции, рассеяния, дифракции и отражения электромагнитного излучения «задней» звезды в атмосфере «передней» компоненты. Среди описанных процессов наиболее вероятным является рефракция. При изучении рефракции атмосфера затмевающей звезды может рассматриваться как своеобразная линза, воздействие которой приводит к тому, что часть потока «задней» звезды заходит в «тень» от «передней» компоненты. Поскольку наблюдатель расположен очень далеко от ТДС, эта «линза» должна быть сфокусирована на бесконечность. На рис. 293 показана модель явления рефракции.

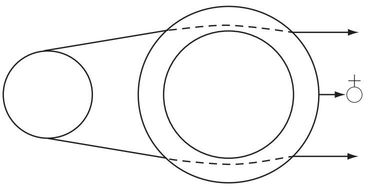


Рис. 293. Схема лучей света, идущих от затмеваемой звезды к земному наблюдателю. Затмевающую звезду можно рассматривать как своеобразную линзу, посредством которой часть излучения затмеваемой звезды входит в поток затмевающей звезды. (Из работы Кудзей, 1985)

Рассмотрим, для простоты, случай $i = 90°$. Пусть впереди находится звезда большего радиуса, т. е. имеет место полное затмение в системе, звезды сферические. В момент середины полного затмения центры обеих звезд лежат на луче зрения, и в картинной плоскости наблюдатель видит лишь диск «передней» звезды. Излучение «задней» звезды, преломляясь в атмосфере «передней» компоненты, в зависимости от распределения коэффициента преломления в ее атмосфере может испытывать как дефокусировку, так и фокусировку. Дефокусированное излучение практически не попадает к наблюдателю, а сфокусированное излучение достигает наблюдателя лишь в том случае, если оно сфокусировано на бесконечность. То есть излучение «задней» звезды, преломленное в атмосфере «передней», сможет повлиять на наблюдаемый блеск системы только в том случае, когда направление преломленных лучей на выходе из атмосферы параллельно лучу зрения.

Используя теорему об обратимости хода световых лучей, можно считать, что на атмосферу «передней» звезды со стороны наблюдателя падают лучи, параллельные лучу зрения. Преломление в атмосфере этой звезды меняет траектории падающих лучей, и на выходе лучи становятся непараллельными, распространяясь под разными углами к линии центров компонент. Величина этих углов однозначно определяется координатами входа луча в атмосферу (прицельным параметром) и тем самым определяет как длину пути луча в оптически неоднородной атмосфере «передней» звезды, так и область на поверхности «задней» звезды, излучение от которой во время полного затмения регистрируется земным наблюдателем благодаря рефракции. Из полученных таким образом данных, учитывая ослабление исследуемых лучей света при их прохождении через атмосферу «передней» звезды, можно рассчитать энергетическую характеристику, описывающую вклад преломленных лучей в общий блеск системы.

Для решения этой задачи можно использовать метод планетной рефракции (Колосов и Шабельников, 1976), с помощью которого исследуются углы рефракции лучей, проходящих через неоднородную атмосферу. В этом методе задаются рядом значений прицельного расстояния H_0, которое является минимальным расстоянием приближения данного луча к поверхности звезды на своем пути в атмосфере этой звезды. Для каждого из указанных значений H_0 вычисляют параметр p — собственное значение луча, являющееся его универсальной характеристикой на пути в атмосфере (Колосов и Шабельников, 1976, Кудзей, 1985а,б):

$$p = n_{H_0}\left(R_* + H_0\right), \tag{667}$$

где R_* — радиус звезды, n_{H_0} — показатель преломления на высоте H_0.

Угол рефракции α вычисляется по формуле

$$\alpha = -\int\limits_0^\theta \frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dh}\cdot\frac{p}{\sqrt{\left(R_* + h\right)^2 n^2 - p^2}}\,dh, \tag{668}$$

где значение центрального угла θ находится по формуле

$$\theta = p\int\limits_{H_0}^{H}\frac{dh}{\left(R_* + h\right)\sqrt{\left(R_* + h\right)^2 n^2 - p^2}}. \tag{669}$$

Таким образом, задаваясь значением прицельного расстояния H_0, находим координаты входа и выхода луча из атмосферы «передней» звезды, угол рефракции и угол, под которым луч покидает преломляющую атмосферу. Зная размеры «задней» звезды, находим количество лучей, которые после преломления в атмосфере «передней» звезды вносят вклад в общий блеск системы во время полного затмения. Поглощение в атмосфере находится по формуле

$$J\left(S\right) = J_0\exp\left[-\int\limits_{-\infty}^{\infty}\varkappa\left(S'\right)dS'\right], \tag{670}$$

где J_0 — интенсивность излучения «задней» звезды, $\varkappa(S')$ — распределение коэффициента поглощения вдоль луча в атмосфере «передней» звезды.

Таким образом, можно оценить дополнительную светимость, добавляемую в полную светимость ТДС из-за рефракции, и сравнить ее с величиной «горбика» на кривой блеска во время полного затмения.

Для проведения таких расчетов необходимо, на основе модели атмосферы звезды, (например, модели Куруца), найти распределение коэффициентов преломления и поглощения в атмосфере. Для этого надо найти распределение диэлектрической проницаемости ε среды, а также распределение проводимости σ в ней. В рамках элементарной теории для плазмы с произвольным отношением концентрации электронов, ионов и нейтральных частиц, можно получить выражения для параметров ε и σ (Гинзбург, 1967):

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N_e e^2}{m_e\left[\omega^2 + \left(\nu_{\mathrm{ef}}^e\right)^2\right]} - \frac{4\pi N_i e^2}{M_i\left[\omega^2 + \left(\nu_{\mathrm{ef}}^i\right)^2\right]}, \tag{671}$$

$$\sigma = \frac{e^2 N_e \nu_{\mathrm{ef}}^e}{m_e\left[\omega^2 + \left(\nu_{\mathrm{ef}}^e\right)^2\right]} + \frac{e^2 N_i \nu_{\mathrm{ef}}^i}{M_i\left[\omega^2 + \left(\nu_{\mathrm{ef}}^i\right)^2\right]}, \tag{672}$$

где N_e — концентрация электронов,
N_i — концентрация ионов,
ν_{ef}^e — частота столкновений электронов с другими частицами,
ν_{ef}^i — эффективная частота столкновений ионов с другими частицами,
M_i — масса иона,
m_e, e — масса и заряд электрона,
ω — круговая частота излучения.

Частоты столкновений ν_{ef}^{e} и ν_{ef}^{i} рассчитываются введением в уравнение движения частиц среднего изменения импульса, связанного со столкновениями (Гинзбург, 1981). Подробнее об этом см. в работе Кудзея (1985а).

Отметим, что преломление света в неоднородной среде возникает в связи с воздействием световой волны на электрические заряды атомов, электронов, ионов. Электромагнитная волна возбуждает колебания зарядов, которые происходят с частотой колебаний электрического вектора. Из-за этих колебаний атомы среды излучают вторичные электромагнитные волны. Интерференция всех вторичных волн с волной, падающей на среду, приводит к возникновению отраженной и преломленной волн.

Рассчитав эффективные частоты электронных и ионных столкновений, по формулам (671), (672) для данной частоты ω падающей электромагнитной волны можно найти значения диэлектрической проницаемости ε и проводимости σ среды. Тогда коэффициент преломления n вычисляется следующим образом (Кудзей, 1985а):

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{2}\right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}, \quad \text{при} \quad \varepsilon > 0, \quad |\varepsilon| \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad \sigma \neq 0, \tag{673}$$

$$n = \frac{2\pi\sigma}{\omega\sqrt{-\varepsilon}}, \quad \text{при} \quad \varepsilon < 0, \quad |\varepsilon| \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}, \quad \sigma \neq 0, \tag{674}$$

$$n = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}, \qquad \text{при} \quad \sigma \neq 0 \quad \text{и} \quad |\varepsilon| \ll \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \tag{675}$$

В работах Кудзея (1985а,б) выполнены расчеты эффектов рефракции для 12 затменных систем с аномалиями в кривых блеска для частот падающей электромагнитной волны ω от $4 \cdot 10^8$ до $4 \cdot 10^{15}$ Гц, что соответствует интервалу от метровых радиоволн до оптического диапазона. Использовались модели атмосфер звезд Куруца (Kurucz, 1979). Были рассчитаны высоты слоев атмосферы, в которых для данной ω коэффициент преломления принимает реальные для рефракции значения, т. е. находится в интервале (0,1), как при любых значениях ε, так и только при положительных ε. Также выделены области в атмосфере, в которых излучение проходит и отражается. Указана геометрическая высота слоя в атмосфере, на котором происходит полное внутреннее отражение падающего излучения.

В зависимости от знака градиента коэффициента преломления возможны два случая:

1. Коэффициент преломления увеличивается с высотой от 0 до 1. Тогда в атмосфере происходит отрицательная рефракция, для которой в системе происходит дефокусировка лучей: траектории лучей обращены выпуклостью к центру «передней» звезды.

2. Коэффициент преломления уменьшается с высотой от 1 до 0. Тогда в атмосфере происходит положительная рефракция, имеет место фокусировка лучей, траектории лучей обращены своей вогнутостью к центру «передней» звезды.

Количество преломленного света зависит от толщины преломляющей атмосферы: чем она толще, тем больше светимость преломленного излучения.

В качестве примера рассмотрим одну систему из двенадцати, изученных Кудзеем (1985а,б).

Из наблюдений системы BM Ori в визуальных лучах ($\omega = 4 \cdot 10^{15}$ Гц) обнаружено поярчание «горбик» в середине фазы полного затмения, соответствующее 12 % от светимости «передней» затмевающей компоненты. Из расчетов (Кудзей, 1985а,б) следует, что максимальная толщина преломляющего слоя на частоте дальнего ИК-диапазона ($\omega = 4 \cdot 10^{13}$ Гц) составляет $H = 50297$ км, что вполне достаточно для преломления излучения, образующего «горбик» на кривой блеска. Однако в оптическом диапазоне ($\omega = 4 \cdot 10^{15}$ Гц) толщина преломляющего слоя весьма мала, $H = 8000$ км, и недостаточна для объяснения амплитуды «горбика». Аналогичная картина имеет место и для остальных рассмотренных систем: в длинноволновой области спектра эффект рефракции значителен, однако в оптическом диапазоне он весьма мал и не может полностью объяснить наблюдаемые пекулярности в фазах полного затмения для рассмотренных ТДС.

Возникает вопрос: не связаны ли эти пекулярности с ошибками наблюдений? Ответ на этот вопрос должны дать новые спутниковые сверхвысокоточные наблюдения затменных систем. Тем не менее, оценка эффектов рефракции, выполненная в пионерских работах Кудзея (1985а,б), представляется весьма интересной и полезной для дальнейшего совершенствования моделей затменных двойных систем.

7. Анализ дифракционных кривых блеска, наблюдаемых при покрытии звезд Луной

Мы кратко изложим основы методов изучения кривых блеска, наблюдаемых при покрытии звезд Луной, поскольку эти методы имеют много общего с методами интерпретации кривых блеска затменных двойных систем. Метод наблюдения покрытий звезд Луной нашел широкое применение для определения угловых диаметров звезд (см., например, Evans, 1971). Этот метод дает угловое разрешение на порядок выше, по сравнению с другими применяемыми методами повышения углового разрешения телескопа, такими, как спекл — интерферометрия, амплитудная интерферометрия и т. п. (см., например, Токовинин, 1988). Кроме того, метод лунных покрытий может использоваться для звезд поздних спектральных классов, для которых интерферометр интенсивностей оказывается неэффективным. В самые последние годы на базе 8-метровых телескопов VLT Южно-Европейской обсерватории работает длиннобазовый интерферометр Майкельсона VLTI с угловым разрешением $\sim 10^{-3}$ с, что сравнимо с разрешением, достигаемым методом лунных покрытий. Однако преимущество метода лунных покрытий состоит в его простоте и дешевизне, поэтому этот метод еще долго будет эффективно использоваться в астрономии. Сопоставление результатов обработки независимых наблюдений лунных покрытий дает хорошее совпадение получаемых угловых диаметров звезд (Ridgway, 1981), что свидетельствует о приемлемости физической постановки задачи.

Измерение угловых диаметров звезд методом лунных покрытий уточняет наши представления о размерах звезд разных спектральных классов (при известных параллаксах), а также позволяет построить достаточно независимую от косвенных соображений шкалу эффективных температур звезд. Обработка наблюдений покрытий звезд Луной дает также возможность разрешить тесную двойственность звезд с угловым расстоянием между компонентами $\sim 10^{-2}$–10^{-3} с. Кроме того, можно находить точный момент геометрического затмения лунным лимбом центра диска звезды (с точностью порядка 10^{-3} секунды времени), что имеет значение для астрометрии и небесной механики, в частности, для уточнения теории движения Луны.

В принципе, метод покрытий звезд Луной дает возможность находить распределение яркости по диску звезды (см., например, Богданов и Черепащук, 1984). В предположении линейного закона потемнения к краю диска звезды можно искать коэффициент потемнения. Однако, как показывают расчеты, этот метод слабо чувствителен к функции распределения яркости по диску звезды (Корнилов и др., 1984).

Для интерпретации, полученной из наблюдений дифракционной кривой блеска, необходимо решать интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода, которое является типичным представителем класса обратных некорректных задач. Задавая линейный закон потемнения к краю, мы сводим задачу к конечно-параметрическому виду. В конечно-параметрической модели трудности, связанные с решением некорректных задач, снимаются. Но даже в рамках конечно-параметрической модели остается проблема корректного определения ошибок параметров. В ряде случаев задачу определения ошибок параметров можно решить на математическом уровне строгости (см. выше), например, методом доверительных областей. В этом методе принимается статистическая модель погрешности наблюдаемой кривой блеска, выбирается определенная статистика (χ^2_M, Фишера и т. п.) и определенным образом строится случайное множество в пространстве параметров (доверительная область), которое с заданной вероятностью накрывает истинное значение в рамках той же статистики, которая используется для нахождения центральных значений параметров.

Постановка задачи проведения наблюдений покрытий звезд Луной с высоким временным разрешением ($\sim 10^{-3}$ с), соответствующая фотометрическая аппаратура и учет всех возможных искажающих факторов описаны в монографии (Гончарский и др., 1985), а также в статье (Корнилов и др., 1984). В работе (Гончарский и др., 1986) описан эффективный метод определения угловых диаметров звезд из кривых блеска при покрытии Луной, а также доверительных интервалов, характеризующих статистические ошибки определения параметров (см. также монографию: Гончарский и др., 1991). Здесь мы изложим основные результаты этой работы.

а) Постановка задачи. Напомним общую идею метода построения доверительных областей (Уилкс, 1967), в котором ошибки параметров, в отличие от методов дифференциальных поправок и Монте-Карло, ищутся в рамках той же статистики, в которой осуществляется поиск центральных значений параметров.

Пусть для решаемой задачи получена наблюдаемая кривая блеска $u(t_i)$ в конечном числе точек t_i. Для каждой t_i $u(t_i)$ измерены с некоторой ошибкой. Ошибки предполагаются случайными величинами, для которых задается закон распределения. Исходя из физической постановки задачи, допустим, можно вычислить теоретическую кривую $T(t_i, \mathbf{a})$ в данных точках t_i, зависящую от N параметров $(a_1, a_2, \ldots, a_N) = \mathbf{a}$. Для построения доверительной области $D \subset R^N$ для $\mathbf{a}$ введем некоторую величину $\Delta(\mathbf{a})$ (статистику), зависящую от $u(t_i)$ и $T(t_i, \mathbf{a})$. Она является случайной величиной (характеризует в некотором смысле расстояние между $u(t_i)$ и $T(t_i, \mathbf{a})$), закон распределения которой для истинных значений параметров $\mathbf{a}$ можно найти.

Задача построения доверительной области $D \subset R^N$ эквивалента задаче проверки статистической гипотезы о том, что истинные значения параметров задачи равны заданным числам $\overline{a}_1 = a_1, \ldots, \overline{a}_N = a_N$. Задаются некоторым уровнем доверия $\gamma = 1 - \alpha$ и для каждого $\mathbf{a} \in R^N$ проверяют неравенство $\Delta(a_1, \ldots, a_N) \leqslant \Delta_0$, где вероятность $P(\Delta(\mathbf{a}) > \Delta_0 / a_1 = \overline{a}_1, \ldots, a_N = \overline{a}_N) = \alpha = 1 - \gamma$, Δ_0 находится из статистических таблиц (см., например, Худсон, 1970). Те значения $a_1, \ldots, a_N$, для которых выполняется это неравенство, объединяются в доверительную область $D \subset R^N$. Из способа построения доверительной области D следует, что это случайное множество, зависящее от наблюдаемой кривой $u(t_i)$, с вероятностью γ накроет истинные значения параметров.

Метод доверительных областей предполагает прямое построение доверительных областей, которые обычно строятся перебором в допустимой области значений параметров из R^N. Заметим также, что поскольку исходная задача, вообще говоря неустойчива, для больших N начинает сказываться некорректность, что приводит к очень большим доверительным интервалам для оцениваемых параметров. В ряде случаев, однако, ситуация существенно упрощается, например, когда некоторые из параметров входят линейно. Это имеет место в обратной задаче исследования покрытий звезд Луной.

Конечно-параметрическая модель задачи покрытия звезд Луной, хорошо известна (см., например, Evans, 1971, Ridgway, 1981). Она основана на анализе дифракции Френеля для света от удаленного источника (звезды) на плоском экране (крае Луны) и предположении о линейном законе потемнения к краю диска звезды.

Коротко остановимся на выводе выражения для теоретической дифракционной кривой. Как известно, функция

$$F_0(x) = H_0(xk(\lambda)) = \frac{I_0}{8}\left\{[1 + 2C(xk(\lambda))]^2 + [1 + 2S(xk(\lambda))]^2\right\}, \tag{676}$$

где

$$S(\omega) = \int_0^\omega \sin\frac{\pi t^2}{2}dt, \quad C(\omega) = \int_0^\omega \cos\frac{\pi t^2}{2}dt, \quad k(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\lambda l}},$$

l — расстояние до Луны, описывает дифракцию Френеля от точечного источника света S интенсивности I_0 с длиной волны λ на плоском экране. Каждая хорда диска звезды, параллельная затмевающему краю Луны (рис. 294), создает на поверхности Земли дифракционную картину, описываемую функцией $F_0(x)$.

Распределение интенсивности излучения от звезды $F_1(x)$ в монохроматическом свете получается суммированием дифракции от хорд $F_0(x)$ по всему диску звезды:

$$F_1(x) = \int_{-R_0}^{R_0} B(\beta, R_0)\, F_0(x+\beta)\, d\beta. \tag{677}$$

Координата x отчитывается от проекции центра звезды на поверхность Земли и направлена параллельно оси Ox' (см. рис. 294).

В предположении линейного закона потемнения стрип — распределение яркости по диску звезды выражается следующим образом:

$$B(\beta, R_0) = P_1\sqrt{R_0^2 - \beta^2} + P_2\frac{R_0^2 - \beta^2}{R_0}, \tag{678}$$

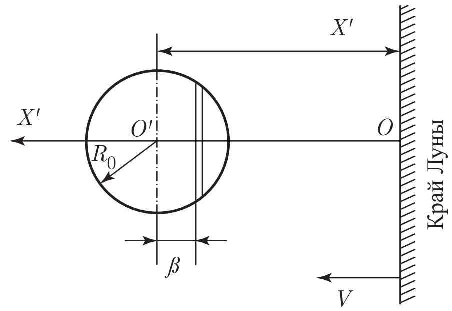


Рис. 294. К выводу уравнения, определяющего изменение блеска звезды при покрытии ее Луной. Точка O' — центр проекции диска звезды на плоскость лунного диска, R_0 — радиус этой проекции, X' — координата центра проекции, β — расстояние от центра до хорды, параллельной краю Луны. $V = V'\cos\alpha$ — проекция вектора скорости V' центра диска Луны на ось OX', перпендикулярную лунному лимбу

где $P_1 = B_0 \cdot 2(1-m)$, $P_2 = B_0\dfrac{m}{2}\dfrac{\pi}{R_0}$, R_0 — радиус проекции звезды на плоскость видимого диска Луны, B_0 — яркость в центре диска звезды, m — коэффициент потемнения в линейном законе.

Точно так же, усредняя дифракционную картину по всей апертуре принимающего телескопа, получим световой поток, регистрируемый телескопом $F_2(x)$ (где x — координата центра апертуры):

$$F_2(x) = \int_{-R}^{R} \sigma(y)\, F_1(x+y)\, dy,$$

где $\sigma(y) = 2\sqrt{R^2 - y^2}$, R — радиус апертуры.

Беря в качестве t_0 момент времени, в который край Луны находится точно между центрами звезды и телескопа, получим интенсивность излучения в момент времени t_i $(i = 1, \ldots, n)$, усредненную по времени регистрации $2\Delta t$, при эффективной линейной скорости края Луны V:

$$F_3(t_i) = \int\limits_{-\Delta t}^{\Delta t} F_2\{V(t_i - t_0 + \tau)\}\, d\tau = \int\limits_{-V\Delta t}^{V\Delta t} F_2\{V(t_i - t_0) + z\}\, \frac{1}{V} dz,$$

где в последнем выражении сделана подстановка Vτ=z.

Поскольку прием излучения звезды производится не в монохроматическом свете, а для некоторого спектрального интервала $(\lambda_1,\ \lambda_2)$, то окончательно на выходе системы в момент t_i будем иметь

$$T(t_i) = \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\, d\lambda \int\limits_{-V\Delta t}^{V\Delta t} \frac{1}{V} dz \int\limits_{-R}^{R} \sigma(y)\, dy \int\limits_{-R_0}^{R_0} B(\beta, R_0) \times \\ \times H_0\{(V(t_i - t_0) + z + y + \beta)\, k(\lambda)\}\, d\beta + L_0, \quad (679)$$

где $E(\lambda)$ — распределение энергии в световом потоке, регистрируемом аппаратурой, L_0 — фон неба. Функция $E(\lambda)$ определяется следующими характеристиками: $E_0(\lambda)$ — распределением энергии в спектре звезды, $P(\lambda)$ — функцией пропускания земной атмосферы, зависящей от зенитного расстояния звезды, $R(\lambda)$ — кривой реакции фотометрической системы, так что

$$E(\lambda) = E_0(\lambda) P(\lambda) R(\lambda).$$

Теоретическая дифракционная кривая (679) зависит от шести параметров: L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0:

$$T(t_i) = T(t_i, L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0).$$

Три из них входят линейно: L_0, P_1, P_2, а три — нелинейно: V, t_0, R_0.

Таким образом, трудности, связанные с некорректностью обратной задачи, снимаются, так как число искомых параметров невелико.

Будем предполагать, что ошибки в моменты t_i для экспериментальной дифракционной кривой $u(t_i)$ распределены по нормальному закону с нулевым средним. Принято считать, что дисперсия σ^2 ошибок наблюдений в момент времени t_i пропорциональна величинам $\mathrm{E}^q(u(t_i))$, $\sigma^2 = \sigma^2 \mathrm{E}^q(u(t_i))$, $q = 0{,}1{,}2$ (Linnel and Proctor, 1970), где $\mathrm{E}(u(t_i))$ — математическое ожидание случайной величины $u(t_i)$. Значение параметра q определяется способом регистрации излучения. При $q = 0$ имеем ошибки, постоянные в шкале интенсивностей, а при $q = 2$ — ошибки, постоянные в шкале звездных величин. По экспериментальной кривой со случайными ошибками построим случайное доверительное множество D в трехмерном пространстве параметров V, t_0, R_0 с некоторым уровнем доверия $\gamma = 1 - \alpha$.

Отметим, что теоретическая кривая $T(t_i)$ содержит при больших значениях $|t|$ участки постоянства. Это позволяет, используя дальние области $u_1(t_i)$ (M_1 точек до затмения), $u_2(t_i)$ (M_2 точек после затмения) экспериментальной кривой, независимо получить оценку $\widehat{\sigma}^2$ для параметра σ^2:

$$\widehat{\sigma}^2 = \left\{ \frac{1}{E^q(u_1(t_i))} \sum_{i=1}^{M_1} (u_1(t_1) - \overline{u}_1)^2 + \frac{1}{E^q(u_2(t_i))} \sum_{i=1}^{M_2} (u_2(t_i) - \overline{u}_2)^2 \right\} \frac{1}{M_1 + M_2 - 2},$$

где $\overline{u}_1 = \dfrac{1}{M_1} \sum\limits_{i=1}^{M_1} u_1(t_i)$, $\quad \overline{u}_2 = \dfrac{1}{M_2} \sum\limits_{i=1}^{M_2} u_2(t_i)$.

Случайная величина $\widehat{\sigma}^2$ имеет распределение $\sigma^2\chi^2_{M_1+M_2-2}$ (Уилкс, 1967). Степень свободы этого распределения равна $M_1 + M_2 - 2$, так как $\widehat{\sigma}^2$ зависит от $M_1 + M_2$ случайных величин $y_i(u_1(t_i) - \overline{u}_1)$ и $z_i = (u_2(t_i) - \overline{u}_2)$, связанных двумя соотношениями:

$$\sum_{i=1}^{M_1} y_i = 0 \quad \text{и} \quad \sum_{i=1}^{M_2} z_i = 0.$$

Для построения доверительной области D введем случайную величину (статистику) $\Delta(V, t_0, R_0)$:

$$\Delta = \Delta\left(V, t_0, R_0\right) = \frac{\sum\limits_{k=1}^{M} \frac{1}{E^q\left(u\left(t_k\right)\right)}\left[u\left(t_k\right) - T\left(t_k, \widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)\right]^2}{\widehat{\sigma}^2}\frac{M_1 + M_2 - 2}{M - 3}. \tag{680}$$

Суммирование проводится по M точкам экспериментальной кривой, включающим участок дифракции. $\widehat{L}_0$, $\widehat{P}_1$, $\widehat{P}_2$ — значения линейных параметров, при которых квадратичная форма при фиксированных V, t_0, R_0 достигает своего минимума по L_0, P_1, P_2:

$$S = S\left(L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0\right) = = \sum_{k=1}^{M} \frac{1}{E^q\left(u\left(t_k\right)\right)}\left[u\left(t_k\right) - T\left(t_k, L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0\right)\right]^2. \tag{681}$$

$S(L_0,\ P_1,\ P_2,\ \mathrm{V},\ t_0,\ R_0)$ при истинных значениях V, t_0, R_0 имеет распределение $(M-3)\ \sigma^2\chi^2_{M-3}$ со степенью свободы $M-3$, что связано с минимизацией S по трем линейным параметрам.

Известна теорема (Уилкс, 1967), по которой для независимых случайных величин

$$\frac{S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, \overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0\right)}{M-3} \quad \text{и} \quad \widehat{\sigma}_2,$$

распределенных при истинных значениях параметров $\overline{V}$, $\overline{L}_0$, $\overline{R}_0$ соответственно как $\sigma^2\chi^2_{M-3}$ и $\sigma^2\chi^2_{M_1+M_2-2}$, их отношение, т. е. случайная величина (статистика) $\Delta\left(\overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0\right)$, при истинных параметрах имеет распределение Фишера $F_{M-3,\, M_1+M_2-2}$.

Практически величины математических ожиданий $\mathrm{E}(u(t_i))$, $\mathrm{E}(u_1(t_i))$, $\mathrm{E}(u_2(t_i))$ не известны, но в случае достаточно больших M_1 и M_2 и точных наблюдений их хорошей оценкой могут служить соответственно $u(t_i)$, $\overline{u}_1(t_i)$,$\overline{u}_2(t_i)$. Поэтому мы традиционно будем использовать вместо $\mathrm{E}(u(t_i))$, $\mathrm{E}(u_1(t_i))$, $\mathrm{E}(u_2(t_i))$ их оценки.

Зададимся величиной $0 < \gamma = 1 - \alpha < 1$. Пользуясь таблицами распределения Фишера, можно найти такое число Δ_0, при котором вероятность того, что случайная величина $\Delta(V, t_0, R_0)$ при истинных значениях параметров $\overline{V}$, $\overline{t}_0$, $\overline{R}_0$ больше Δ_0 будет равна α, т. е. $P\left(\Delta\left(V, t_0, R_0\right) > \Delta_0 \,\middle|\, V = \overline{V}, t_0 = \overline{t}_0,\ R_0 = \overline{R}_0\right) = \alpha$. В качестве доверительного множества $\mathrm{D}\subset\mathrm{R}^3$ для $\overline{V}$, $\overline{t}_0$, $\overline{R}_0$ (Уилкс, 1967) возьмем совокупность тех точек в R^3, для которых $\Delta\left(V, t_0, R_0\right) \leqslant \Delta_0 = F_{M-3,\, M_1+M_2-2,\, \alpha}$.

Таким образом, наша случайная область D с вероятностью $\gamma = 1 - \alpha$ накроет истинные значения $\overline{V}$, $\overline{t}_0$, $\overline{R}_0$, т. е. будет иметь уровень доверия γ.

Значит, для построения доверительной области D достаточно уметь минимизировать квадратичную форму (681) по линейным параметрам L_0, P_1, P_2, при любых значениях V, t_0, R_0. Минимизация по линейным параметрам L_0, P_1, P_2 осуществляется элементарно. Заметим, что если множество D не пусто, то оно содержит точку $\widehat{R}_0, \widehat{V}, \widehat{t}_0$, в которой достигает абсолютного минимума квадратичная форма (680);

тогда $\widehat{R}_0, \widehat{V}, \widehat{t}_0$ есть оценка метода наименьших квадратов для $\overline{R}_0, \overline{V}, \overline{t}_0$, которую можно принять за приближенные значения искомых параметров R_0, V, t_0. Размеры D дают величину ошибок параметров V, t_0, R_0.

Таким образом, задача нахождения доверительной области D⊂R^3 для $\overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0$ сведена к задаче нахождения $S\left(\widehat{P}_1, \widehat{P}_2, \widehat{L}_0, V, t_0, R_0\right)$ в допустимой области пространства R^3 нелинейных параметров, V, t_0, R_0.

б) Алгоритм решения задачи. Сделаем ряд преобразований над функцией $T(t_i, L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0)$, $i = 1, \ldots, n$. В выражении (679) поменяем порядок интегрирования:

$$T\left(t_i\right) = \frac{1}{V} \int\limits_{-R_0}^{R_0} B\left(\beta, R_0\right) d\beta \int\limits_{-R}^{R} \sigma\left(y\right) dy \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} E\left(\lambda\right) d\lambda \times \\ \times \int\limits_{-V\Delta t}^{V\Delta t} H_0\left\{\left(V\left(t_i - t_0\right) + z + y + \beta\right) k\left(\lambda\right)\right\} dz + L_0. \quad (682)$$

Интеграл по z находится аналитически:

$$\int\limits_{-V\Delta t}^{V\Delta t} H_0\left\{\left(V\left(t_i - t_0\right) + y + \beta + z\right) k\right\} dz = \frac{1}{k} G_0\left\{\left(V\left(t_i - t_0\right) + y + \beta + z\right) k\right\} \Big|_{-V\Delta t}^{V\Delta t},$$

где

$$G_0\left(x\right) = \int H_0\left(x\right) dx = \frac{I_0}{8}\left[2x + 4xC\left(x\right) - \frac{4}{\pi}\sin\frac{\pi x^2}{2} + 4xS\left(x\right) + \right. \\ \left. + \frac{4}{\pi}\cos\frac{\pi x^2}{2} + 4xC^2\left(x\right) - \frac{8}{\pi}\sin\frac{\pi x^2}{2}C\left(x\right) + 4xS^2\left(x\right) + \frac{8}{\pi}\cos\frac{\pi x^2}{2}S\left(x\right)\right]. \quad (683)$$

В интеграле (682) возьмем следующий интеграл по λ:

$$\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{k\left(\lambda\right)}\left[G_0\left\{\left(V\left(t_i - t_0 + \Delta t\right) + y + \beta\right) k\left(\lambda\right)\right\} - \right. \\ \left. - G_0\left\{\left(V\left(t_i - t_0 - \Delta t\right) + y + \beta\right) k\left(\lambda\right)\right\}\right] E\left(\lambda\right) d\lambda = \\ = G_1\left(V\left(t_i - t_0 + \Delta t\right) + y + \beta\right) - G_1\left(V\left(t_i - t_0 - \Delta t\right) + y + \beta\right),$$

где

$$G_1\left(x\right) = \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sqrt{\frac{\lambda l}{2}}\, G_0\left(x\sqrt{\frac{2}{\lambda l}}\right) E\left(\lambda\right) d\lambda \quad (684)$$

находится численным интегрированием по λ.

В выражении (682) следующий интеграл по y равен

$$\int\limits_{-R}^{R} \sigma\left(y\right)\left\{G_1\left(V\left(t_i - t_0 + \Delta t\right) + y + \beta\right) - G_1\left(V\left(t_i - t_0 - \Delta t\right) + y + \beta\right)\right\} dy = \\ = \left\{G_2\left(V\left(t_i + \Delta t - t_0\right) - \beta\right) - G_2\left(V\left(t_i - \Delta t - t_0\right) - \beta\right)\right\},$$

где

$$G_2\left(x\right) = \int\limits_{-R}^{R} \sigma\left(y\right) G_1\left(x + y\right) dy \quad (685)$$

также находится численным интегрированием по y. Заметим, что $G_2(x)$ не зависит от искомых параметров задачи.

Таким образом, используя выражение (678) для $B(\beta, R_0)$, имеем

$$T\left(t_i, L_0, P_1, P_2, V, t_0, R_0\right) = \\ = \frac{1}{V}\int\limits_{-R_0}^{R_0} B\left(\beta, R_0\right)\left\{G_2\left(V\left(t_i+\Delta t-t_0\right)+\beta\right)-G_2\left(V\left(t_i-\Delta t-t_0\right)+\beta\right)\right\}d\beta + L_0 = \\ = P_1 T_1\left(t_i, V, t_0, R_0\right) + P_2 T_2\left(t_i, V, t_0, R_0\right) + L_0,$$

где

$$\begin{aligned} T_1\left(t_i, V, t_0, R_0\right) &= \frac{1}{V}\left\{G_3\left(V\left(t_i+\Delta t-t_0\right), R_0\right) - G_3\left(V\left(t_i-\Delta t-t_0\right), R_0\right)\right\}, \\ T_2\left(t_i, V, t_0, R_0\right) &= \frac{1}{V}\left\{G_4\left(V\left(t_i+\Delta t-t_0\right), R_0\right) - G_4\left(V\left(t_i-\Delta t-t_0\right), R_0\right)\right\}. \end{aligned} \tag{686}$$

$G_3(x, R_0)$ и $G_4(x, R_0)$ зависят только от параметра R_0 исходной задачи и находятся численным интегрированием по формулам

$$\begin{aligned} G_3\left(x, R_0\right) &= \int\limits_{-R_0}^{R_0} \sqrt{R_0^2-\beta^2}\, G_2\left(x+\beta\right)d\beta, \\ G_4\left(x, R_0\right) &= \int\limits_{-R_0}^{R_0} \frac{R_0^2-\beta^2}{R_0} G_2\left(x+\beta\right)d\beta. \end{aligned} \tag{687}$$

Таким образом, приведенные выкладки показывают, как осуществить эффективный алгоритм перебора нелинейных параметров. Резюмируем сказанное.

1. При фиксированном значении R_0 вычисляем заранее по формулам (683)–(685) функцию $G_2(x)$, определяем $G_3(x, R_0)$ и $G_4(x, R_0)$ по формулам (687).

2. Пользуясь полученными $G_3(x, R_0)$ и $G_4(x, R_0)$, находим функции $T_1(t_i, V, t_0, R_0)$ и $T_2(t_i, V, t_0, R_0)$ при произвольных значениях V и t_0, что не представляет трудностей (см. формулы (686)).

3. Минимизируем квадратичную форму (см. формулу (681)) по линейным параметрам L_0, P_1, P_2.

Поскольку физический смысл имеют лишь неотрицательные значения L_0, P_1, P_2, то минимизацию следует проводить по множеству $L_0 \geqslant 0$, $P_1 \geqslant 0$, $P_2 \geqslant 0$, что можно осуществить различными методами (см., например, Пшеничный и Данилин, 1975). Коэффициент потемнения к краю для звезды в ряде случаев можно указать заранее, используя информацию о спектральном классе звезды.

в) Результаты модельных расчетов. Нами был опробован метод доверительных областей в модельной задаче покрытия звезды луной. В качестве экспериментальной кривой $u(t_i)$ была взята теоретическая кривая $T\left(t_i, \overline{L}_0, \overline{P}_1, \overline{P}_2, \overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0\right)$ в точках t_i при фиксированных параметрах $\overline{L}_0 = 2$, $P_1 = 1$, $P_2 = 0$, $V = 700$ м/с, $t_0 = 80 \cdot 10^3$ с, $R_0 = 2{,}5$ м с наложенным на нее шумом в каждой точке t_i. Шум брался независимый, нормально распределенный, с нулевым средним и с дисперсией, равной $\sigma_i^2 = T\left(t_i, \overline{L}_0, \overline{P}_1, \overline{P}_2, \overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0\right)\sigma^2$, где $\sigma^2 = 9 \cdot 10^{-4}$ ($\sigma = 3\,\%$). Известные параметры задачи, в соответствии с реальными наблюдениями, брались равными: $R = 0{,}24$ м, $l = 3{,}64825 \cdot 10^8$ м, $\lambda_1 = 6250\,\text{Å}$, $\lambda_2 = 7750\,\text{Å}$, $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$ с, $E(\lambda) = 1$. Доверительная область строилась для нелинейных параметров $\overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0$ с использованием случайной величины (статистики) $\Delta(V, t_0, R_0)$ из формулы (680) ($M_1 = 35$, $M_2 = 25$) с минимизацией по линейным параметрам на множестве $L_0 \geqslant 0$, $P_1 \geqslant 0$, $P_2 \geqslant 0$.

Зададимся уровнем доверия $\gamma = 0{,}6$, тогда соответствующее Δ находится из статистических таблиц: $\Delta_0 = 1{,}03$. Доверительная область состоит из тех значений параметров V, t_0, R_0, для которых $\Delta(V, t_0, R_0) \leqslant \Delta_0$ или, что эквивалентно,

$$\frac{S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)}{M-3} \leqslant S_0 = 9{,}3 \cdot 10^{-4}.$$

Модельная задача решалась 100 раз. Случайная доверительная область $D \subset R^3$ с уровнем доверия $\gamma = 0{,}6$ накрыла истинные значения параметров $\overline{V}, \overline{t}_0, \overline{R}_0$ в $N_1 = 62$ случаях из $N_0 = 100$.

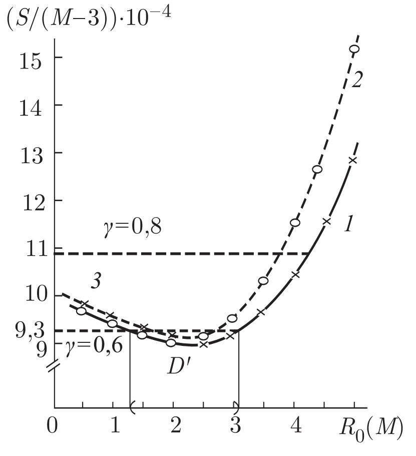


Рис. 295. К оценке доверительных интервалов для параметров модельной задачи. Поскольку график трехмерной функции (невязки) изобразить на бумаге не представляется возможным, кривая *1* представляет собой сечение $S/(M-3)$ в модельной задаче при фиксированных $V = 700$ м/с, $t_0 = 80 \cdot 10^{-3}$ с как функцию от R_0. Через D' обозначен доверительный интервал в этом сечении при уровне доверия $\gamma = 0{,}6$. Кривая *2* (кружки) соответствует зависимости $S/(M-3)$ от R_0 при фиксированном коэффициенте потемнения $m = 0$, кривая *3* (кресты) — при $m = 1$. Полный доверительный интервал для R_0 оценивается максимальным значением D' из всех возможных сечений функции невязки $S/(M-3)$

Приведем один из модельных результатов. Изобразить на бумаге полученную трехмерную, доверительную область D при уровне доверия $\gamma = 0{,}6$ и график зависимости квадратичной формы $\dfrac{S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)}{M-3}$ (см. формулу (681)) от трех параметров V, t_0, R_0 не представляется возможным. Кривая *1* на рис. 295 соответствует сечению этого графика, проходящему через D при некоторых фиксированных V, t_0. Через $D = (1{,}25;\ 3{,}2)$ обозначен полученный доверительный интервал для $\overline{R}_0$ в данном сечении. Взяв габариты трехмерной доверительной области D, мы можем указать лишь верхние оценки для области D:

$$R_0 \in (1{,}25; 3{,}2), V \in (687; 716);$$
$$t_0 \in (73; 85) \cdot 10^{-3}\ \text{с}.$$

Здесь радиус R_0 — в метрах, скорость V — в метрах в секунду.

При уровне доверия $\gamma = 0{,}8$ доверительный интервал для R_0 при точности кривой блеска 3% оказался равен $R_0 \in (0; 4{,}3)$. Функция $S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)$ имеет минимум при $\widetilde{V} = 703$ м/с, $\widetilde{t}_0 = 78 \cdot 10^{-3}$ с, $R_0 = 2{,}2$ м, что служит точечной оценкой параметров методом наименьших квадратов. Кривые *2*, *3* на рис. 295 показывают модельные результаты при фиксированных коэффициентах потемнения $m = 0$ и $m = 1$ соответственно.

г) Результаты интерпретации дифракционной кривой затмения Луной звезды $61\delta^1$Tau. Наблюдаемая кривая была получена на электрофотометре с высоким временным разрешением в высокогорной Тянь-Шаньской экспедиции ГАИШ близ Алма-Аты (Корнилов и др., 1984). Лунный край проходит первую зону Френеля за время порядка 20 миллисекунд. Данные фотометрических наблюдений регистрируются в реальном времени с разрешением 10^{-3} с и нулевой скважностью. Наблюдения проводились на телескопе с диаметром главного зеркала 48 см ($R = 24$ см).

Для уменьшения шумов при регистрации дифракционной кривой, вызванных рассеянным светом от Луны, производится регистрация закрытия или открытия звезд только темным краем Луны. С той же целью стараются уменьшить влияние фона неба, для чего диафрагма электрофотометра в кассегреновском фокусе телескопа уменьшается до размеров, вмещающих лишь турбулентный диск звезды.

При обработке экспериментальной кривой для уменьшения шумов каждые две последовательные точки были усреднены, что стало соответствовать времени накопления сигнала $\Delta t = 2$ мс.

Поскольку расчеты выполнялись в основном с методической целью, распределение энергии в спектре звезды было взято планковским:

$$E(\lambda) = B_\lambda(T),$$

при температуре $T = 4500$ K. Функция пропускания земной атмосферы и реакция фотометрической системы взяты равными 1 ($P(\lambda) \equiv 1$, $R(\lambda) \equiv 1$), интервал длин волн принимаемого излучения соответствовал $\lambda_1 = 6250$ Å, $\lambda_2 = 7750$ Å. Расстояние от телескопа до края Луны было предвычислено для данного эксперимента и оказалось равным $l = 3{,}64825 \cdot 10^8$ м. Оценка дисперсии $\widehat{\sigma}^2$ проводилась по $M_1 = 35$, $M_2 = 25$ точкам с $q = 1$.

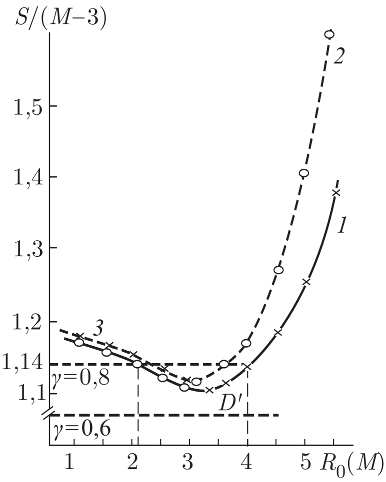


Рис. 296. К оценке доверительного интервала для параметра R_0 в случае звезды $61\delta'$Tau. Обозначения те же, что на рис. 295. Кривая *1* отражает сечение функции $S/(M-3)$ при фиксированных $V = 726$ м/с и $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с. D' — доверительный интервал в данном сечении при уровне доверия $\gamma = 0{,}8$. Кривые *2*, *3* соответствуют $m = 0$ и 1. Полный доверительный интервал для R_0 оценивается максимальным значением D' для всех возможных сечений функции $S/(M-3)$

На рис. 296, как и в модельной задаче, кривая *1* соответствует сечению графика функции $\dfrac{S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)}{M-3}$ при фиксированных V, t_0, проходящему через доверительную область D. Аналогичные зависимости от параметров V и t_0 приведены на рис. 297, 298. Анализ проведения функции $S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)$ показывает, что при уровне доверия $\gamma = 0{,}8$ верхняя оценка доверительной области для нелинейных параметров есть $R_0 \in (1{,}55; 3{,}55$ м), $V \in (710, 739$ м/с), $t_0 \in (77{,}8; 79{,}1) \cdot 10^{-3}$ с. На рис. 297 видно, что график функции $\Delta(V, t_0, R_0)$ прошел выше уровня $\gamma = 0{,}6$, что соответствует тому, что модель отвергается (при заданной точности кривой блеска и данной реализации экспериментальной кривой), а доверительная область D вырождается в пустое множество. Минимум достигается при $\widetilde{R}_0 = 2{,}8$ м, $\widetilde{V} = 726$ м/с, $\widetilde{t}_0 = 78{,}4$ м/с, что может служить оценкой параметров. Соответствующим доверительным интервалом при уровне доверия $\gamma = 0{,}8$ для углового радиуса звезды в секундах дуги является $(0{,}81; 1{,}85) \cdot 10^{-3}$, а точечная оценка составляет $1{,}46 \cdot 10^{-3}$ секунды дуги. На рис. 298 отражена процедура оценки доверительного интервала для параметра t_0.

На рис. 299 *а* показано взаимное расположение экспериментальной кривой (Корнилов и др., 1984) и теоретической кривой со значениями параметров $\widetilde{V} = 726$ м/с, $\widetilde{t}_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с, $\widetilde{R}_0 = 2{,}8$ м, при которых достигает минимума функция

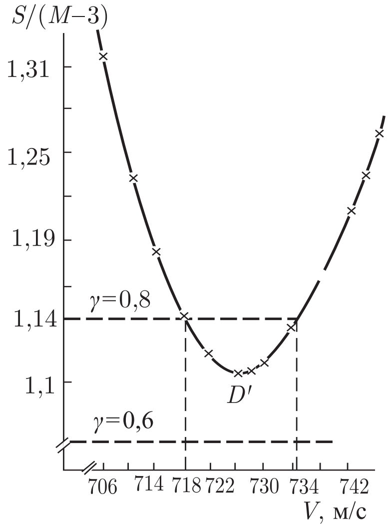


Рис. 297. То же, что на рис. 296. Сечение функции $S/(M-3)$ при фиксированных $R_0 = 2{,}8M$, $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с. D' — доверительный интервал при уровне доверия $\gamma = 0{,}8$ для параметра V при фиксированных R_0, t_0, который существенно зависит от значений R_0, t_0. Полный доверительный интервал для V определяется максимальным значением D' из всех возможных сечений функции $S/(M-3)$

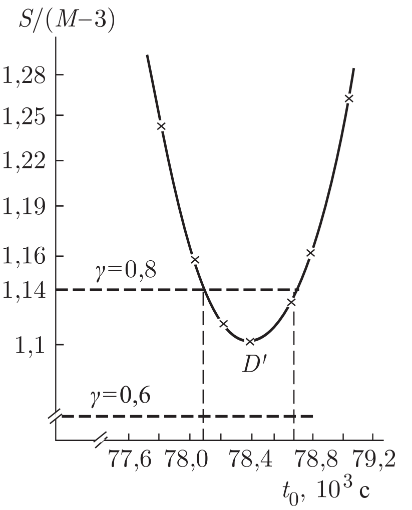


Рис. 298. То же, что на рис. 296. Сечение функции $S/(M-3)$ при фиксированных $R_0 = 2{,}8M$, $V = 726$ м/с. D' — доверительный интервал для t_0 на уровне доверия $\gamma = 0{,}8$ при фиксированных R_0, V. Полный доверительный интервал для t_0 определяется максимальным значением D' из всех возможных сечений функции $S/(M-3)$

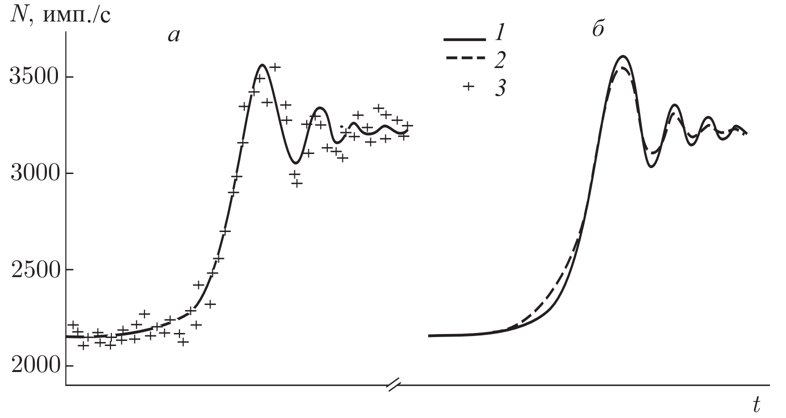


Рис. 299. К минимизации функции невязки $S(V, t_0,\ R_0)$ в случае звезды $61\delta'$Tau. *а* — результаты наблюдений. Здесь N — число зарегистрированных импульсов за время 2 мс, t — время. Сплошная линия — теоретическая дифракционная кривая при $R_0 = 2{,}8$ м, $V = 726$ м/с, $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с, при которых достигается минимум функции невязки $S(V, t_0, R_0)$. *б* — теоретические дифракционные кривые (*1* и *2*) при одинаковых параметрах $V = 726$ м/с и $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с, но при разных значениях R_0, соответствующих концам доверительного интервала для R_0: $R_0^{(1)} = 1{,}55$ м и $R_0^{(2)} = 3{,}55$ м

$S\left(\widehat{L}_0, \widehat{P}_1, \widehat{P}_2, V, t_0, R_0\right)$, а на рис. 299 *б* даны две теоретические кривые со значениями параметров $V = 726$ м/с, $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с, $R_0^{(1)} = 1{,}55$ м и $V = 726$ м/с, $t_0 = 78{,}4 \cdot 10^{-3}$ с, $R_0^{(2)} = 3{,}55$ м, где $R_0^{(1)}$ и $R_0^{(2)}$ — два крайних значения из доверительного интервала D', соответствующего сечению доверительной области D. Видно, что разброс этих теоретических кривых включает в себя большую часть экспериментальных точек.

Замечательно то, что несмотря на наличие трех линейных параметров помимо нелинейных, для построения доверительной области нелинейных параметров не нужно каких-либо априорных сведений или дополнительных вычислений для линейных параметров. В то же время, значения, $\widehat{L}_0$, $\widehat{P}_1$, $\widehat{P}_2$, на которых достигает абсолютного минимума функция $S\left(L_0, P_1, P_2, \widetilde{V}, \widetilde{t}_0, \widetilde{R}_0\right)$, могут служить в качестве оценок для линейных параметров методом наименьших квадратов. В данном случае получается доверительная область D, спроектированная на пространство нелинейных параметров. Для построения доверительной области невязка S суммировалась нами на 50 точках наблюдаемой кривой блеска. Закономерен вопрос о выборе оптимального количества точек для суммирования, т. е. об оптимальной статистике. Это отдельная проблема, которая должна решаться в каждом конкретном случае. Используя разное количество наблюдаемых точек, мы будем получать при выбранном уровне значимости α, разные доверительные области, поскольку разному числу используемых наблюдательных точек соответствуют разные статистики. Принципиально важно, однако, то, что в методе доверительных областей и центральные значения параметров, и их ошибки получаются с использованием одной и той же статистики, что гарантирует сходимость результатов интерпретации, полученных разными авторами.

Очень часто из физического смысла решаемой задачи бывает ясно, какие участки наблюдаемой кривой блеска наиболее чувствительны к изменению величин искомых параметров, что позволяет отобрать оптимальное число точек для суммирования невязки S. В таких случаях очень полезным оказывается проведение модельных расчетов, с целью выявления степени чувствительности задачи к различным параметрам.

Предлагаемый метод доверительных областей позволяет, помимо прямого построения оценок для значений нелинейных параметров, проверять гипотезу о состоятельности (адекватности) используемой конечно-параметрической модели задачи. Для этого, задавшись заранее некоторым достаточно малым уровнем значимости $\alpha = 1 - \gamma$, находят соответствующий квантиль $F_{M-3, M_1+M_2-2, \alpha}$ (например, из статистических таблиц). Если полученная из вычислений функция $\Delta\left(V, t_0, R_0\right) > F_{M-3, M_1+M_2-2, \alpha}$ для любых допустимых V, t_0 R_0, то модель отвергается. При этом вероятность ошибиться, т. е. отвергнуть правильную модель, не больше, чем α. Например, если модель отвергается на уровне значимости $\alpha = 1\,\%$, то, отвергая модель, мы совершаем лишь одну ошибку 1-го рода (отвергаем правильную модель) из 100 попыток. В 99 случаях из 100, отвергая модель, мы правы. Это означает, что у нас есть большие основания отвергнуть модель, и нужно позаботиться о ее совершенствовании.

Как уже отмечалось, если $\Delta\left(V, t_0, R_0\right) < F_{M-3, M_1+M_2-2, \alpha}$, то, поскольку у нас нет оснований, отвергнуть модель, мы ее принимаем. Следует еще раз подчеркнуть, что мы принимаем модель не потому, что она верна, а потому, что у нас нет оснований ее отвергнуть.

Отметим еще раз, что поскольку изобразить доверительную область D в многомерном пространстве параметров не представляется возможным, мы указываем габариты этой области и тем самым заменяем D объемлющим ее параллелепипедом. Поэтому вероятность накрытия точного решения будет, вообще говоря, больше γ.

В работе (Богданов и Черепащук, 1984) метод доверительных областей использовался для выяснения возможности получения информации о распределении яркости по диску звезды красного гиганта из анализа лунных покрытий.

В работе (Богданов и Черепащук, 1993) из анализа инфракрасной кривой блеска при покрытии Луной звезды типа T Tau восстановлено стрип-распределение яркости во внутренних частях протопланетного диска, окружающего эту молодую звезду. Замечательно то, что из-за пекулярности дифракционной кривой блеска при покрытии, в данном случае модель затмения Луной одиночной звезды, лишенной околозвездной структуры, отвергается по статистическому критерию на весьма низком уровне значимости, т. е. модель одиночной звезды, без околозвездной структуры, оказывается неадекватной наблюдательным данным. Применение метода регуляризации Тихонова к решению обратной задачи восстановления стрип-распределения яркости из дифракционной кривой покрытия Луной позволило хорошо описать наблюдения и восстановить фотометрическую структуру внутренних частей протопланетного диска вокруг этой звезды.

8. Поиски экзотических форм материи из анализа кривых блеска при гравитационном микролинзировании

Исследования явлений гравитационного микролинзирования не имеют прямого отношения к проблеме тесных двойных систем. Тем не менее, методы анализа соответствующих наблюдательных данных имеют много общего с методами интерпретации наблюдений ТДС. Поэтому мы кратко изложим современные методы и результаты исследований явлений гравитационного микролинзирования, делая особый упор на возможности поиска принципиально новых объектов во Вселенной.

Открытие явления гравитационного микролинзирования звезд (Alcock et al., 1993), предсказанного в работах Бялко (1969) и Пачинского (Paczynski, 1986), положило начало новому направлению в наблюдательных исследованиях темных тел во Вселенной. В течение последнего десятилетия рядом групп (MACHO, EROS, OGLE, PLANET и др.) ведутся интенсивные наблюдения явлений гравитационного микролинзирования, главным образом с целью поиска носителей темной материи в Галактике. Зарегистрировано уже несколько сотен явлений микролинзирования звезд ближайших галактик — Большого и Малого Магеллановых Облаков, а также балджа нашей Галактики. Природа темных объектов, играющих роль гравитационных линз, все еще остается до конца не выясненной.

Гравитационное микролинзирование звезд проявляется в результате искривления лучей света далекой звезды фона в гравитационном поле более близкого объекта. Это приводит к появлению кратных изображений звезды фона, угловое расстояние между которыми весьма мало ($\sim 10^{-3}$ сек. дуги для звездных масс и расстояния между звездой и линзой ~ 10 кпк). Наблюдать раздельно кратные изображения обычными способами не представляется возможным (поэтому эффект и называется микролинзированием). Однако, поскольку при микролинзировании яркость изображений звезды усиливается, а сама звезда фона и объект-линза перемещаются в пространстве (см. рис. 300), при микролинзировании наблюдается характерный подъем и последующий спад блеска линзируемой звезды. В случае точечной звезды фона кривая блеска при микролинзировании точечной гравитационной линзой с положительной массой (так называемой линзой Шварцшильда) должна быть строго симметричной относительно максимума, и ее форма не зависит от длины волны фотона, в силу принципа эквивалентности для гравитационного поля. По этим критериям кривые блеска, обусловленные микролинзированием, обычно и отличают от кривых блеска классических переменных звезд. Однако если линзируемый объект является протяженным с неоднородным распределением температуры по поверхности, кривая блеска при микролинзировании может показывать зависимость от длины волны λ (Богданов и Черепащук, 1995). Кроме того, если гравитационная линза неточечная и несферичная (например, является двойной системой), кривая блеска при микролинзировании может иметь сложную и несимметричную форму (Mao and Paczynski, 1991). Несимметрия кривой блеска при микролинзировании появляется также при наличии эффекта годичного параллакса, обусловленного движением Земли по орбите вокруг Солнца (в случае, когда длительность явления микролинзирования достаточно велика — более двух–трех месяцев), а также в том случае, когда линзируемый объект является двойной системой (Сажин и Черепащук, 1994, Хрузина и Черепащук, 1997, 1999). Подробное изложение проблем, связанных с гравитационным линзированием и микролинзированием, см. в монографии Захарова (1997).

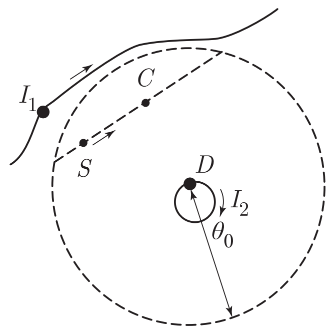


Рис. 300. Истинное движение звезды фона S (пунктир) и видимые движения изображений звезды I_1 и I_2 при гравитационном линзировании звезды шварцшильдовской точечной гравитационной линзой D. Здесь θ_0 — угловой радиус конуса Эйнштейна. Точка C показывает момент максимального сближения звезды и линзы (отрезок CD характеризует прицельный параметр явления)

Основной характеристикой гравитационной линзы, которая может быть найдена из наблюдений, является ее масса: наблюдаемая длительность процесса усиления и спада блеска при микролинзировании пропорциональна корню квадратному из массы гравитационной линзы. Для гравитационной линзы с массой $0{,}1M_\odot$ эта длительность составляет порядка месяца.

По данным статистики группы MACHO (Alcock et al., 2000), измеренные массы гравитационных линз в гало Галактике в среднем лежат в пределах $0{,}15$–$0{,}90M_\odot$. Более точная оценка массы возможна для явлений микролинзирования, для которых важен годичный параллакс. Это влияние более заметно для массивных линз. Так, для явления EROS BLG-2000-5 масса линзы оказалась равной $M = (0{,}612 \pm 0{,}057)M_\odot$.

а) Кандидаты в черные дыры, обнаруженные по гравитационному микролинзированию. В случае точечной гравитационной линзы с положительной массой (линзы Шварцшильда) уравнение, определяющее угол отклонения θ_1 изображения звезды фона, записывается в виде (Захаров, 1997)

$$\theta_1^2 - \theta\theta_1 - \theta_0^2 = 0, \tag{688}$$

где θ_0 — угол раствора конуса Эйнштейна:

$$\theta_0^2 = \frac{4GM}{c^2}\frac{D_{\rm sl}}{(D_{\rm sl} + D_{\rm ol})\,D_{\rm ol}}. \tag{689}$$

Здесь M — масса объекта-линзы, c — скорость света, G — гравитационная постоянная, $D_{\rm sl}$ — расстояние от звезды фона до линзы, $D_{\rm ol}$ — расстояние от наблюдателя до линзы, θ — угол между направлениями на звезду и линзу (характеризует прицельный параметр звезды фона относительно линзы при ее движении в картинной плоскости), θ_1 — угол, под которым видно изображение звезды относительно линзы.

Квадратное уравнение (688) имеет два действительных корня $\theta_1^{(1)}$ и $\theta_1^{(2)}$, соответствующих двум изображениям линзируемой звезды. Размеры и яркость этих двух изображений будут разными, но их суммарный блеск больше блеска нелинзируемой звезды в A раз. Коэффициент усиления блеска A равен:

$$A = 0{,}5(u + u^{-1}), \tag{690}$$

где

$$u = \sqrt{1 + \frac{4\theta_0^2}{\theta^2}}.$$

При больших значениях A можно приближенно записать:

$$A \approx \frac{\theta_0}{\theta},$$

т. е. в этом случае коэффициент усиления блеска линзируемой звезды равен отношению угла раствора конуса Эйнштейна θ_0 (для звездных масс и расстояний $\theta_0 \simeq 10^{-3}$ сек. дуги) к текущему угловому расстоянию между линзой и истинным положением звезды на небе. При строго соосном расположении звезды фона и линзы вместо двух изображений линзируемой звезды в картинной плоскости образуется яркое кольцо радиусом θ_0 и толщиной φ_s, равной угловому размеру истинного изображений звезды. Коэффициент усиления A в этом случае записывается как

$$A \simeq \frac{2\theta_0}{\varphi_s}.$$

Наблюдаемая длительность t процесса гравитационного микролинзирования определяется временем пересечения диаметра конуса Эйнштейна $2R_E$, которое зависит от массы линзы M, расстояния от наблюдателя до линзы D_{ol} и скорости линзы $v_\perp$ в направлении, перпендикулярном лучу зрения:

$$t = \frac{2R_E}{v_\perp} = \frac{4}{v_\perp c}\sqrt{\frac{GMD_{\text{ol}}\,(D_{\text{os}} - D_{\text{ol}})}{D_{\text{os}}}}\,. \tag{691}$$

Таким образом, зная из наблюдений длительность t (определяемую шириной кривой микролинзирования), а также принимая гипотезу о значениях $v_\perp$, D_{ol}, и D_{os}, можно из (691) найти M — массу гравитационной линзы. Для больших M длительность t составляет сотни дней, поэтому в данном случае наблюдается характерная асимметрия кривой микролинзирования, обусловленная влиянием годичного параллакса (из-за сложения скорости орбитального движения Земли вокруг Солнца и пространственной скорости движения линзы относительная траектория движения звезды фона в конусе Эйнштейна отличается от прямой линии, а относительная скорость перемещения звезды и линзы непостоянна). В этом случае можно из анализа асимметрии кривой блеска оценить $v_\perp$; кроме того, используя кривую распределения скорости вращения Галактики, можно оценить расстояние до линзы D_{ol}. Если линзируемая звезда расположена в балдже Галактики, то расстояние до нее приблизительно известно: $D_{\text{os}} \simeq 8$ кпк. Если линзируемая звезда лежит в Большом Магеллановом Облаке, то расстояние до нее $D_{\text{os}} \simeq 55$ кпк. Тогда по формуле (691) находится масса темного тела — гравитационной линзы.

Вероятность того, что далекая звезда фона будет располагаться от гравитационной линзы, в проекции на картинную плоскость, на прицельном расстоянии $\sim 10^{-3}$ сек. дуги (типичный радиус конуса Эйнштейна для звезд) очень мала: $\sim 10^{-6}$–10^{-7}. Поэтому, чтобы зарегистрировать эффект гравитационного микролинзирования от одной звезды фона, нужно наблюдать ее очень долго — миллионы лет. В связи с этим, следуя идее Пачинского (Paczynski, 1986), астрономы с помощью современных ПЗС-матриц и с применением мощных компьютеров исследуют звездные поля в Большом и Малом Магеллановых Облаках, а также в балдже Галактики, содержащие миллионы звезд. Тогда, по теореме сложения вероятностей, вероятность наблюдать эффект гравитационного микролинзирования хотя бы у одной из миллионов наблюдаемых звезд приближается к единице. Таким методом, как уже отмечалось выше, удалось зарегистрировать эффекты гравитационного микролинзирования у несколько сотен звезд (Alcock et al., 2000). Главная цель таких исследований состоит в поиске носителей темной материи, находящейся в гало нашей Галактики, масса которого в несколько раз превышает массу звездной и газовой компоненты Галактики.

В наблюдениях группы MACHO было выявлено значительное число явлений микролинзирования с большой продолжительностью: из 321 явлений 28 (т. е. 9%) имели длительность $t > 140$ суток. Столь продолжительные явления микролинзирования соответствуют значительным массам гравитационных линз ($M > 0{,}5M_\odot$). Это говорит о том, что существенную часть в темную материю гало Галактики вносят сравнительно массивные темные проэволюционировавшие объекты (остывшие белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры и т. п.).

Для пяти из шести продолжительных явлений гравитационного микролинзирования, наблюдавшихся группой MACHO в балдже Галактики (Bennett et al., 2002), масса линзы превысила массу Солнца. Оказалось, что для двух этих продолжительных явлений длительность t превысила год, а массы линз близки к $\sim 6M_\odot$ (Bennett et al., 2002) — см. рис. 301:

$$\text{MACHO}-96-\text{BLG}-5,\quad t = 969\,\text{суток},\quad M = 6^{+10}_{-3}M_\odot,$$

$$\text{MACHO}-98-\text{BLG}-6,\quad t = 490\,\text{суток},\quad M = 6^{+7}_{-3}M_\odot.$$

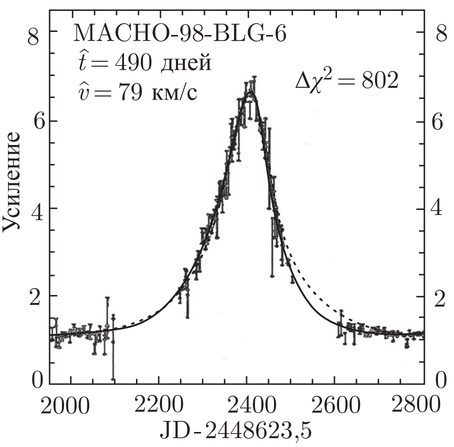


Рис. 301. Кривая блеска при микролинзировании звезды балджа Галактики более близким массивным $\left(M \simeq 6^{+7}_{-3}M_\odot\right)$ темным телом — гравитационной линзой. Событие MACHO-98-BLG-6 (Bennett et al., 2002). Точки — наблюдения, сплошная линия — теоретическая кривая блеска с учетом влияния годичного параллакса, пунктирная линия — симметричная кривая блеска без учета параллакса. (Из работы Bennett et al., 2002)

Специальные наблюдения показали, что верхний предел светимости каждой из этих двух линз не превосходит светимость Солнца ($4{\cdot}10^{33}$ эрг/с), что в ~ 100 раз меньше ожидаемой светимости нормальной звезды с термоядерным горением в центре массой $6M_\odot$.

Сходные результаты были получены группой OGLE (Mao et al., 2002) по явлению микролинзирования OGLE 1999-BUL-32: длительность явления оказалась равной 640 суток, ожидаемая масса линзы составляет $(4\text{–}13)M_\odot$. Наблюдаемый верхний предел светимости этого объекта много меньше светимости обычной звезды такой массы.

Во всех этих трех случаях массы темных тел — гравитационных линз превышают верхний предел масс нейтронной звезды ($\sim 3M_\odot$), предсказываемый общей теорией относительности (ОТО) А. Эйнштейна. Поэтому эти три объекта могут считаться кандидатами в одиночные черные дыры. Следует отметить однако, что попытки обнаружить рентгеновское излучение от этих объектов, обусловленное аккрецией межзвездного газа на черную дыру, пока оказались безуспешными (Maeda et al., 2005). Это может быть связано с низкой плотностью аккрецирующего вещества или с малой скоростью черной дыры относительно межзвездной среды, ввиду чего аккреция на черную дыру является почти сферически-симметричной. В этом случае, как известно, эффективность энерговыделения при аккреции близка к нулю.

Заметим, что до последнего времени черные дыры открывались в двойных звездных системах по движению оптической звезды и мощному рентгеновскому излучению, возникающему в процессе аккреции вещества на черную дыру (Зельдович, 1964, Salpeter, 1964). К настоящему времени таким методом открыто свыше 20 черных дыр (см., например, обзор Черепащука, 2003). Наблюдения явлений микролинзирования звезд дают новую и уникальную возможность наблюдать одиночные черные дыры. Замечательно то, что три одиночные черные дыры, открытые по гравитационному микролинзированию, имеют массы, превышающие $4M_{\odot}$. Таким образом, бимодальность в распределении масс нейтронных звезд и черных дыр (отсутствие релятивистских объектов в диапазоне масс 2–$4M_{\odot}$ (Черепащук, 2003)), обнаруженная для релятивистских объектов в составе двойных систем, подтверждается новыми наблюдательными данными по одиночным черным дырам звездных масс.

б) Возможность обнаружения «кротовой норы» по эффектам гравитационного микролинзирования. Неопределенность параметров гравитационных линз позволяет выдвигать на их роль самые разнообразные объекты звездных масс. Высказывались предположения, что значительная часть гравитационных линз в Галактике являются нормальными звездами-карликами (Комберг и др. 1995, Kerins, 1997, Богданов и Черепащук, 1998). Наряду с упоминавшимися выше черными дырами рассматривалась также возможность того, что линзы Галактики представляют собой компактные скопления массивных слабовзаимодействующих частиц (WIMP) (Гуревич и др., 1997, Sazhin et al., 1996, Захаров, 1999, Богданов, 2001). Предполагались и более экзотические модели галактических гравитационных линз, так называемые «кротовые норы» (пространственно-временные тоннели или мосты Эйнштейна–Розена), существование которых предсказывается ОТО для объектов, состоящих из экзотических форм материи (Einstein and Rosen, 1935, Шацкий, 2004, Кардашев и др., 2006).

Как показано в работах (Morris and Thorne, 1988, Hochberg and Visser, 1997, Hochberg et al., 1997), уравнения ОТО допускают решения в виде двух областей пространства-времени, соединенных так называемым пространственно-временным тоннелем («кротовой норой»). Для существования такого тоннеля необходимо его заполнение особой экзотической, вакуумоподобной материей с отрицательным давлением (отрицательной эффективной гравитирующей энергией). Возможность наблюдательного проявления подобного объекта в качестве гравитационной линзы, способной создавать кратные изображения удаленного источника излучения, рассмотрена в работах (Шацкий, 2004, Kim and Cho, 1996). При определенных условиях угловое расстояние между изображениями источника может стать меньше разрешающей способности телескопа, и наблюдатель будет регистрировать только суммарный поток от всех изображений источника. Таким образом, «кротовая нора» будет вести себя как гравитационная микролинза с отрицательной эффективной гравитирующей энергией. В работе (Богданов, Черепащук, 2002) рассчитаны соответствующие наблюдаемые эффекты при гравитационном микролинзировании звезд «кротовой норой». Как и у обычной, шварцшильдовской гравитационной линзы, основным параметром, характеризующим свойства «кротовой норы», является угловой радиус конуса Эйнштейна θ_0, который может быть определен как

$$\theta_0^2 = \frac{4G\,|M|}{c^2}\frac{D_{\rm sl}}{(D_{\rm sl} + D_{\rm ol})\,D_{\rm ol}}. \tag{692}$$

Здесь, в отличие от формулы (689), стоит модуль эффективной тяготеющей массы, соответствующей отрицательной эффективной гравитирующей энергии. Анализ уравнения такой линзы показал, что ее свойства резко отличаются от обычной шварцшильдовской линзы (Захаров, 1997, Schnieder et al., 1992) благодаря наличию круговой каустики в плоскости источника излучения с угловым радиусом $2\theta_0$. Когда точечный источник расположен на угловом расстоянии от линзы $\theta < 2\theta_0$, он перестает наблюдаться, и регистрируемый поток уменьшается до нуля. При $\theta > 2\theta_0$ возникают два изображения источника, располагающиеся с одной стороны от линзы, между направлением на линзу и на источник. Одно из этих изображений всегда находится внутри конуса Эйнштейна, а второе — вне его. При приближении источника к каустике с внешней стороны в момент, когда $\theta = 2\theta_0$, изображения сливаются и исчезают. Коэффициент усиления потока от точечного источника в области $\theta > 2\theta_0$ оказывается равным

$$A\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right) = \frac{(\theta/\theta_0)^2 - 2}{(\theta/\theta_0)\sqrt{(\theta/\theta_0)^2 - 4}}, \tag{693}$$

и для источника, пересекающего каустику, формально стремится к бесконечности (с учетом волновой природы света, обусловливающей дифракцию излучения, эта бесконечность может быть устранена).

При микролинзировании источника конечных угловых размеров, по мере его приближения к круговой каустике будет наблюдаться возрастание потока, сменяющееся его резким спадом до нуля. При выходе источника из внутренней области круговой каустики, наоборот, поток от источника резко возрастает и затем постепенно спадает до уровня невозмущенного потока от источника. Для источника с распределением яркости, обладающим круговой симметрией, кривая изменения потока в зависимости от времени (кривая микролинзирования) будет всегда симметрична относительно момента наибольшего сближения источника и линзы. Если при своем относительном движении источник не пересекает каустику, то кривая микролинзирования имеет один максимум, и ее вид качественно подобен кривой микролинзирования в случае шварцшильдовской гравитационной линзы (см. обзоры: Черепащук, 2005, Bogdanov and Cherepashchuk, 2008).

В работе (Богданов и Черепащук, 2002) изучены фотометрические, хроматические и поляризационные эффекты, обусловленные микролинзированием «кротовой норой».

Рассмотрим вначале кривые микролинзирования для точечного источника. Учитывая малые размеры конуса Эйнштейна для линз звездных масс ($\sim 10^{-3}$ сек. дуги) более вероятным является случай, когда линзируемая звезда не пересекает каустику. Возникает вопрос, насколько сильно различаются в этом случае кривые линзирования обычной линзой Щварцшильда и точечной линзой с отрицательной эффективной гравитирующей энергией? При поиске явлений микролинзирования наблюдаемые кривые блеска обычно моделируются кривой для точечного источника.

Пусть источник с угловыми размерами, пренебрежимо малыми по сравнению с $\theta_{\rm o}$, располагается на угловом расстоянии $\theta > 2\theta_{\rm o}$ от центра точечной линзы с отрицательной эффективной гравитирующей энергией. Обозначим через $u_s = \theta_s/\theta_0$ аргумент коэффициента усиления точечного источника линзой Шварцшильда. Тогда, приравнивая коэффициенты усиления этих линз, получим

$$\frac{u_s^2+2}{u_s\sqrt{u_s^2+4}}=\frac{u^2-2}{u\sqrt{u^2-4}}, \tag{694}$$

где $u=\theta/\theta_0$.

После элементарных преобразований выражения (694) для определения u_s получается биквадратное уравнение:

$$u_s^4+4u_s^2-\left(u^4-4u^2\right)=0. \tag{695}$$

Решив это уравнение, можно найти, что при $u>2$ оно имеет единственный действительный неотрицательный корень:

$$u_s=\sqrt{u^2-4}\,. \tag{696}$$

Таким образом, при значении u_s, определяемым выражением (696), коэффициенты усиления обеих линз совпадают.

При прямолинейном и равномерном движении источника относительно линзы угловое расстояние θ изменяется со временем t, и аргумент коэффициента усиления можно записать как

$$u=\frac{\sqrt{\theta_m^2+V_\perp^2\left(t-t_0\right)^2}}{\theta_0}, \tag{697}$$

где θ_m — минимальное значение углового расстояния от линзы, достигаемое в момент t_0 (прицельный параметр), а $V_\perp$ — угловая скорость в картинной плоскости. Выражение, аналогичное (697), можно записать и для линзы Шварцшильда, пометив соответствующие переменные индексом s. Тогда, с учетом соотношения (696), можно сделать вывод, что при одинаковой угловой скорости $V_\perp=V_{\perp,s}$ кривая линзирования точечного источника линзой с отрицательной эффективной гравитирующей энергией не отличается от аналогичной кривой для линзы Шварцшильда с тем же значением θ_0 при условии, что величина прицельного параметра $\theta_{m,s}=\sqrt{\theta_m^2-4\theta_0^2}\,$.

Таким образом, в случае прохождения точечного источника вне пределов круговой каустики, по результатам фотометрических наблюдений кривую линзирования «кротовой норой» нельзя отличить от аналогичной кривой для гравитационной линзы Шварцшильда. Очевидно, однако, что равенство коэффициентов усиления линз возможно только для одного значения прицельного параметра и, следовательно, кривые линзирования протяженных источников будут различаться.

Рассмотрим расчет кривых линзирования для источников ненулевых угловых размеров. При расчете кривых линзирования и изображений протяженных источников, создаваемых линзой с отрицательной эффективной гравитирующей энергией, в работе (Safonova et al., 2001) использовался метод трассировки лучей с решением уравнения линзы на сетке из 5000×5000 отсчетов. Если нас интересуют только фотометрические эффекты, то задачу можно упростить, приняв во внимание, что коэффициент усиления от элементарной площадки источника дается выражением (693), где мы полагаем $\theta/\theta_0=u$.

Данная задача является аналогичной расчету кривых линзирования источника прямолинейной каустикой гравитационной линзы (Богданов и Черепащук, 2000). В этом случае фотометрические эффекты зависят только от одномерной проекции распределения яркости по источнику на ось, перпендикулярную каустике. Обозначим такую проекцию, обычно называемую в астрономии стрип-распределением яркости, как $B(\xi)$, где ξ — угловое расстояние от какой-либо фиксированной точки источника, например, центра симметрии источника, измеренное в направлении перпендикуляра к каустике. Кривая линзирования $I(x)$ вычисляется как функция углового расстояния x центра источника от каустики путем интегрирования стрип-распределения яркости с учетом коэффициента усиления. Основная трудность при этом связана с сингулярностью коэффициента усиления на каустике. Для контуров $B(\xi)$ реальных астрономических объектов достаточным условием сходимости численной процедуры оценки интеграла $I(x)$ является выбор так называемого канонического разбиения отрезка интегрирования (равномерные сетки переменных ξ_i и x_i, связанные соотношением $\xi_i = (x_i + x_{i+1})/2$, — см. Белоцерковский и Лифанов, 1985, Bogdanov, 2001). Возможен также вариант, когда в пределах шага сетки x_i укладывается целое число отсчетов ξ_i.

В нашем случае линза имеет круговую каустику, и кривая линзирования $I(\theta)$ как функция углового расстояния от линзы θ будет зависеть от одномерного распределения яркости $B_\theta(r)$, представляющего собой яркость источника, проинтегрированную по бесконечно узкой круговой полоске, концентричной каустике и имеющей радиус r. В пределах такой полоски коэффициент усиления линзы (693) можно считать постоянным. Если угловой размер источника много меньше θ_0, то кривизной каустики можно пренебречь, и распределение $B_\theta(r)$ совпадает со стрип-распределением яркости. Так же, как и в предыдущем случае, устранение проявления сингулярности интеграла при вычислении потока излучения может быть достигнуто соответствующим согласованием сеток переменных θ_i и r_i.

В дальнейшем будем считать, что линзируемый источник является звездой, и распределение яркости по ее диску обладает круговой симметрией. В этом случае регистрируемый поток будет зависеть только от углового расстояния центра диска звезды и линзы. Потемнение к краю большинства звезд удовлетворительно описывается линейным законом:

$$b_\lambda(\mu) = b_\lambda(1)(1 - u_\lambda + u_\lambda \mu), \tag{698}$$

где μ — косинус угла между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды, u_λ — коэффициент потемнения к краю, зависящий от длины волны λ. Значение μ, соответствующее угловому расстоянию от центра звезды ρ, связано с ним соотношением $\mu = \left(\sqrt{R^2 - \rho^2}\right)/\rho$, где R — угловой радиус звезды. Далее будем принимать яркость в центре звезды $b_\lambda(1) = \left[\pi R^2 (1 - u_\lambda/3)\right]^{-1}$, что нормирует ее поток излучения на единицу.

Введем полярную систему координат (r, φ), начало которой совпадает с линзой. Тогда, если центр диска звезды находится от линзы на угловом расстоянии θ, то интегральная яркость круговой полоски диска, заданной радиусом r, будет равна

$$B_\theta(r) = 2 \int\limits_0^{\varphi_m} b_\lambda(\rho)\, r\, d\varphi, \tag{699}$$

где $\rho^2 = r^2 + \theta^2 - 2r\theta\cos\varphi$, а верхний предел интеграла находится из условия $R^2 = r^2 + \theta^2 - 2r\theta\cos\varphi_m$. С учетом коэффициента усиления (693), регистрируемый поток излучения от звезды при микролинзировании будет равен

$$I(\theta) = \int\limits_{\theta - R}^{\theta + R} A(r/\theta_0)\, B_\theta(r)\, dr, \tag{700}$$

где $A(r/\theta_0) = 0$ для $r < 2\theta_0$.

Из статистических соображений можно ожидать, что линзируемая звезда скорее всего будет карликом позднего спектрального класса. Так как для большинства красных звезд характерна собственная переменность блеска, они обычно не рассматриваются при поисках явлений микролинзирования. Поэтому для оценки влияния ненулевых угловых размеров источника была выбрана звезда K0V, для которой в полосе V коэффициент потемнения к краю $u_V = 0{,}702$ (Рубашевский, 1991). Расчет кривых линзирования проводился по формулам (698)–(700) с использованием сеток канонического разбиения, шаг которых был выбран достаточно малым, чтобы относительная погрешность не превышала 10^{-4}. Для сравнения с результатами расчетов (Eiroa et al., 2001) было выбрано значение $R = 0{,}10$ (далее будем измерять все углы в единицах θ_0).

Кривые линзирования вычислялись для значений прицельных параметров $\theta_m = 0$, 1,0, 1,9 и 2,1. Положив в выражении (697) $V_\perp = 1$, мы будем измерять время в единицах времени прохождения углового радиуса конуса Эйнштейна. Полученные результаты представлены на рис. 302. Так как все кривые симметричны относительно момента максимального сближения с линзой, то на рисунке показаны только их положительные ветви. Результаты наших расчетов совпадают с данными работы (Eiroa et al., 2001), что подтверждает правильность использованной методики.

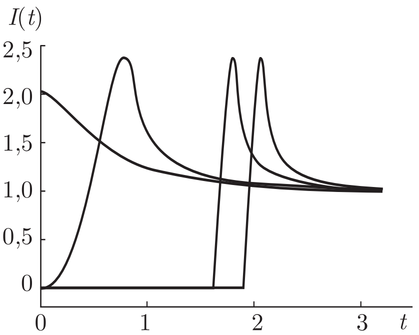


Рис. 302. Кривые изменения потока в фильтре V при микролинзировании звезды с радиусом $R = 0{,}1$ от радиуса конуса Эйнштейна пространственно-временным тоннелем как функции времени, измеренного в единицах времени прохождения радиуса конуса Эйнштейна. Показаны положительные ветви кривых для значений прицельного параметра $P_m = 2{,}1$, 1,9, 1,0 и 0 (в долях радиуса конуса Эйнштейна)

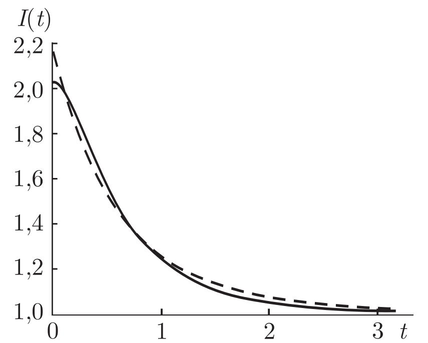


Рис. 303. Сравнение кривой микролинзирования звезды с $R = 0{,}1$ пространственно-временным тоннелем («кротовой норой») для прицельного параметра $P_m = 2{,}1$ (сплошная линия) с наиболее близкой кривой микролинзирования точечного источника линзой Шварцшильда (штриховая линия). Единицы по оси абсцисс — как на рис. 302

Как видно из рис. 302, в случае, когда звезда не пересекает круговой каустики, кривая линзирования имеет один максимум и по виду близка к кривой для линзы Шварцшильда. Продолжая анализ, проведенный выше, интересно рассмотреть вопрос, насколько различаются эти кривые и можно ли скомпенсировать различия выбором их параметров? Для оценки различия кривых мы взяли 100 эквидистантных отсчетов кривой с $\theta_m = 2{,}1$ и попытались подобрать к ним наилучшую кривую изменения потока для линзы Шварцшильда, варьируя параметры R, θ_m и $V_\perp$ так, чтобы сумма квадратов уклонений была минимальной. Методика расчета кривых линзирования звезд для линзы Шварцшильда описана в работе (Богданов и Черепащук, 1995). Интересно, что невязка уменьшалась при уменьшении R, и наилучший результат соответствует точечному источнику с параметрами $\theta_m = 0{,}358$, $V_\perp = 0{,}734$. Обе кривые линзирования показаны на рис. 303. Их наибольшее отклонение наблюдается в максимуме блеска. Вне области максимума отличия невелики, и, учитывая сравнительно низкую точность фотометрии в плотных звездных полях, различить эти кривые линзирования достаточно сложно.

В случае, когда звезда пересекает круговую каустику, возникают характерные симметричные кривые линзирования с провалом в центре. Они резко отличаются от наблюдавшихся до настоящего времени кривых микролинзирования звезд и, казалось бы, могли однозначно свидетельствовать о наличии гравитационной линзы с отрицательной эффективной гравитирующей энергией. Однако в работе (Bozza et al., 2001) была рассмотрена возможность микролинзирования звезд компактным объектом, окруженным протяженной газовой оболочкой. Благодаря экстинкции излучения звезды, вызванной рефракцией и рэлеевским рассеянием в оболочке, кривая линзирования может принять форму, характерную для линзы с отрицательной эффективной гравитирующей энергией. Кроме того, кривые микролинзирования звезды фона гравитационной линзой — двойной системой, также могут показывать провал в максимуме блеска (Mao and Paczynski, 2001). Одной из возможностей различить такие объекты является анализ хроматических и поляриметрических эффектов микролинзирования.

Рассмотрим хроматические эффекты микролинзирования. Основным свойством гравитационных линз (как шварцшильдовских линз, так и линз с отрицательной эффективной гравитирующей энергией) является отсутствие зависимости характеристик кривых микролинзирования (в случае, когда источник — точечный) от длины волны излучения источника. Однако коэффициент усиления этих линз оказывается различным для излучения от различных участков диска звезды (когда звезда имеет не пренебрежимо малые угловые размеры). Вследствие зависимости распределения яркости по диску звезды от длины волны λ, это приводит к возникновению хроматических эффектов — зависимости кривой линзирования от λ. Для обычных гравитационных линз возможность наблюдения хроматических эффектов рассматривалась в работах (Богданов и Черепащук, 1995, Loeb and Sasselov, 1995, Han et al., 2000). Для линзы с отрицательной эффективной гравитирующей энергией такое рассмотрение приведено в работе (Eiroa et al., 2001) путем расчета кривых линзирования звезды-гиганта спектрального класса K с $T_{\text{ef}} = 4750\,\text{K}$ и $R = 0{,}10$ в полосах U и I, в предположении, что коэффициенты потемнения к краю имеют значения $u_U = 1{,}050$ и $u_I = 0{,}503$ соответственно. Следует отметить, что коэффициенты потемнения к краю u_λ находятся путем сопоставления закона (698) с распределениями яркости, рассчитанными для моделей звездных атмосфер. При этом возможны разные варианты оценки u_λ: исходя из условия сохранения полного потока или исходя из условия наилучшего соответствия закона (698) расчетным данным (Рубашевский, 1991). При применении первого варианта можно формально получить значения $u_\lambda > 1$. Однако использование такого значения при расчете распределения яркости (698), как это было сделано в работе (Eiroa et al., 2001), лишено физического смысла, так как это приводит к отрицательной яркости на краю диска звезды.

Мы провели расчет изменения показателя цвета $V - I$ при микролинзировании объектом с отрицательной эффективной гравитирующей энергией для звезды K0V, так как именно эти фотометрические полосы чаще всего используются при поиске явлений гравитационного микролинзирования. Значения коэффициентов потемнения $u_V = 0{,}702$ и $u_I = 0{,}433$ были взяты из работы (Рубашевский, 1991). Так же, как и при расчете фотометрических эффектов, было принято $R = 0{,}10$, $V_\perp = 1$ и $\theta_m = 0$, 1,0, 1,9, 2,1. Полученные положительные ветви кривых изменения цвета приведены на рис. 304. Как и ожидалось, максимальное изменение $\Delta(V - I)$, носящее характер покраснения, имеет место, когда диск звезды почти скрывается внутри круговой каустики. Однако поток излучения при этом очень мал (см. рис. 302) и не может быть зарегистрирован. При вычислениях мы ограничились областью, в которой поток в фильтре V превышал 0,001 от первоначального значения. По мере прохождения каустики по диску звезды величина $\Delta(V - I)$ дважды изменяет знак: покраснение сменяется смещением к голубому концу спектра, а затем вновь происходит покраснение цвета звезды. Однако в области, где поток заметно отличен от нуля, величина хроматического эффекта невелика (порядка нескольких процентов), и его регистрация требует достаточно высокой точности фотометрии. В случае, когда звезда не пересекает круговую каустику, изменение цвета происходит аналогично его изменению для линзы Шварцшильда (Богданов и Черепащук, 1995) и всегда имеет характер покраснения.

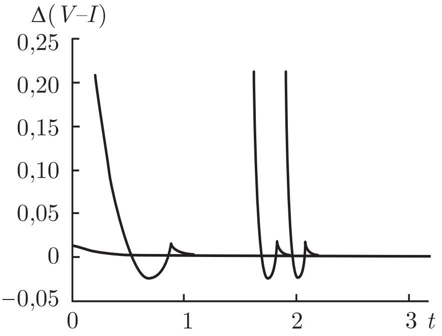


Рис. 304. Изменение показателя цвета V-I для кривых микролинзирования звезды пространственно-временным тоннелем, показанных на рис. 302. Единицы по оси абсцисс, как на рис. 302

Таким образом, как и для обычных гравитационных линз, при микролинзировании звезд пространственно-временным тоннелем («кротовой норой») хроматические эффекты имеют второй порядок малости по сравнению с фотометрическими. Однако их оценка позволяет легко отличить данный экзотический объект от компактного тела с протяженной газовой оболочкой. В последнем случае, благодаря сильной зависимости от λ рефракции и, в особенности, рэлеевского рассеяния ($\sim \lambda^{-4}$), величина и характер хроматических эффектов будут резко отличными.

Рассмотрим теперь поляризационные эффекты микролинзирования. По аналогии с хроматическими эффектами, возникновение и изменение поляризации излучения, наблюдаемое при гравитационном микролинзировании звезд, вызывается особенностью распределения поляризации по диску звезды. Известно, что рассеяние излучения в атмосферах звезд приводит к его поляризации. Как было показано Чандрасекаром (1950) и Соболевым (1956), излучение, выходящее из плоскопараллельной рэлеевской атмосферы, является частично поляризованным, причем направление преимущественных колебаний электрического вектора оказывается перпендикулярным к плоскости, содержащей луч зрения и нормаль к поверхности звезды. При обычных наблюдениях одиночных звезд регистрируется суммарный поток излучения от всего диска, который, в силу симметрии диска, оказывается неполяризованным. Возможность возникновения частичной поляризации суммарного потока связана с нарушением симметрии вызванным, например, быстрым вращением звезды, ее приливной деформацией в ТДС, затмением, а также наличием пятен на поверхности звезды, несимметричной оболочки вокруг нее или комбинацией этих причин. Очевидно, что присутствие гравитационной линзы также нарушает симметрию задачи. Характер и степень поляризации, наблюдаемой при микролинзировании звезд линзой Шварцшильда, были рассмотрены в работах (Simmons et al., 1995, Bogdanov et al., 1996).

При анализе линейной поляризации излучения, возникающей в процессе его распространения в атмосфере звезды, удобно ввести интенсивности b_l и b_r соответственно в направлении, лежащем в плоскости луча зрения и нормали к поверхности звезды, и в перпендикулярном ему направлении. Предположим, что линзируемая звезда имеет плоскопараллельную рэлеевскую атмосферу. Точные значения для распределений яркости b_l и b_r по диску звезды в этом случае приведены в монографии Чандрасекара (1950). Для наших оценок удобно использовать приближенные формулы, полученные в работе Бочкарева и Карицкой (1983):

$$b_r + b_l = \frac{1 + 16{,}035\mu + 25{,}503\mu^2}{1 + 12{,}561\mu + 0{,}331\mu^2}, \tag{701}$$

$$\frac{b_r - b_l}{1-\mu} = \frac{0{,}1171 + 3{,}3207\mu + 6{,}1522\mu^2}{1 + 31{,}4160\mu + 74{,}0112\mu^2}, \tag{702}$$

где μ — косинус угла между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды. Соотношения (701), (702) позволяют оценивать интенсивности поляризованных компонент так, что относительная погрешность определения степени поляризации

$$P = \frac{b_r - b_l}{b_r + b_l}$$

по сравнению с точным решением для любого значения μ не превышает 0,001.

Совместим начало полярной системы координат (ρ,ψ) с центром диска звезды так, чтобы ее основная ось, от которой осуществляется отсчет угла ψ, была направлена на гравитационную линзу, находящуюся на угловом расстоянии θ от начала координат. Очевидно, что в силу круговой симметрии первоначальных распределений яркости b_l и b_r, поток и степень поляризации регистрируемого излучения при линзировании данной звезды будут зависеть только от θ. Пусть $b_L(\rho,\psi)$ и $b_R(\rho,\psi)$ — интенсивности излучения в точке видимого диска звезды с координатами $(\rho,\ \psi)$ при наблюдении через поляроид, ориентированный соответственно параллельно и перпендикулярно направлению на линзу. Тогда, согласно закону преобразования параметров Стокса (и, соответственно, интенсивностей b_l и b_r), имеем

$$b_L(\rho,\psi) = b_r(\rho)\sin^2\psi + b_l(\rho)\cos^2\psi, \tag{703}$$

$$b_R(\rho,\psi) = b_l(\rho)\sin^2\psi + b_r(\rho)\cos^2\psi. \tag{704}$$

Система координат (ρ,ψ) связана с системой координат (r,φ), введенной нами выше, соотношением

$$r\sin\varphi = \rho\sin\psi.$$

Учитывая это соотношение и подставляя распределения яркости (703), (704) в формулы (699), (700), можно рассчитать потоки излучения от звезды для поляроида, ориентированного параллельно ($I_L(\theta)$) и перпендикулярно ($I_R(\theta)$) направлению на линзу. Степень поляризации излучения $P(\theta)$ в момент, когда центр звезды находится от линзы на угловом расстоянии θ, будет равна

$$P(\theta) = \frac{I_R(\theta) - I_L(\theta)}{I_R(\theta) + I_L(\theta)}. \tag{705}$$

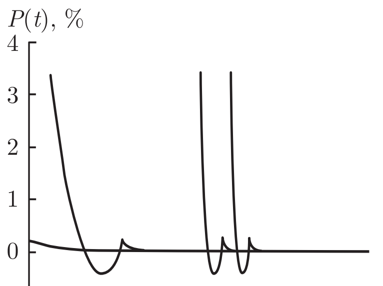


Рис. 305. Изменение степени поляризации для кривых микролинзирования звезды пространственно-временным тоннелем, показанных на рис. 302. Единицы по оси абсцисс, как на рис. 302

Положительные ветви кривых изменения поляризации при микролинзировании звезды с рэлеевской атмосферой, рассчитанные для тех же параметров линзирования, что и в предыдущих разделах, приведены на рис. 305. Как и ранее, мы рассматриваем только участки кривых поляризации, для которых наблюдаемый поток составляет не менее 0,001 от первоначального значения. Поскольку поляризационные эффекты микролинзирования, как и хроматические, основаны на различии характеристик излучения центральной и краевой области диска звезды, то неудивительно, что форма кривых поляризации подобна форме кривых изменения показателя цвета (см. рис. 304). По мере прохождения каустики по диску звезды степень поляризации дважды меняет знак. В соответствии с выражением (705), это означает, что плоскость преимущественных колебаний электрического вектора сначала перпендикулярна направлению на линзу ($P > 0$), затем совпадает с ним ($P < 0$), а потом вновь становится перпендикулярной ($P > 0$).

В случае, когда звезда не пересекает круговую каустику, степень поляризации все время положительна, и плоскость преимущественных колебаний электрического вектора всегда перпендикулярна направлению от центра звезды к гравитационной линзе. Таким образом, при достаточной точности наблюдений можно зарегистрировать поворот плоскости поляризации при движении звезды относительно линзы. В момент максимума степени поляризации, совпадающего с максимумом блеска линзируемой звезды, положение плоскости поляризации будет определяться позиционным углом относительного движения звезды и линзы. В силу симметрии задачи направление движения остается неопределенным. Аналогичная картина наблюдается и для линзы Шварцшильда (Bogdanov et al., 1996).

Для звезды с чисто рэлеевской атмосферой степень поляризации излучения невелика и ее максимальная величина, достигаемая на самом краю диска звезды, равна 11,7 %. Поскольку в условиях звездных атмосфер альбедо единичного рассеяния всегда меньше единицы, то можно ожидать, что для реальных звезд поляризация излучения будет меньше и, таким образом, рассчитанные значения имеют характер верхних пределов. Кроме того, может наблюдаться и эффект Нагирнера (1962), выражающийся в повороте плоскости поляризации излучения при удалении от края диска звезды (этот эффект обусловлен вкладом истинного поглощения в атмосфере звезды). Подробное рассмотрение влияния истинного поглощения на поляризацию излучения, выходящего из атмосферы звезды в предположении плоскопараллельной геометрии, было проведено в работе (Bochkarev and Karitskaya, 1985). Как оказалось, в Виновской области спектра степень поляризации P может даже заметно превысить значение для рэлеевской атмосферы. В длинноволновой (рэлей-джинсовской) области степень поляризации меньше, но остается достаточно заметной. Для карликов поздних спектральных классов, линзирование которых наиболее вероятно из статистических соображений, дополнительный вклад в увеличение P может вносит рэлеевское рассеяние на молекулах. В целом, можно надеяться, что порядок рассчитанных величин поляризации сохранится и для реальных звезд.

Таким образом, как и хроматические, поляризационные эффекты микролинзирования звезды «кротовой норой» сравнительно невелики. Однако точность современных поляриметрических наблюдений существенно превышает точность фотометрии, и для не слишком слабых объектов погрешность измерения P может быть не более 0,01 %. К сожалению, обеспечить такую точность в процессе патрульных наблюдений по поиску явлений микролинзирования звезд невозможно. Но у наблюдателей уже накоплен большой опыт оперативного подключения крупных инструментов для регистрации явлений микролинзирования каустиками гравитационных линз и поэтому перспективы наблюдения поляризационных эффектов при микролинзировании представляются достаточно обнадеживающими.

Проведенный анализ показывает, что однозначная идентификация такого экзотического объекта, как «кротовая нора», по наблюдениям гравитационного микролинзирования представляет собой непростую, но реальную задачу. Если звезда малых угловых размеров не пересекает круговой каустики, то различить гравитационную линзу Шварцшильда и линзу с отрицательной эффективной гравитирующей энергией не представляется возможным. Даже при сравнительно больших угловых диаметрах звезд отличия от кривой линзирования для линзы Шварцшильда оказываются порядка погрешности наблюдений.

Характерными фотометрическими признаками микролинзирования «кротовой норой» являются резкое падение потока существенно ниже первоначального уровня, сопровождающее пересечение круговой каустики, а также симметрия кривой микролинзирования. Однако неизбежные пропуски в рядах наблюдений могут не позволить зарегистрировать второе пересечение каустика, а форма кривой изменения потока вблизи максимума оказывается приблизительно такой же, как и при микролинзировании каустикой обычной гравитационной линзы — двойной системы. Кроме того, следует иметь в виду, что в случае, когда угловые размеры звезды сравнимы с радиусом конуса Эйнштейна, для достаточно больших значений прицельного параметра могут наблюдаться кривые изменения потока, формы которых сходны с кривыми микролинзирования компактным объектом, окруженным протяженной газовой оболочкой. В этих случаях анализ хроматических и поляризационных эффектов линзирования, описанных выше, позволит легко отличить подобный объект от «кротовой норы». Можно надеяться, что в будущем, по мере накопления новых наблюдательных данных по микролинзированию, ученым удастся идентифицировать реальную «кротовую нору» звездной массы. Поэтому дальнейшее развитие наблюдательных программ по микролинзированию представляется в высшей степени перспективным.

в) Возможность поиска NUT-объектов по эффектам гравитационного микролинзирования. Ньюмэн, Унти и Тамбурино (Newman, Unti, Tamburino, 1963) рассмотрели метрику пространства-времени, представляющую собой обобщение метрики Шварцшильда. Соответствующие объекты принято называть NUT-объектами. Наряду с массой обычного вещества M, в данном случае вводится так называемый NUT-фактор l, который описывает вклад в кривизну пространства-времени магнитного монополя. Параметр l часто называется магнитной массой. NUT-метрика становится шварцшильдовской при $l \to 0$. С другой стороны, гравитация существует даже тогда, когда масса обычного вещества $M \to 0$ (случай «чистого» NUT-объекта).

Способность NUT-объектов быть гравитационными линзами была изучена в работе (Nouri-Zonoz and Lynden-Bell, 1997). В основных чертах свойства таких линз близки к свойствам шварцшильдовских линз. При некоторых условиях они также могут формировать кратные изображения далеких объектов и усиливать поток излучения, детектируемый наблюдателем. Однако имеются два важных отличия от шварцшильдовских линз: присутствие круговой зоны, где линзируемый источник не виден, с центром этой круговой зоны в центре линзы, причем размеры этой круговой зоны возрастают с возрастанием NUT-фактора; а также расплывание изображения источника, проявляющееся как поворот в картинной плоскости относительно оптической оси линзы.

Угловое расстояние между изображениями источника может быть меньше, чем разрешение телескопа. В этом случае мы будем иметь дело с гравитационным микролинзированием, и наблюдатель будет фиксировать только возрастание и убывание светового потока во время относительного движения линзы и источника. Такая ситуация была проанализирована для точечного линзируемого источника излучения в работах (Rahvar and Nouri-Zonoz, 2003, Rahvar and Habibi, 2004), где полученные результаты были сравнены с эффектами от шварцшильдовской линзы.

Коэффициент усиления потока для точечного источника линзой Шварцшильда, как уже отмечалось выше, может быть представлен в виде

$$A(u) = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}}, \tag{706}$$

где u — расстояние θ между линзой и источником, измеренное в долях радиуса конуса Эйнштейна $R_E = \sqrt{\dfrac{4GMD_{\rm ol}D_{\rm sl}}{c^2 D_{\rm so}}}$, где $D_{\rm ol}$ — расстояние от наблюдателя до линзы, $D_{\rm sl}$ — расстояние от линзы до источника, $D_{\rm so}$ — расстояние от наблюдателя до источника, M — масса линзы. Если $V_\perp$ — тангенциальная составляющая скорости относительного движения линзы и источника, то расстояние $u(t)$ будет изменяться со временем t по формуле

$$u\,(t) = \sqrt{u_0^2 + \frac{(t-t_0)^2}{t_E^2}}\,, \tag{707}$$

где u_0 — минимальное значение расстояния, достигаемое в момент времени t_0, а $t_E = R_E/V_t$ — время пересечения радиуса конуса Эйнштейна R_E. В результате коэффициент усиления потока от точечного источника как функция времени $A(t)$ определяет кривую линзирования, имеющую вид симметричного контура с максимумом в момент $t = t_0$.

При описании микролинзирования NUT-объектом вводится в рассмотрение параметр

$$R = \frac{1}{R_E}\sqrt{\frac{2lD_{\rm ol}D_{\rm sl}}{D_{\rm so}}}\,.$$

В случае $u^2 < 2\left(\sqrt{4r^4+1}\,-1\right)$ коэффициент усиления NUT-линзы является мнимым, что соответствует отсутствию изображения источника. Вне этой области коэффициент усиления потока от бесконечно малого источника дается выражением (Rahvar and Nouri-Zonoz, 2003)

$$A\,(u) = \frac{1}{1-a_-}\left(1 - \frac{8R^4}{a_-^{-1}-1}\right)^{1/2} - \frac{1}{1-a_+}\left(1 - \frac{8R^4}{a_+^{-1}-1}\right)^{-1/2}, \tag{708}$$

где

$$a_\pm = \left[\frac{2+u^2 \pm \sqrt{u^4+4u^2-16R^4}}{2\left(4R^4+1\right)}\right]^2$$

и знак индекса параметра a соответствует знаку перед квадратным корнем. При малых значениях R и $A(u)$ справедливо приближенное выражение для коэффициента усиления (Rahvar and Nouri-Zonoz, 2003):

$$A\,(u) \simeq \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}} + \frac{8R^4\left(u^2+2\right)}{u^3\left(u^2+4\right)^{3/2}}. \tag{709}$$

Сравнивая выражения (709) и (706), легко видеть, что при $u^2 > 2\left(\sqrt{4R^4+1}\,-1\right)$ усиление потока NUT-линзой превышает его усиление линзой Шварцшильда. При уменьшении магнитной массы ($R \to 0$) второе слагаемое в выражении (709) исчезает, и оно переходит в формулу (706) для линзы Шварцшильда. Наличие зоны невидимости источника при R, отличном от нуля, ограничивает минимальные значения u и уменьшает максимально возможную величину коэффициента усиления NUT-линзы по сравнению с линзой Шварцшильда.

При микролинзировании реальной звезды, имеющей ненулевые угловые размеры, поток от каждой бесконечно малой области ее диска будет умножаться на коэффициент усиления (706) или (708) в зависимости от типа линзы. Предположим, что распределение яркости по диску звезды $b_\lambda(\mu)$, зависящее от длины волны λ, описывается линейным законом:

$$b_\lambda\left(\mu\right) = b_\lambda^o\left(1 - x_\lambda + x_\lambda \mu\right), \tag{710}$$

где b_λ^o — яркость в центре диска.

Пусть r — радиус проекции диска звезды на плоскость линзы, а p — расстояние от точки проекции центра диска в той же плоскости, измеренное в долях радиуса Эйнштейна R_E. Тогда распределение яркости (710) может быть записано как

$$b_\lambda\left(p\right) = b_\lambda^o\left(1 - x_\lambda + x_\lambda\sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2}}\right). \tag{711}$$

Поиски явлений микролинзирования проводятся путем фотометрии звезд в системе, близкой к стандартной широкополосной системе *UBVRI*. Для распределений яркости по диску звезды в фильтрах этой системы можно записать выражения, аналогичные (710), (711), введя в рассмотрение значение яркости в центре диска и коэффициент потемнения в выбранном фильтре, например, b_V^o и x_V для фильтра V. Поток излучения в этом фильтре в отсутствие линзы H_V^o можно получить, проинтегрировав распределение яркости по всему видимому диску звезды, что дает в результате

$$H_V^o = \pi r^2 b_V^o\left(1 - \frac{x_V}{3}\right). \tag{712}$$

Коэффициенты потемнения к краю в фильтрах стандартной широкополосной системы рассчитаны для звезд разных эффективных температур на основе сетки модели Куруца в работе (Рубашевский, 1991).

В присутствии гравитационной линзы, расположенной на расстоянии u от центра проекции диска звезды на картинную плоскость, регистрируемый поток излучения в фильтре V можно записать как

$$H_V\left(u\right) = \int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{r} A\left(\sqrt{u^2 + \xi^2 - 2u\xi\cos\varphi}\right) b_V^o\left(1 - x_V + x_V\sqrt{1 - \frac{\xi^2}{r^2}}\right)\xi d\xi, \tag{713}$$

где полярный угол φ отсчитывается от направления на линзу, ξ — полярное расстояние текущей точки на диске звезды, функция усиления блеска A дается либо выражением (706) для линзы Шварцшильда, либо выражением (708) для NUT-линзы. Аналогичные выражения можно записать и для потоков в других фильтрах. С учетом зависимости u от времени t наблюдаемая кривая линзирования $I_V(t)$ определяется как

$$I_V\left(t\right) = \frac{H_V\left(t\right)}{H_V^o}. \tag{714}$$

Коэффициент усиления любой гравитационной линзы не зависит от длины волны излучения. Однако в наиболее вероятной ситуации, когда линза не проектируется на диск звезды, быстрое уменьшение $A(u)$ с ростом прицельного расстояния u приводит к тому, что в наблюдаемом потоке $H(u)$ наиболее сильно усиливается доля излучения идущего от края диска звезды, ближайшего к линзе. Для фильтров *UBVRI* потемнение к краю диска звезды уменьшается с ростом длины волны. Поэтому при микролинзировании реальных звезд должен наблюдаться хроматический эффект, имеющий характер покраснения (Богданов и Черепащук, 1995, Loeb and Sasselov, 1995). В случае, когда линза проектируется на диск звезды, наблюдаются более сложные, немонотонные изменения показателя цвета, но этот случай весьма маловероятен.

Наблюдаемый при микролинзировании хроматический эффект может быть зарегистрирован путем измерения показателей цвета, например:

$$B - V = 2{,}5\,\lg(H_V/H_B) + C_{B-V}$$

или

$$V - R = 2{,}5\,\lg(H_R/H_V) + C_{V-R},$$

где постоянные C_{B-V} и C_{V-R} определяются нуль-пунктами фотометрической системы. При покраснении блеска звезды значения показателей цвета будут превышать показатели цвета в отсутствии гравитационной линзы $(B-V)_0$ и $(V-R)_0$, причем их максимальная величина должна достигаться в момент максимального блеска линзируемой звезды.

В работе Богданова и Черепащука (2007) выполнены расчеты фотометрических и хроматических эффектов микролинзирования звезды NUT-линзой, считая, как и в работах (Rahvar and Nouri-Zonoz, 2003, Rahvar and Habibi, 2004), что параметр R находится в интервале $0 \leqslant R \leqslant 0{,}5$.

Из статистических соображений была выбрана звезда главной последовательности спектрального класса K0V, имеющая эффективную температуру $T_{\mathrm{ef}} = 4900$ K и показатели цвета $(B-V)_0 = 0{,}890$, $(V-R)_0 = 0{,}740$. Согласно Рубашевскому (1991), для этой звезды коэффициенты потемнения к краю, определенные из условия сохранения потока, равны соответственно: $x_B = 0{,}859$, $x_V = 0{,}702$, $x_R = 0{,}585$. Значения яркости в центре диска звезды были выбраны так, чтобы рассчитанные потоки (712) в отсутствие линзы давали исходные величины показателей цвета $(B-V)_0$ и $(V-R)_0$. Предполагалось, что при линзировании реализуется наиболее вероятная ситуация, когда зона невидимости для NUT-линзы не пересекается с проекцией диска звезды на плоскость линзы. Для $R = 0{,}5$ излучение источника не регистрируется при $u < 0{,}486$ (напомним, что u измеряется в долях радиуса Эйнштейна). Интегралы потоков (713) вычислялись численно с относительной ошибкой 10^{-4}.

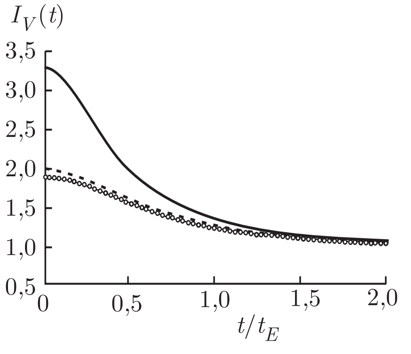


Рис. 306. Кривые линзирования звезды с радиусом $r = 0{,}01$ NUT-линзой с параметром $R = 0{,}5$ (сплошная линия), $R = 0{,}3$ (пунктир) и линзой Шварцшильда (кружки)

На рис. 306 приведены кривые линзирования в фильтре V звезды с $r = 0{,}01$, которая мало отличается от точечного источника, в зависимости от времени, измеряемого в единицах времени пересечения радиуса Эйнштейна t_E при $u_0 = 0{,}6$ и $t_0 = 0$. Так как кривые симметричны относительно моментов максимума блеска, то показаны только их положительные ветви. Сплошной линией проведена кривая для $R = 0{,}5$, заметно отличающаяся от кривой для линзы Шварцшильда, отмеченной на рисунке кружками. В соответствии с выражением (709), наблюдаемые различия эффектов для линз быстро уменьшаются с уменьшением R. Кривая для параметра R (учитывающего NUT-фактор l), равного 0,3, показанная пунктиром, уже мало отличается от кривой для линзы Шварцшильда, а при $R = 0{,}1$ различия становятся практически незаметными в масштабе рисунка. Для всех значений R в рассматриваемом интервале $0 \leqslant R \leqslant 0{,}5$ никаких хроматических эффектов не наблюдается (для малых размеров радиуса звезды r). Отклонения показателей цвета звезды от величин $(B-V)_0$ и $(V-R)_0$ не превышают погрешности вычислений.

На рис. 307 показаны результаты расчетов для звезды со сравнительно большим радиусом $r = 0{,}10$, сравнимым с размерами радиуса Эйнштейна, при значениях $u_0 = 0{,}6$, $t_0 = 0$. Сплошная линия представляет кривую линзирования звезды NUT-линзой с $R = 0{,}5$, а пунктиром показана кривая линзирования точечного источника для этой линзы. Линией с кружками показана кривая линзирования звезды с $r = 0{,}10$ линзой Шварцшильда, которая в масштабе рисунка практически совпадает с кривой для точечного источника. Как видно из рисунка, в отличие от линзы Шварцшильда, влияние ненулевых размеров звезды в случае NUT-линзы достаточно заметно. Таким образом, с ростом угловых размеров звезды различия кривых $I_V(t)$ для линзы Шварцшильда и NUT-линзы становятся все более значимыми.

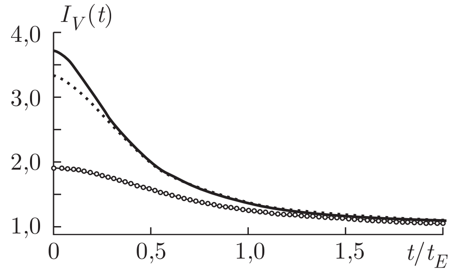


Рис. 307. Кривые линзирования NUT-линзой с параметром $R = 0{,}5$ точечного источника (пунктир) и звезды с радиусом $r = 0{,}10$ (сплошная линия). Показана также кривая линзирования этой звезды линзой Шварцшильда (кружки)

На рис. 308 приведены также кривые изменения показателей цвета $B - V$ и $V - R$ для предыдущего случая линзирования ($r = 0{,}10$, $u_0 = 0{,}6$, $t_0 = 0$). Сплошными линиями показаны результаты для NUT-линзы ($R = 0{,}5$), а пунктиром — для линзы Шварцшильда. Несмотря на сравнительно небольшую величину хроматического эффекта, он достаточно заметно проявляет себя в случае NUT-линзы (амплитуда изменения $B - V$ и $V - R$ достигает $0{,}01^m$ и $0{,}006^m$ соответственно), в то время как показатели цвета для линзы Шварцшильда практически не отличаются от исходных значений $(B - V)_0$ и $(V - R)_0$. Очевидно, что величину хроматического эффекта можно увеличить специальным выбором узких спектральных интервалов, соответствующих, например, полосам поглощения молекул в спектрах звезд поздних спектральных классов. Однако патрульные наблюдения микролинзирования звезд обычно осуществляются с использованием широкополосных фотометрических систем.

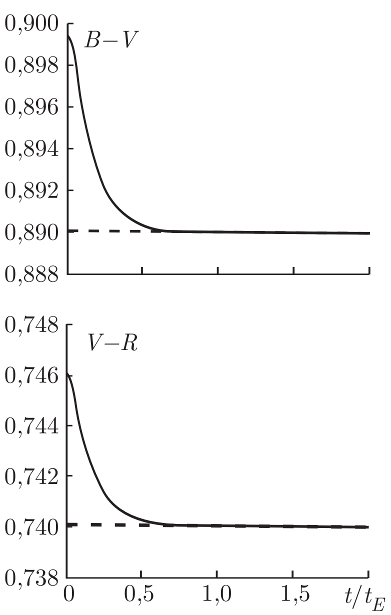


Рис. 308. Кривые изменения показателей цвета B–V и V–R при линзировании звезды с радиусом $r = 0{,}10$ NUT-линзой с параметром $R = 0{,}5$ (сплошная линия) и линзой Шварцшильда (пунктир)

Полученные результаты (Богданов и Черепащук, 2007) показывают, что при наблюдениях гравитационного микролинзирования звезд влияние эффекта ненулевых угловых размеров звезды и свойств распределения яркости по ее диску при определенных условиях способно облегчить решение задачи обнаружения объектов, пространство-время вблизи которых описывается NUT-метрикой. В случае, когда размеры звезды много меньше радиуса Эйнштейна, эти эффекты практически не проявляют себя, и кривые микролинзирования для линз разных типов не отличаются от кривых для точечного источника. Если размеры звезды становятся сравнимыми с радиусом Эйнштейна, то NUT-линза демонстрирует существенные отличия от линзы Шварцшильда, как по величине усиления потока, так и по изменениям показателей цвета.

При микролинзировании звезд, как отмечалось выше, возможно проявление еще одного наблюдательного эффекта, связанного с преимущественным усилением потока от края диска — возникновение переменной линейной поляризации излучения (Bogdanov et al., 1996). С одной стороны, больший коэффициент усиления $A(u)$ NUT-линзы при фиксированном u в зоне видимости источника способствует усилению данного эффекта по сравнению с линзой Шварцшильда. Однако, с другой стороны, присущее NUT-линзе «размазывание» изображений путем поворота в картинной плоскости должно вызывать вращение плоскости поляризации, что должно приводить к деполяризации суммарного потока линзированного излучения. Простой подход к оценке эффекта поляризации, использованный нами выше (см. также Bogdanov et al., 1996), в этом случае неприменим, и задача расчета поляризационного эффекта при микролинзировании NUT-линзой должна решаться путем анализа поляризационных свойств изображений звезды, построенных методом трассировки лучей с использованием уравнения гравитационной линзы.

Рассмотрим еще одну возможность идентификации экзотических объектов во Вселенной по эффектам гравитационного микролинзирования. Одной из возможностей решения проблемы темной материи во Вселенной, является рассмотрение некомпактных объектов — «звезд», состоящих из WIMP-частиц (слабовзаимодействующих массивных частиц, предсказываемых современной теорией элементарных частиц и пока окончательно не открытых в лабораторных экспериментах). Как показано в работе Гуревича и др. (1997), массы наименьших «звезд», состоящих из WIMP-частиц, составляют порядка солнечной массы ($0{,}1$–$1 M_{\odot}$), а их радиусы лежат в пределах 10^{14}–10^{15} см. Ввиду того, что WIMP-частицы в этих «звездах» подчиняются законам слабого взаимодействия и гравитационного взаимодействия и не участвуют в электромагнитном и сильном взаимодействиях, такие «звезды» (например — «звезды», состоящие из нейтралино) не излучают электромагнитную радиацию, являются темными и проявляют себя лишь гравитационным взаимодействием. Как впервые отмечено Гуревичем и Зыбиным (Gurevich and Zybin, 1995), если такая «звезда» расположена на пути лучей света от далекой звезды фона, то она может искривлять лучи света и приводить к явлению гравитационного микролинзирования. Гуревич и др. (1997) рассчитали кривые блеска, обусловленные микролинзированием света звезд «звездами», состоящими из WIMP-частиц. Форма этих кривых микролинзирования подобна форме кривых микролинзирования в случае шварцшильдовской линзы с той лишь разницей, что кривая микролинзирования «звездой» из WIMP-частиц имеет более широкие крылья. В работе (Sazhin et al., 1996) было показано, что сравнение с соответствующими теоретическими кривыми микролинзирования результатов наблюдений двух микролинзированных событий позволяет заподозрить принадлежность этих объектов к классу «звезд», состоящих из WIMP-частиц. Однако позднее выяснилось, что аномально широкие крылья в кривых микролинзирования в этих случаях могут быть связаны с тем, что, либо это проявление эффектов блендирования нескольких звезд при фотометрировании (Wozniak and Paczynski, 1997), либо с тем, что гравитационная линза является обычной звездой позднего спектрального класса, имеющей ненулевую собственную светимость (Богданов и Черепащук, 1998). Аномально широкие крылья кривых микролинзирования в этих случаях удается объяснить также и тем, что линзируемая звезда в данном случае является тесной двойной системой (Хрузина и Черепащук, 1997).

В работе Богданова (2001) были проанализированы кривые микролинзирования, создаваемые гравитационной линзой — вращающейся «звездой», состоящей из WIMP-частиц (см. также обзор: Bogdanov and Cherepashchuk, 2008). В случае сферической WIMP-линзы, каустика, создаваемая этой линзой в плоскости линзируемой звезды, является точкой. При отклонении WIMP-линзы от сферической формы, обусловленном ее вращением, каустика превращается в совокупность линий (см. рис. 309). При пересечении звездой этих линий-каустик происходит большое усиление потока от звезды. Это приводит к формированию кривой микролинзирования сложной формы, с провалами в максимумах блеска. Такие кривые микролинзирования наблюдаются в тех случаях, когда гравитационная линза является двойной системой, состоящей из двух шварцшильдовских линз. Необходимо иметь в виду вероятность того, что некоторые из наблюдаемых сложных кривых микролинзирования, которые обычно интерпретируются в модели двойной гравитационной линзы, могут быть в действительности связаны с микролинзированием одиночными вращающимися «звездами», состоящими из WIMP-частиц.

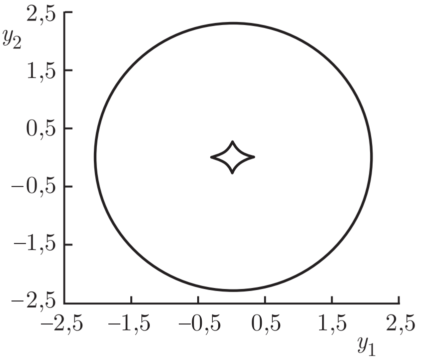


Рис. 309. Каустические кривые, сформированные некомпактной, несферической гравитационной линзой WIMP в плоскости источника (из работы Bogdanov and Cherepashchuk, 2008)

Таким образом, длительные и систематические наблюдения эффектов гравитационного микролинзирования звезд фона открывают новые перспективы в исследовании одиночных черных дыр, «кротовых нор», NUT-объектов, а также «звезд», состоящих из WIMP-частиц. Звезды фона в данном случае выступают, подобно компонентам ТДС, в роли своеобразных пробных тел, лучи света от которых, искривляясь в гравитационном поле более близкого объекта — гравитационной линзы, несут ценную информацию о фундаментальных свойствах линзирующего объекта. Поэтому даже в том случае, когда линзирующий объект является темным и сам ничего не излучает, исследования эффектов гравитационного микролинзирования далекой звезды фона помогают в выяснении природы этого объекта.

Возможности изучения эффектов гравитационного микролинзирования очень широки (см., например, обзор Захарова и Сажина, 1998). Например, исследования явлений микролинзирования далеких квазаров звездами более близких галактик позволяют восстанавливать распределение яркости в аккреционных дисках вокруг сверхмассивных черных дыр с очень высоким угловым разрешением: $\sim 10^{-6}$ сек. дуги (Богданов и Черепащук, 2002б, 2004).

Как уже отмечалось выше, эффекты гравитационного микролинзирования могут быть существенны также при анализе кривых блеска, наблюдаемых во время затмений звезд экзопланетами в случае, если размеры орбиты экзопланеты достаточно велики, превышают ~ 10 а. е. (орбитальный период более 10 лет) (Kasuya et al., 2011). Эффекты гравитационного линзирования в компактных двойных системах, типа системы из двух радиопульсаров PSR J0737-3039AB, рассмотрены в работе (Hobill et al., 2008).

Глава VII

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

1. Введение

В предыдущих главах мы рассмотрели методы и результаты анализа наблюдений ТДС разных типов. Попутно были изложены результаты исследования их эволюционных проявлений. В ходе изложения нам приходилось неоднократно обращаться к проблемам эволюции ТДС. В данной главе мы кратко изложим современные представления об эволюции ТДС. Более подробно с теорией эволюции ТДС можно ознакомиться в специальных монографиях (см., например, Масевич и Тутуков, 1988, Shore et al., 1994, см. также докторскую диссертацию Юнгельсона, 2011).

Радиус одиночной звезды в процессе ее эволюции в среднем возрастает со временем и ничем не ограничен. В то же время, радиус звезды в составе ТДС ограничен размерами внутренней критической полости Роша для звезды (далее, просто полости Роша). Поэтому эволюция звезды в ТДС отличается от эволюции одиночной звезды — начиная с некоторого момента (момента заполнения звездой своей полости Роша) в ТДС может начаться перенос вещества с одной звезды на другую. Таким образом, эволюция звезды в ТДС — это эволюция с ограниченным радиусом и переменной массой.

Первые наблюдательные указания на то, что радиус звезды в ТДС может быть ограничен, были получены Мартыновым (1937), который построил диаграмму «спектральный класс главной компоненты — орбитальный период» для ТДС (см. также Struve, 1925). Поскольку для каждого спектрального класса на этой диаграмме существует минимальный орбитальный период $P_{\min}$, Мартынов (1937) впервые интерпретировал этот важный наблюдательный факт как свидетельство того, что звезды в таких короткопериодических системах соприкасаются своими поверхностями. При фиксированном спектральном классе главной компоненты для орбитальных периодов $P < P_{\min}$ размеры звезды относительно столь велики, что она не вписывается в габариты ТДС. Основываясь на этих результатах, Мартынов (1957) высказал идею о возможности обмена масс в ТДС.

Следующим шагом к осознанию неизбежности обмена масс в ТДС было открытие «парадокса алголей» (см. Введение, ч. 1 монографии). Как известно, тесная двойная система Алголь (β Per) состоит из звезды главной последовательности B8V массой $3{,}7M_\odot$ и менее массивной звезды — субгиганта G8III массой $0{,}8M_\odot$. Как менее массивная звезда, G8III в этой системе успела обогнать в своем эволюционном развитии более массивную звезду B8V? Исследования Струве (Struve, 1948, 1950), Паренаго и Масевич (1950) показали, что парадоксальные характеристики Алголя являются не исключением, а правилом: в большинстве систем этого типа более продвинутая в эволюционном отношении звезда-субгигант имеет меньшую массу по сравнению со спутником — звездой главной последовательности. Примерно в это же время, в связи с интенсивными спектроскопическими исследованиями ТДС, стали накапливаться наблюдательные факты, свидетельствующие о наличии следов обмена масс в ТДС: газовых потоков, дисков, струй и других газовых образований (Мартынов, 1950, Struve, 1950, Сахаде, 1963). В частности, Мартыновым была открыта сильная долгопериодическая нестабильность кривой блеска затменной двойной системы RXCas с квазипериодом ~ 516 дней.

Объяснение парадокса алголей было дано в 1955 г. Кроуфордом (Crawford, 1955). Им была предложена гипотеза перемены ролей компонент: ныне менее массивная звезда-субгигант в ТДС ранее была более массивной компонентой, эволюционировала быстрее спутника, первой заполнила свою полость Роша и вследствие перетекания значительной части массы на спутник стала менее массивной компонентой системы, обладая характеристиками субгиганта.

Первый количественный расчет эволюции звезды в составе ТДС был сделан в пионерской работе Мортона (Morton, 1960). В предположении о постоянстве радиуса орбиты двойной системы им была рассчитана эволюция звезды, заполняющей свою полость Роша и находящейся в состоянии отклонения от теплового равновесия из-за потери массы. Было показано, что в таких условиях обмен масс в ТДС, раз начавшись, является самоподдерживающимся из-за возрастания радиуса термически неравновесной звезды и уменьшения радиуса ее полости Роша, связанного с потерей звездой своей массы. Поэтому обмен масс в ТДС продолжается до тех пор, пока изначально более массивная звезда системы не превратится в менее массивную звезду — субгигант. Таким образом, гипотеза Кроуфорда о перемене ролей компонент в ТДС, связанной с обменом масс, была количественно обоснована. Основным недостатком работы Мортона была гипотеза о постоянстве радиуса орбиты системы в процессе ее эволюции (хотя, в свете новых идей о необходимости решения задачи Мещерского для описания эволюции ТДС, такая гипотеза уже не кажется слишком большим упрощением — см. ч. I монографии).

Более реалистичный расчет эволюции звезд в составе ТДС, учитывающий изменение радиуса орбиты системы, которое связано с перераспределением массы между компонентами в процессе обмена веществом, был выполнен работах Пачинского (Paczynski, 1966, 1967), Снежко (1967), Плавеца (Plavec, 1967), Киппенхана и Вайгерта (Kippenhahn and Weigert, 1967). Эти работы легли в основу всех последующих исследований эволюции ТДС с обменом масс.

Главный недостаток этих работ состоит в том, что в них вычисление текущего радиуса орбиты ТДС проводится на основе использования закона сохранения орбитального углового момента системы, и полностью пренебрегается спин-орбитальным взаимодействием (имеется в виду не квантовый спин, а классический: вращательный угловой момент звезд и газовых структур). Между тем, как уже отмечалось в ч. I монографии, орбитальный угловой момент ТДС — это лишь часть полного углового момента системы (включающего также угловые моменты осевого вращения звезд, газовых дисков вокруг них и т. п.), и потому он не обязан точно сохраняться даже в консервативном случае, когда полная масса системы сохраняется (Jaranowski and Krolak, 1992, De Souza et al., 2006, Лукьянов, 2008, Cherepashchuk, 2007). В процессе обмена масс часть орбитального углового момента может перекачиваться во вращение газового диска и центральной звезды — аккретора. Возможен также и обратный процесс — передача вращательного углового момента от вращающихся диска и звезды в орбиту (под действием приливных взаимодействий — см. выше). В итоге даже при консервативном обмене масс изменение радиуса орбиты системы со временем может происходить не монотонно, а в колебательном режиме (см., например, De Souza et al., 2006).

Обычно принято считать, что угловой момент осевого вращения компонент на порядок меньше орбитального углового момента тесной двойной системы (см., например, Shore et al., 1994). Однако в случае обмена масс в ТДС в динамической шкале, когда за несколько орбитальных периодов значительная часть массы одной звезды перетекает на другую, плотность вещества газовых потоков и дисков сравнима с плотностью вещества звезд, поэтому в газовом диске и аккрецирующей центральной звезде аккумулируется значительная часть орбитального углового момента (до 20–30 % — см. De Souza et al., 2006). При обмене масс в тепловой шкале плотность вещества газовых потоков и дисков в миллиарды раз меньше, чем в случае обмена масс в динамической шкале. Однако в этом случае и время обмена масс в миллиарды раз больше, поэтому суммарный эффект спин-орбитального взаимодействия может быть важен и при обмене масс в тепловой шкале времени эволюции ТДС. Будущие газодинамические расчеты эволюции ТДС должны прояснить этот вопрос.

2. Изменение параметров орбиты ТДС в процессе ее эволюции

В случае достаточно массивных звезд с массами компонент $M \gtrsim 0{,}7 M_\odot$ главной движущей силой эволюции ТДС является ядерная эволюция звезды: более массивная звезда в процессе своей ядерной эволюции увеличивает свой радиус, заполняет полость Роша, что приводит к обмену масс. В маломассивных ТДС с массами компонент $M < 0{,}7 M_\odot$ главная движущая сила эволюции — это потеря углового момента системой, вызванная истечением магнитного звездного ветра и излучением гравитационных волн. Поскольку время ядерной эволюции маломассивных звезд с $M < 0{,}7 M_\odot$ больше возраста Вселенной, при рассмотрении эволюции таких ТДС ядерной эволюции звезд можно пренебречь. В маломассивных ТДС, состоящих из невырожденных звезд с $M < 0{,}7 M_\odot$, из-за уменьшения радиуса орбиты, вызванного потерей системой углового момента, полость Роша «садится» на более массивную звезду, что приводит к обмену масс.

Обмен масс есть следствие двух процессов: изменения радиуса звезды и изменения абсолютных размеров ее полости Роша. Изменение радиуса звезды, обеспечивающее подачу вещества на уровень полости Роша, вызвано, главным образом, тремя причинами (Масевич и Тутуков, 1988):

1) расширением звезды в динамической шкале времени, обусловленным несбалансированностью силы гравитации и градиента давления в теле звезды;

2) расширением звезды в тепловой шкале времени из-за несбалансированности темпа ядерной генерации энергии в недрах звезды и темпа потери энергии за счет излучения с ее поверхности;

3) расширением звезды в ядерной шкале времени из-за изменения среднего молекулярного веса и непрозрачности вещества ее недр, вследствие ядерных реакций, точно компенсирующих потерю энергии на излучение с поверхности звезды (звезда находится в тепловом равновесии).

Эволюция звезд (равновесных и неравновесных) будет рассмотрена в следующем параграфе. Здесь мы рассмотрим процессы, приводящие к изменению радиуса относительной орбиты ТДС a в процессе ее эволюции, который определяет абсолютные размеры полости Роша в ТДС. Существует несколько аппроксимаций для среднего радиуса полости Роша, равного радиусу соответствующей равнообъемной сферы (см., например, Paczynski, 1971, Eggleton, 1983). Пусть q — отношение масс компонент, a — радиус относительной орбиты системы.

Универсальная аппроксимация (с точностью лучше 1 %) предложена в работе (Eggleton, 1983) для любых значений q:

$$\frac{R_{\mathrm{Roche}}}{a} = \frac{0{,}49 q^{2/3}}{0{,}6 q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)}, \quad 0 < q < \infty. \tag{715}$$

Более простые аппроксимационные формулы (с точностью $\sim 2\,\%$) предложены Пачинским (Paczynski, 1971):

$$\frac{R_{\mathrm{Roche}}}{a} = 0{,}38 + 0{,}20\lg q \quad \text{для} \quad 0{,}5 \leqslant q < 20 \tag{716}$$

и

$$\frac{R_{\mathrm{Roche}}}{a} = 0{,}462\left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3} \quad \text{для } 0 < q < 0{,}5 \tag{717}$$

Иногда используется еще более простая (и, соответственно, более грубая) аппроксимационная формула:

$$\frac{R_{\mathrm{Roche}}}{a} = 0{,}38q^{0{,}208}. \tag{718}$$

В диапазоне $q = 0{,}3$–9 ошибка аппроксимации среднего радиуса полости Роша с помощью этой формулы не превышает 5 %.

Пусть m_1 и m_2 — масса более массивной и менее массивной звезды системы соответственно. Если мы хотим вычислить средний радиус полости Роша, R_{Roche}, для менее массивной звезды (с индексом 2), мы должны подставить в формулы (715)–(718) $q = m_2/m_1$, и в этом случае $q \leqslant 1$. Если же мы вычисляем величину R_{Roche} для более массивной компоненты (с индексом 1), мы подставляем в формулы (715)–(718) величину $q = m_1/m_2$, так что в этом случае $q \geqslant 1$. Таким образом, относительный размер (и форма) полости Роша зависит от отношения масс q компонент, а ее абсолютный размер (определяющий эволюцию звезды) определяется абсолютной величиной радиуса относительной орбиты системы a.

Хуангом были рассмотрены три основных моды потери массы в ТДС (Huang, 1963, см. также Shore et al., 1994, Postnov and Yungelson, 2006).

а) Медленная мода. Если скорости выбрасываемого вещества меньше скорости убегания из системы, выбрасываемая материя (например, при истечении одной из звезд через точку L_1) захватывается компонентами. Поскольку в системе типа Алголя с истекающими через точку L_1 субгигантами часто наблюдаются признаки газовых колец и дисков вокруг спутника, можно предполагать, что вещество, истекающее из звезды через точку L_1, в конце концов оседает из диска на звезду — аккретор. Таким образом, в случае медленной моды можно считать, что суммарная масса компонент сохраняется:

$$m_1 + m_2 = \mathrm{const}. \tag{719}$$

Поскольку потери углового момента из системы тоже не происходит (вся выброшенная масса захватывается компонентами и остается в системе), можно считать, пренебрегая спин-орбитальным взаимодействием, что орбитальный угловой момент ТДС постоянен в процессе эволюции ТДС:

$$J_{\mathrm{orb}} = G^{1/2}\frac{m_1 m_2}{(m_1+m_2)^{1/2}}a^{1/2}\left(1-e^2\right)^{1/2} = \mathrm{const}. \tag{720}$$

Тогда в случае круговой орбиты ($e = 0$) находим выражение для радиуса орбиты a через параметры ТДС:

$$a = \frac{J_{\mathrm{orb}}^2}{G}\frac{(m_1+m_2)}{m_1^2 m_2^2}. \tag{721}$$

Как уже отмечалось в ч. I монографии, при $m_1 + m_2 = \mathrm{const}$ и $J_{\mathrm{orb}} = \mathrm{const}$ минимум функции (721) достигается, когда $m_1 = m_2$. Следовательно, при перетекании вещества от более массивной компоненты к менее массивной (идет выравнивание масс компонент) радиус орбиты уменьшается, а при перетекании от менее массивной звезды к более массивной (разница в массах компонент нарастает) радиус орбиты возрастает. Более наглядно эти результаты можно описать, если представить формулу (721) в дифференциальном виде. Продифференцируем формулу (721) по времени:

$$\frac{da}{dt} = \frac{J_{\text{orb}}^2\,(m_1+m_2)}{G}\left[-2m_1^{-3}m_2^{-2}\frac{dm_1}{dt} - 2m_2^{-3}m_1^{-2}\frac{dm_2}{dt}\right],$$

и учтем, что в нашем случае

$$\frac{dm_1}{dt} = -\frac{dm_2}{dt}.$$

Тогда после несложных преобразований получим известную формулу для относительного изменения радиуса орбиты системы:

$$\frac{da}{a} = -2\left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2}\right)dm_1. \tag{722}$$

Видно, что если перетекание вещества происходит от звезды 1 к звезде 2, то когда $m_1 > m_2$, $da/a < 0$ (так как $dm_1 < 0$), т. е. радиус орбиты уменьшается; когда же $m_1 < m_2$, $da/a > 0$ и радиус орбиты возрастает. Когда $m_1 = m_2$, то $da = 0$, т. е. радиус орбиты минимален. Используя третий закон Кеплера, можно перейти от изменений радиуса орбиты к изменениям орбитального периода в случае медленной моды:

$$\frac{dP}{P} = -3\left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2}\right)dm_1. \tag{723}$$

Поскольку $dm_1 < 0$, отсюда следует, что орбитальный период P уменьшается, если более массивная звезда перетекает на менее массивную, и P увеличивается, когда менее массивная звезда перетекает на более массивную. Формула (723) может быть переписана в виде, более удобном для интерпретации наблюдений:

$$\frac{dP}{dt} = 3P\frac{m_1 - m_2}{m_1 m_2}\frac{dm_1}{dt}, \tag{724}$$

где dm_1/dt — потеря массы в единицу времени звездой 1.

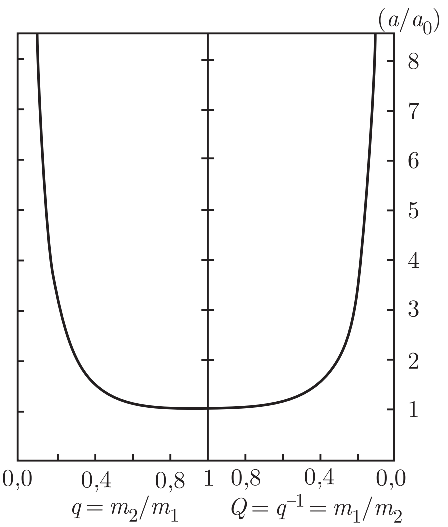


Рис. 310. Изменение относительного расстояния между компонентами ТДС в течение консервативного обмена масс. Расстояние становится минимальным, когда массы компонент становятся равными. (По материалам работы Shore et al., 1994)

На рис. 310, заимствованном из работы (Shore et al., 1994), приведена зависимость радиуса орбиты ТДС от отношения масс компонент, рассчитанная на основе формулы (721), соответствующей консервативному обмену масс. Видно, что когда $q = 1$, радиус орбиты a минимален. При отклонении q от единицы в любую сторону a возрастает, причем при сильном отклонении q от единицы величина a стремится к бесконечности.

Подчеркнем еще раз, что все эти результаты получены в модели консервативного обмена масс, когда спин-орбитальным взаимодействием компонент полностью пренебрегается. В работе Лукьянова (2007) показано, что если не использовать закон сохранения орбитального углового момента ТДС, а решать задачу Мещерского о движении двух гравитирующих тел с переменной массой, то характер изменения радиуса орбиты эволюционирующей ТДС зависит не только от отношения масс компонент, но и от отношения их радиусов. Это связано с тем, что при обмене масс формирование газового диска вокруг звезды-аккретора зависит от радиуса этой звезды. При достаточно большом радиусе аккретора газовая струя, истекающая из точки L_1, ударяется непосредственно о поверхность звезды, передавая ей свой импульс (см. также Lubow and Shu, 1975). Это приводит к изменению характера переменности со временем радиуса орбиты ТДС по сравнению со случаем, когда радиус звезды-аккретора мал, и вокруг нее может формироваться газовый диск.

Отметим, что несмотря на все упрощающие предположения (в частности, пренебрежение спин-орбитальным взаимодействием), интерпретация наблюдаемых изменений орбитальных периодов полуразделенных ТДС в рамках модели медленной моды (см. формулу (724)) часто дает вполне удовлетворительные результаты (см., например, Batten, 1973). Например, на рис. 311 приведен график $(O{-}C)$, показывающий, что в системе типа Алголя U Cep ($P_{\text{orb}} = 2{,}49302^{\text{d}}$, $m_1 = 2{,}8M_\odot$, $m_2 = 4{,}2M_\odot$) орбитальный период увеличивается со скоростью $\Delta P/P = 4{,}3 \cdot 10^{-9}$ за период (Batten, 1973). Можно предположить, что обмен масс здесь происходит в виде

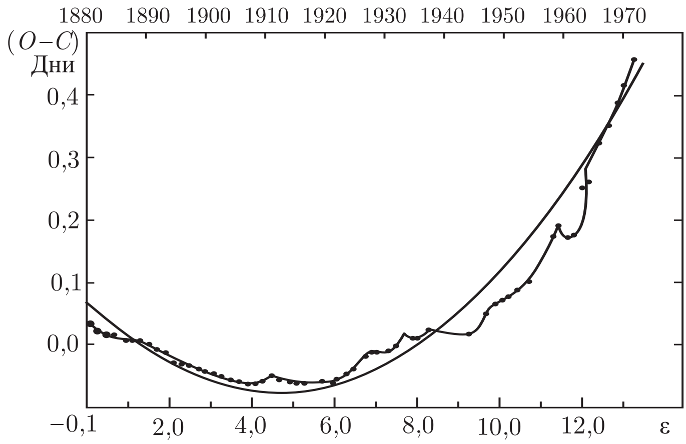


Рис. 311. График $(O{-}C)$ для моментов минимумов затменной системы U Cep. Орбитальный период системы в среднем увеличивается на протяжении 90 лет наблюдений. (Из работы Бэттен, 1976)

медленной моды, причем менее массивный субгигант с массой $m_1 = 2{,}8M_\odot$ заполняет свою полость Роша и перетекает на более массивную звезду массой $m_2 = 4{,}2M_\odot$. Используя формулу (724), находим темп потери массы менее массивной звездой через точку L_1:

$$\frac{dm_1}{dt} = \frac{1}{3P}\left(\frac{m_1 m_2}{m_1 - m_2}\right)\frac{dP}{dt}. \tag{725}$$

Подставляя численные значения, находим, $dm_1/dt = -1{,}76 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, что является вполне приемлемой величиной. На рис. 311 видно, что аппроксимация наблюдаемых значений $(O{-}C)$ параболой (что соответствует монотонному увеличению орбитального периода) является весьма приближенной. На протяжении 90 лет наблюдений имеются значительные отклонения от параболической формы графика $(O{-}C)$ для системы U Cep, что может отражать, в частности, процессы спин-орбитального взаимодействия в этой системе. Другие примеры оценки темпа потери массы в рамках модели медленной моды, основанные на использовании гидродинамических расчетов, см. в работах группы Каретникова (Назаренко и др., 2001).

б) Промежуточная мода. В данном случае предполагается, что выбрасываемое вещество имеет энергию, достаточную для преодоления гравитационного притяжения обеих компонент системы, но выходит медленно за ее пределы через точки L_2 и L_3. В результате образуется околозвездное газовое кольцо (диск), окружающее двойную систему. Причем, чтобы быть устойчивым, это газовое кольцо должно иметь радиус a_e, значительно превышающий радиус относительной орбиты a системы, так что движение вещества в этом кольце можно описывать в рамках модели ТДС как гравитирующей материальной точки с массой $m_1 + m_2$. Вследствие формирования околозвездного кольца, которое отбирает часть орбитального углового момента, радиус орбиты ТДС уменьшается (Shore et al., 1994). Соответствующее изменение орбитального периода ТДС описывается следующей формулой (Shore et al., 1994):

$$\frac{dP}{P} = (1+3\gamma)\,\frac{d\,(m_1+m_2)}{m_1+m_2} - 3\left(\frac{dm_1}{m_1} + \frac{dm_2}{m_2}\right) + \frac{3e\,de}{1-e^2}, \tag{726}$$

где

$$\gamma = \frac{(m_1+m_2)^2}{m_1 m_2}\left[\frac{a_e}{a(1-e^2)}\right]^{1/2} = \frac{h_e}{h_0}.$$

Здесь a — радиус орбиты ТДС, a_e — радиус околозвездного кольца, $h_e = \sqrt{G\,(m_1+m_2)\,a_e}$ — удельный угловой момент околозвездного кольца, $h_0 = \dfrac{m_1 m_2}{(m_1+m_2)^2}\sqrt{G\,(m_1+m_2)\,a\,(1-e^2)}$ — удельный угловой момент двойной системы.

При образовании околозвездного кольца в результате действия промежуточной моды обмена масс орбитальный период ТДС, как и ее радиус орбиты, уменьшается.

в) Джинсовская мода. Эта мода была рассмотрена нами ранее, при анализе изменений периодов ТДС. Джинсовская мода предполагает сферически — симметричное высокоскоростное истечение вещества из одной из компонент системы или высокоскоростное истечение вещества в виде двух противоположно направленных коллимированных выбросов-джетов из одной из компонент. В обоих случаях истекающая материя уносит из системы часть полного углового момента, пропорциональную орбитальному угловому моменту звезды, теряющей массу (в пренебрежении вращением звезд): $\Delta J_2 = \dfrac{m_1}{m_1+m_2} J_{\rm orb}$. Как было показано в ч. I монографии, в случае джинсовской моды имеется следующий интеграл движения:

$$(m_1+m_2)a(1-e^2) = \mathrm{const} \tag{727}$$

или, в случае круговой орбиты:

$$(m_1+m_2)a = \mathrm{const}. \tag{728}$$

Таким образом, в случае если реализуется джинсовская мода, радиус орбиты a при уменьшении массы истекающей звезды возрастает со временем. Если обозначить индексом «0» начальные значения a и (m_1+m_2), а индексом «f» — их конечные значения, то в случае джинсовской моды справедлива формула

$$\frac{a_f}{a_0} = \frac{(m_1+m_2)_0}{(m_1+m_2)_f}. \tag{729}$$

При этом соответствующее изменение (возрастание) орбитального периода описывается формулой

$$\frac{dP}{P} = -\frac{2d\,(m_1+m_2)}{m_1+m_2}. \tag{730}$$

С помощью этой формулы были оценены темпы потери масс для звезд WR в тесных двойных системах V 444 Cyg и Cyg X-3 по наблюдаемому удлинению их орбитальных периодов (см. выше):

$$\frac{d\,(m_1+m_2)}{dt} = -\frac{1}{2}\,\frac{(m_1+m_2)}{P}\cdot\frac{dP}{dt}. \qquad (731)$$

Важным частным случаем джинсовской моды является высокоскоростной выброс сферически-симметричной оболочки одной из звезд в ТДС за время, много меньшее орбитального периода: например, взрыв сверхновой или новой звезды в составе ТДС. В случае взрыва сверхновой скорость вещества оболочки порядка 10^4 км/с, что на два порядка больше, чем орбитальные скорости компонент ТДС, поэтому можно считать, что взрыв сверхновой происходит практически мгновенно в одной точке на орбите. Мгновенный взрыв приводит к сильным изменениям параметров ТДС, и если система остается гравитационно связанной, ее центр масс получает дополнительный импульс. В случае если происходит разрыв пары, обе компоненты системы становятся одиночными быстро летящими объектами со скоростями, близкими к их орбитальным скоростям в ТДС (Blaauw, 1961). Таково одно из объяснений феномена «убегающих» (runaway) OB-звезд. Рассмотрение взрыва сверхновой в ТДС очень важно для понимания природы рентгеновских двойных систем, где сформировались релятивистские объекты. Детальное изучение влияния механизма взрыва сверхновой на параметры ТДС и ее компонент проведено в работах (Blaauw, 1961, Boersma, 1961, Flannery and van den Heuvel, 1975, Wijers et al., 1992, Nomoto and Yamaoka, 1992). Предположим, что орбита ТДС круговая, и пренебрежем эффектом удара оболочки сверхновой о поверхность звезды спутника. При мгновенном выбросе массы из одной из компонент сила гравитационного притяжения звезд резко уменьшается, что делает орбиту сильно эллиптической, причем расстояние между компонентами в периастре новой орбиты остается равным радиусу орбиты перед взрывом a_0. Следуя работе (Flannery and van den Heuvel, 1975), обозначим относительную долю суммарной массы системы, оставшейся после взрыва одной из компонент, как

$$\mu_f = \frac{M_1^f + M_2^f}{M_1^0 + M_2^0},$$

где индексы «0» и «f» обозначают начальные и конечные значения. Примем величину a_0 за единицу и выразим результирующие значения большой полуоси системы a^f и орбитального периода P^f через их начальные значения a_0 и P_0:

$$a_f = \frac{a^f}{a_0}, \quad P_f = \frac{P^f}{P_0}.$$

Тогда результирующие значения большой полуоси орбиты системы, ее эксцентриситета и орбитального периода даются следующими выражениями (Flannery and van den Heuvel, 1992):

$$a_f = \frac{\mu_f}{2\mu_f - 1}, \qquad (732)$$

$$e_f = \frac{a_f - 1}{a_f} = \frac{1-\mu_f}{\mu_f}, \qquad (733)$$

$$P_f = \frac{\mu_f}{(2\mu_f - 1)^{3/2}}. \qquad (734)$$

Из выражений (732)–(734) следует, что когда суммарная относительная масса системы, оставшаяся после взрыва, $\mu_f < 0{,}5$, то $e_f > 1$ и $a_f < 0$, т. е. результирующая орбита становится гиперболической и происходит разрыв пары. Скорость центра масс результирующей ТДС V_g, оставшейся после взрыва компоненты 2 с начальной орбитальной скоростью V_2, выражается формулой

$$V_g = \frac{\Delta m V_2}{M_1^f + M_2^f}, \tag{735}$$

где Δm — абсолютная величина сброшенной массы при взрыве. При разрыве пары, когда

$$\Delta m = \frac{1}{2}\left(M_1^0 + M_2^0\right) = M_1^f + M_2^f,$$

величина $V_g = V_2$.

Важно подчеркнуть, что большая пространственная скорость центра масс двойной системы получается в результате сферически-симметричного взрыва сверхновой. В этом случае оболочка сверхновой уносит часть импульса взрывающейся звезды, который она имеет на орбите. В силу закона сохранения импульса, центр масс системы приобретает значительный импульс в противоположном направлении. Подробнее об этом см. обзор Постнова и Юнгельсона (Postnov and Yungelson, 2006).

Мы описали три основные моды потери вещества в ТДС: медленную моду, соответствующую консервативному обмену масс, промежуточную моду, связанную с образованием околозвездного газового кольца-диска, и джинсовскую моду, соответствующую высокоскоростному радиально симметричному истечению одной из компонент системы.

Рассмотрим еще две моды обмена масс в ТДС, важные при рассмотрении поздних стадий их эволюции: изотропное «переизлучение» (т. е. истечение вещества из одной компоненты после аккреции ею вещества, истекающего со второй звезды) и ситуацию с общей оболочкой.

г) Изотропное «переизлучение». В этом случае элемент массы dm_1, потерянный звездой 1, захватывается звездой 2 и затем выбрасывается изотропно с большой скоростью. Такая модель может реализоваться в случае, когда массивная звезда в ТДС истекает на компактный объект в тепловой шкале времени эволюции. В этом случае темп аккреции вещества компактным объектам столь велик, что его светимость превышает эддингтоновский предел, и возникающее мощное поле излучения приводит к выбрасыванию вещества из системы (случай объекта SS 433). Другие примеры: катаклизмические двойные с мощным ветром из аккреционных дисков, а также случай новых звезд, когда сбрасывается оболочка новой.

В этой моде обмена масс орбитальный угловой момент, уносимый с выброшенным веществом, определяется не орбитальным угловым моментом истекающей через точку L_1 звезды (с массой M_2), а орбитальным моментом аккрецирующей звезды с массой M_1. Соответствующая потеря орбитального углового момента записывается в виде (см. Postnov and Yungelson, 2006):

$$\dot{J}_{\rm orb} = \beta \frac{\dot{M}_2}{M_1} J_1, \tag{736}$$

где $J_1 = \dfrac{M_2}{M_1 + M_2} J_{\rm orb}$ — орбитальный угловой момент звезды M_1, β — доля выбрасываемой массы. Здесь мы пренебрегаем вращательным угловым моментом звезды и аккреционного диска. В частном случае, когда вся масса, полученная аккрецирующей звездой с массой M_1, выбрасывается из системы, $\beta = 1$ и из уравнения (736) следует:

$$\frac{\dot{J}_{\rm orb}}{J_{\rm orb}} = \frac{\dot{M}_2 M_2}{M_1 (M_1 + M_2)}. \tag{737}$$

В обзоре (Postnov and Yungelson, 2006) приведено дифференциальное уравнение, связывающее изменение радиуса круговой орбиты с темпом потери массы одной из компонент ТДС и изменением ее орбитального углового момента, обусловленного потерей углового момента системой (спин-орбитальным взаимодействием пренебрегается):

$$\frac{\dot{a}}{a} = -2\left[1 + (\beta - 1)\frac{M_2}{M_1} - \frac{\beta}{2}\frac{M_2}{M_1 + M_2}\right]\frac{\dot{M}_2}{M_2} + 2\frac{\dot{J}_{\rm orb}}{J_{\rm orb}}. \tag{738}$$

Это уравнение получено дифференцированием по времени уравнения, описывающего закон сохранения орбитального углового момента ТДС. Здесь $\dot{M}_2 < 0$ (звезда с массой M_2 теряет массу), $0 \leqslant \beta \lesssim 1$ — доля выброшенной массы, которая покидает систему (остаток выпадает на звезду с массой M_1, т.е. $\dot{M}_1 = -(1-\beta)\dot{M}_2 \geqslant 0$). Обмен масс в ТДС является консервативным, когда $\beta = 0$ и $\dot{J}_{\rm orb} = 0$. Если хотя бы одно из этих равенств нарушается, то обмен масс в ТДС неконсервативен.

Подстановка формулы (737) в уравнение (738) и интегрирование этого уравнения дают следующую формулу для изменения радиуса орбиты ТДС (Postnov and Yungelson, 2006):

$$\frac{a_f}{a_0} = \frac{(M_1 + M_2)_0}{(M_1 + M_2)_f} \cdot \frac{M_2^0}{M_2^f}\exp\left(-2\frac{M_2^0 - M_2^f}{M_1}\right). \tag{739}$$

Следует подчеркнуть, что наличие экспоненциального множителя делает эту моду обмена масс очень чувствительной к отношению масс компонент. Когда $M_1/M_2 \ll 1$, радиус орбиты a может уменьшаться столь сильно, что аппроксимация звезд материальными точками становится уже неприменимой. Из-за действия приливной орбитальной нестабильности (нестабильности Дарвина, см. Bagot, 1996) компактная звезда M_1 может проникнуть в тело нормальной звезды M_2 и начать движение по спирали к ее центру, что приводит к формированию двойной системы с общей оболочкой.

д) Стадия с общей оболочкой. Это очень важная стадия эволюции ТДС (Paczynski, 1976, Ostriker, 1976). Подробные обзоры по проблемам, связанным с формированием общей оболочки в ТДС можно найти, например, в работах (Iben and Livio, 1993, Taam and Sandquist 2000, см. также обзор: Postnov and Yungelson, 2006).

Общая оболочка формируется в ТДС в тех случаях, когда перенос масс от одной компоненты к другой очень интенсивен, и звезда-аккретор не успевает присоединить к себе все аккрецируемое вещество. Имеются многочисленные наблюдательные свидетельства того, что некоторые типы ТДС прошли через стадию с общей оболочкой. Среди таких систем можно отметить катаклизмические двойные, ТДС-ядра планетарных туманностей, транзиентные рентгеновские двойные, маломассивные рентгеновские двойные системы разных типов. Предполагаемые радиусы звезд — производителей релятивистских объектов должны быть в 100–1000 солнечных радиусов, что много больше, чем наблюдаемые значения радиусов орбит перечисленных систем. Это свидетельствует о сильном уменьшении орбитальных угловых моментов этих ТДС на стадии эволюции с общей оболочкой. Недавно были получены дополнительные свидетельства того, что предкатаклизмическая двойная система V471Tau прошла стадию с общей оболочкой: по рентгеновским наблюдениям с борта орбитальной обсерватории «Chandra» было найдено аномальное содержание элементов C/N в атмосфере спутника звезды-карлика KV (Drake and Sarna, 2003).

Высокий темп обмена масс при перетекании вещества на компактный объект в ТДС реализуется тогда, когда нормальная звезда отходит от главной последовательности и формирует глубокую конвективную оболочку (в случае звезд малых и умеренных масс). Конвекция в недрах звезды обусловливает постоянство энтропии вдоль ее радиуса. Поэтому радиальная структура конвективной звездной оболочки может быть хорошо описана политропным уравнением состояния

$$P = K\rho^{1+1/n}$$

с индексом политропы $n = 3/2$ (показатель адиабаты $\gamma = 1 + 1/n = 5/3$). Как известно, политропное уравнение состояние с $\gamma = 5/3$ (нерелятивистское вырождение) хорошо описывает структуру вырожденных белых карликов с умеренными массами, не слишком близкими к чандрасекаровскому пределу. Во всех этих случаях следствием гидростатического равновесия таких звезд является хорошо известная обратная зависимость масса–радиус: $R \sim M^{-1/3}$. Потеря массы такой звездой при заполнении ею своей полости Роша в ТДС приводит к возрастанию радиуса звезды. В то же время, во время консервативного обмена масс при перетекании вещества от более массивной к менее массивной компоненте радиус орбиты, а следовательно, и абсолютные размеры полости Роша истекающей звезды уменьшаются. Все это приводит к усилению темпа обмена масс, к его неустойчивости и, в конечном счете к формированию общей оболочки в системе. Критическое значение отношения масс компонент, при котором начинается неустойчивый процесс обмена масс при заполнении звездой своей полости Роша, зависит от специфики внутреннего строения звезды. Как правило, обмен масс неустойчив, если истекающая звезда, заполняющая свою полость Роша, имеет глубокую конвективную оболочку, а отношение масс компонент не сильно отличается от единицы.

Другие примеры формирования общей оболочки — это прямое проникновение компактной звезды во внешние плотные слои оболочки спутника — нормальной звезды, вызванное проявлением орбитальной дарвиновской приливной неустойчивости (Counselman, 1973, Bagot, 1996); заполнение белым карликом своей полости Роша при отношении масс в ТДС, близком к единице; нестабильное термоядерное горение во внешних слоях аккрецирующего белого карлика в ТДС; проникновение релятивистского объекта в тело звезды-спутника в ТДС после взрыва сверхновой и формирования сильно эллиптической орбиты с расстоянием в периастре $a_f(1-e)$, меньшим, чем радиус спутника и т. п.

Строгой теории движения компонент ТДС в общей оболочке не существует. Обычно применяются упрощенные модели (см., например, de Kool, 1990, Webbink, 1984). Орбитальная эволюция компактной звезды с массой m внутри оболочки нормальной звезды с массой M_1 обусловлена в основном не лобовым сопротивлением среды, а торможением из-за динамического трения. В этом случае гравитационное поле движущегося в среде оболочки компактного объекта искривляет траектории движения частиц среды, что и приводит к появлению тормозящей силы. Это приводит к движению компактного объекта по спиральной траектории с уменьшающимся текущим радиусом (spiral-in process). Если потерянную при этом кинетическую энергию орбитального движения обозначить $\Delta E_{\rm orb}$, а полную энергию связи оболочки с двойной системой — через $E_{\rm bind}$, то можно записать:

$$E_{\rm bind} = \alpha_{\rm ce}\Delta E_{\rm orb}, \tag{740}$$

где параметр $\alpha_{\rm ce}$ определяет эффективность отделения оболочки звезды-донора за счет передачи ей орбитальной энергии компактного объекта. Когда оболочка звезды с массой M_1 полностью преобразуется в общую оболочку системы, на месте этой звезды останется ее ядро с массой M_c. Энергетическое условие (740) может быть переписано в виде:

$$\frac{GM_1\,(M_1 - M_c)}{\lambda R_{\rm Roche}} = \alpha_{\rm ce}\left(\frac{GmM_c}{2a_f} - \frac{GmM_1}{2a_0}\right), \tag{741}$$

где a_0 и a_f — начальный и конечный радиус орбиты, λ — численный коэффициент, зависящий от структуры оболочки звезды-донора с массой M_1, $R_{\rm Roche}$ — средний радиус полости Роша нормальной звезды-донора (см., например, Eggleton, 1983):

$$R_{\text{Roche}} = \frac{0{,}49q^{2/3}}{0{,}6q^{2/3} + \ln\left(1 + q^{1/3}\right)}, \quad 0 < q < \infty, \tag{742}$$

где q — отношение масс: $q = M_1/m$.

Из уравнения (741) можно найти (Postnov and Yungelson, 2006):

$$\frac{a_f}{a_0} = \frac{M_c}{M_1}\left(1 + \frac{2a_0}{\lambda\alpha_{\text{ce}}R_{\text{Roche}}}\frac{M_1 - M_c}{m}\right)^{-1} \lesssim \frac{M_c}{M_1}\frac{M_c}{\Delta M}, \tag{743}$$

где $\Delta M = M_1 - M_c$ — масса отделившейся оболочки. Масса гелиевого ядра M_c для массивной звезды может быть аппроксимирована формулой (Тутуков и Юнгельсон, 1973)

$$M_{\text{He}} \approx 0{,}1\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{1{,}4}. \tag{744}$$

Как следует из формулы (743), радиус орбиты ТДС за время стадии с общей оболочкой (порядка сотен лет) может уменьшиться в 100 и более раз.

Формула (743) зависит от двух параметров: λ, характеризующего энергию связи между оболочкой звезды-донора и ее ядром перед началом обмена масс в ТДС, и α_{ce}, который характеризует эффективность отделения оболочки донора и формирования общей оболочки системы (см. формулу (740)). Численные эксперименты с проэволюционировавшими звездами-гигантами с массами 3–$10M_\odot$ (Dewi and Tauris, 2000) показали, что величина параметра $\lambda = 0{,}2$–$0{,}8$, хотя для звезд асимптотической ветви гигантов величина λ может достигать значения $\lambda \simeq 5$. Для более массивных звезд ($\geqslant 20M_\odot$) параметр λ лежит в интервале $\lambda = 0{,}01$–$0{,}05$ (Podsiadlowski et al., 2003). Результаты гидродинамических расчетов (Rasio and Livio, 1996) показывают, что значение параметра $\alpha_{\text{ce}} \simeq 1$, хотя другие авторы (Sandquist et al., 2000) дают более широкий диапазон значений α_{ce}.

Мы рассмотрели различные моды обмена масс в ТДС, когда движущей силой ее эволюции является ядерная эволюция одной из компонент. Как уже отмечалось, в случае маломассивных ТДС ядерной эволюцией звезд можно пренебречь, и в данном случае движущей силой эволюции ТДС является потеря системой углового момента. Поэтому рассмотрим еще две моды эволюции ТДС.

е) Эволюция ТДС под влиянием магнитного звездного ветра. Этот механизм эффективен для звезд главной последовательности спектральных классов G–M с конвективными оболочками, т. е. для звезд с массами $0{,}3$–$1{,}5M_\odot$. Верхний предел массы соответствует отсутствию конвективной оболочки у звезды, нижний — соответствует полностью конвективной звезде. В обоих случаях механизм динамо, генерирующий магнитное поле звезды и ее усиленную магнитную активность, как принято считать, является неэффективным. Как было отмечено Шацманом (Schatsman, 1962), при наличии магнитного поля звездный ветер звезды может находиться в коротации со звездой на больших расстояниях от нее, унося значительную долю ее удельного вращательного углового момента. При этом сбрасывается значительный угловой момент даже при слабом звездном ветре, не имеющем значения для эволюции звезды. Концепция торможения звездным ветром основывается на эмпирическом законе Скуманича (Skumanich, 1972), описывающем зависимость линейной экваториальной скорости вращения V_{rot} G-карликов в звездных скоплениях от их возраста t. Эта скорость вращения обратно пропорциональна корню квадратному из возраста звезды:

$$V_{\text{rot}} \sim t^{-1/2}. \tag{745}$$

Применяя этот закон к звездам-компонентам ТДС, и предполагая, что приливное взаимодействие между звездами в ТДС выравнивает осевое и орбитальное вращение компонент, можно получить выражение для темпа потери углового момента маломассивной рентгеновской двойной системой через посредство магнитного звездного ветра (Verbunt and Zwaan, 1981, Postnov and Yungelson, 2006):

$$\frac{\dot{J}_{MSW}}{J_{\rm orb}} \sim -\frac{R_0^4}{M_c}\frac{GM^2}{a^5}, \tag{746}$$

где R_0 — радиус оптической звезды, M_c — масса компактного объекта, $M = M_0 + M_c$ — полная масса системы, a — радиус орбиты. Если звезда заполняет свою полость Роша, то $R_0 \sim a$. Отсюда следует, что характерное время уноса углового момента из системы магнитным звездным ветром

$$\tau_{MSW} = \left(\frac{\dot{J}_{MSW}}{J_{\rm orb}}\right)^{-1} \sim a. \tag{747}$$

Для случая потери углового момента из ТДС посредством излучения гравитационных волн (см. ниже), соответствующее характерное время

$$\tau_{GW} \sim a^4. \tag{748}$$

Поэтому магнитный звездный ветер, если он действует, более эффективен при торможении систем с относительно большими радиусами орбит (и, следовательно, большими орбитальными периодами). При малых радиусах орбит и орбитальных периодах доминирует торможение системы излучением гравитационных волн. Торможение магнитным звездным ветром особенно важно для катаклизмических двойных систем и маломассивных рентгеновских двойных с орбитальными периодами более нескольких часов и является механизмом, обусловливающим перенос масс и аккрецию вещества компактным объектом.

Следует отметить, что в последнее время появились работы (см., например, Politano and Weiler 2006), в которых дискутируется обоснованность применения закона Скуманича, описывающего вращение одиночных звезд, к описанию эволюции ТДС; в частности, приводятся аргументы в пользу того, что реальное торможение магнитным звездным ветром в компактных двойных системах может быть значительно слабее, чем это следует из закона Скуманича.

ж) Эволюция ТДС под влиянием излучения гравитационных волн. Эта мода эволюции ТДС очень важна для наиболее короткопериодических ($P < 3^{\rm h}$) ТДС. В случае круговой орбиты потеря энергии орбиты ТДС, обусловленная излучением ею потока гравитационных волн, описывается формулой (Ландау и Лифшиц, 1958)

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32}{5}\frac{G^4}{c^5}\frac{M_1^2M_2^2\,(M_1+M_2)}{a^5}, \tag{749}$$

где a — радиус орбиты, M_1, M_2 — массы компонент.

Формула (749) с использованием 3-го закона Кеплера может быть переписана в виде (Postnov and Yungelson, 2006):

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32}{5}\frac{G^{7/3}}{c^5}\left(M_{\rm Chirp}\pi f\right)^{10/3}, \tag{750}$$

где $M_{\rm Chirp} = \left(\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}\right)^{3/5}(M_1+M_2)^{2/5}$, $f = \frac{\omega}{\pi}$ — линейная частота излучаемой гравитационной волны ($\omega = 2\pi/P$), равная удвоенной линейной частоте орбитального движения с периодом P.

Поскольку энергия и угловой момент непрерывно уносятся из ТДС потоком гравитационных волн, обе компоненты ТДС сближаются друг с другом, при этом их орбитальная круговая частота ω возрастает. Частота $f=\omega/\pi$ и амплитуда гравитационных волн также возрастают со временем. Темп изменения частоты f описывается формулой (Postnov and Yungelson, 2006)

$$\frac{df}{dt}=\frac{96}{5}\frac{G^{5/3}}{c^5}\pi^{8/3}M_{\text{Chirp}}^{5/3}f^{11/3}. \tag{751}$$

Радиус орбиты a ТДС непрерывно уменьшается со временем, и в итоге происходит слияние компонент. Характерное время такого слияния (Postnov and Yungelson, 2006):

$$t_0=\frac{5c^5}{256}\frac{(P_0/2\pi)^{8/3}}{(GM_{\text{Chirp}})^{5/3}}\approx\left(9{,}8\cdot10^6\,\text{лет}\right)\left(\frac{P_0}{1\,\text{час}}\right)^{8/3}\left(\frac{M_{\text{Chirp}}}{M_\odot}\right)^{-5/3}, \tag{752}$$

где P_0 — начальный период системы.

В маломассивных ТДС (катаклизмические двойные, рентгеновские двойные с маломассивными спутниками) оптическая звезда малой массы заполняет свою полость Роша и, в случае $P<3^{\text{h}}$, система эволюционирует под влиянием двух факторов: обмена масс и излучения гравитационных волн. Поскольку перетекание вещества происходит от менее массивной к более массивной компоненте (белый карлик, нейтронная звезда, черная дыра), обмен масс, стремится увеличить радиус орбиты системы a. В то же время, излучение системой потока гравитационных волн стремится уменьшить a. В результате действия этих двух конкурирующих факторов радиус орбиты системы описывается следующим уравнением (Юнгельсон и Масевич, 1982):

$$\frac{da}{dt}=\frac{2a}{M_1M_2}\left(M_2-M_1\right)\frac{dM_2}{dt}-\frac{64G^3}{5c^5a^3}M_1M_2\left(M_1+M_2\right), \tag{753}$$

где первый член описывает обмен масс (перетекание вещества с менее массивной оптической звезды с массой M_2, заполняющей свою полость Роша), а второй — унос энергии и углового момента из системы за счет излучения потока гравитационных волн. В случае если масса менее массивной звезды M_2 меньше $0{,}7M_\odot$, ее ядерной эволюцией можно пренебречь. Если теряющая массу менее массивная звезда является невырожденной водородно-гелиевой, то при $P<3^{\text{h}}$ эффект излучения системой потока гравитационных волн доминирует, и радиус орбиты медленно уменьшается со временем. Обмен масс в ТДС может быть значительно усилен, если теряющая массу звезда вырождена (например, белый карлик). Поскольку радиус вырожденной звезды возрастает с уменьшением массы ($R\sim M^{-1/3}$), обмен масс в такой системе носит ускоренный характер. Если отношение масс компонент достаточно велико, $q=M_2/M_1\gtrsim0{,}83$, обмен масс в такой системе происходит в динамической шкале времени эволюции, и вырожденная звезда, заполняющая свою полость Роша, полностью перетекает на спутник за очень короткое (динамическое) время, порядка нескольких орбитальных периодов. В этом случае вокруг спутника формируется массивный диск. Если спутник был вырожденной звездой, результирующая масса диска и звезды может превысить $1{,}4M_\odot$ — чандрасекаровский предел для гелиевого белого карлика, что может привести к взрыву сверхновой типа Ia (Ибен и Тутуков, 1984).

3. Эволюция звезд

Эволюция звезды в ТДС определяется изменением абсолютных размеров ее полости Роша и изменением радиуса звезды. Выше мы изучили причины изменения радиуса орбиты ТДС и абсолютных размеров полости Роша. Рассмотрим теперь эволюцию звезд и изучим причины изменения их радиусов со временем.

Принято считать, что если звезда лежит внутри своей полости Роша и далека от ее заполнения, она эволюционирует как одиночная звезда. Мы не рассматриваем пока эволюцию звезды в ТДС, обусловленную сильным перемешиванием вещества, что может быть стимулировано ее быстрым осевым вращением (см. ниже). Эволюция одиночных звезд к настоящему времени хорошо разработана (см., например, Масевич и Тутуков, 1988, Бисноватый-Коган, 1989, Шапиро и Тьюколски, 1985).

После образования звезды из газопылевого облака, в зависимости от ее начальной массы и химического состава звезда «садится» на определенную точку главной последовательности диаграммы Герцшпрунга–Рессела (Г–Р-диаграммы). На стадии главной последовательности в центральных частях звезды идут термоядерные реакции превращения водорода в гелий. Для маломассивных звезд ($M \lesssim 1{,}5M_\odot$) это в основном реакции протон-протонного цикла, для звезд умеренных и больших масс — углеродно-азотный цикл. Поскольку реакции протон-протонного цикла сравнительно не сильно зависят от температуры (эффективность энерговыделения $\varepsilon \sim \mathrm{T}^4$), а реакции углеродно-азотного цикла очень сильно от нее зависят ($\varepsilon \sim T^{12}$), маломассивные звезды имеют лучистое ядро и конвективную оболочку (ввиду сильной непрозрачности ее вещества), а массивные наоборот — конвективное ядро и лучистую оболочку. Стадия главной последовательности — самая продолжительная из всех стационарных стадий эволюции звезды.

По мере выгорания водорода в термоядерных реакциях, в центре звезды нарастает неоднородность химического состава (возрастает относительное обилие гелия), а также растет температура. Так проявляется отрицательная теплоемкость звезды: чем больше она излучает энергии, тем сильнее повышается температура вещества в ее центральных частях. Это связано с тем, что для стационарной невырожденной звезды справедлива теорема вириала, которая доказывается путем усреднения уравнения гидростатического равновесия для звезды:

$$2E_T + U = 0, \tag{754}$$

где E_T — тепловая, U — потенциальная энергия звезды (гравитационная энергия связи). Выражение (754) справедливо для невращающейся сферической звезды, состоящей из идеального одноатомного газа, для которого показатель адиабаты $\gamma = c_p/c_v = 5/3$. Приближение идеального одноатомного газа хорошо применимо для вещества невырожденных водородно-гелиевых звезд, т. е. для подавляющего большинства нормальных звезд. Для произвольного показателя γ теорема вириала записывается в виде (см., например, Cox and Giuli, 1968):

$$3(\gamma - 1)E_T + U = 0. \tag{755}$$

Тепловая энергия для идеального газа выражается в виде:

$$E_T = \frac{1}{\gamma - 1} nkT, \tag{756}$$

где n — концентрация частиц, T — температура, k — постоянная Больцмана. В случае $\gamma = 5/3$, $E_T = (3/2)nkT$. Потенциальная энергия гравитирующей сферической невращающейся звезды равна

$$U = -\alpha \frac{GM^2}{R}, \tag{757}$$

где M и R — масса и радиус звезды, G — постоянная тяготения, α — коэффициент пропорциональности, близкий к единице, численное значение которого зависит от распределения плотности вещества в теле звезды.

Из выражения (754) имеем:

$$E_T = -\frac{1}{2}\,U. \tag{758}$$

Это означает, что если невырожденная звезда стационарна, то ее равновесие устанавливается так, что запас тепловой энергии в звезде по абсолютной величине в два раза меньше запаса потенциальной энергии. То есть звезда «сидит» в глубокой потенциальной яме и потому она устойчива. В случае невырожденной звезды, если в ее центральных частях происходит случайное увеличение температуры газа, давление $P = nkT$ повышается, элемент объема газа расширяется, совершает работу против сил гравитации, охлаждается и под влиянием давления окружающего газа, сжимается к прежнему состоянию. Забегая вперед, отметим, что если звезда состоит из вырожденного вещества, давление которого $P \sim \rho^{\gamma}$ не зависит от температуры, ядерные реакции в ее центре могут испытывать неустойчивость: малое изменение температуры в центральных частях такой звезды не приводит к расширению элемента объема газа, его температура из-за усиленного выделения энергии в ядерных реакциях возрастает, что может, при определенных условиях, привести к ядерному взрыву звезды и к явлению вспышки сверхновой типа Ia. Запишем выражение для полной энергии звезды:

$$E = E_T + U.$$

Поскольку, как следует из теоремы вириала (см. формулу (754)),

$$U = -2E_T,$$

то имеем

$$E = -E_T. \tag{759}$$

Таким образом, полная энергия невырожденной звезды равна ее тепловой энергии, взятой с обратным знаком. Следовательно, уменьшение полной энергии звезды (например, посредством излучения с ее поверхности) приводит к увеличению ее тепловой энергии, т. е., в случае идеального газа, к увеличению температуры.

Физически, это означает следующее. Звезда, излучая, теряет энергию и медленно сжимается. При сжатии потенциальная энергия звезды превращается в кинетическую энергию падения слоев звезды и, в конечном счете, в тепловую энергию. Поскольку в стационарной невырожденной звезде запас потенциальной энергии по модулю вдвое больше теплой, тепловая энергия, выделяющаяся при сжатии звезды, вдвое больше, чем энергия, потерянная звездой в виде излучения. Это и приводит к возрастанию температуры в недрах звезды в процессе потери энергии звездой посредством излучения. В этом состоит суть феномена отрицательной теплоемкости звезды.

Здесь уместно вспомнить задачу о падении искусственного спутника на Землю: из-за потерь энергии на трение в земной атмосфере спутник по спирали приближается к Земле, при этом его скорость, а следовательно и кинетическая энергия, не убывает, а растет, несмотря на потери из-за трения. Здесь, как и в случае звезды, энергетические потери спутника из-за трения с лихвой компенсируются энергией, которая черпается из потенциальной энергии гравитационного поля.

Пользуясь теоремой вириала (754), можно посчитать полную энергию ТДС как сумму потенциальной гравитационной энергии связи и кинетической энергии орбитального движения компонент (см., например, Postnov and Yungelson, 2006):

$$E = \frac{M_1\mathbf{V}_1^2}{2} + \frac{M_2\mathbf{V}_2^2}{2} - \frac{GM_1M_2}{r} = -\frac{GM_1M_2}{2a}, \tag{760}$$

где M_1, M_2 — массы звезд, $\mathbf{V}_1$, $\mathbf{V}_2$ — векторы их орбитальных скоростей, r — текущее расстояние между звездами, a — большая полуось относительной орбиты: $a = a_1 + a_2$ (a_1, a_2 — большие полуоси абсолютных орбит компонент). Напомним также, что орбитальный угловой момент ТДС выражается формулой

$$J^2 = G\frac{m_1^2 m_2^2}{m_1 + m_2} a\left(1 - e^2\right). \tag{761}$$

Благодаря отрицательной теплоемкости в недрах звезды осуществляется непрерывный термоядерный синтез химических элементов, поскольку температура ее недр медленно, но неуклонно повышается. Например, реакция преобразования водорода в гелий в центре Солнца идет при температуре около 14 миллионов градусов. Когда через 4 миллиарда лет в центре Солнца водород весь превратится в гелий, для дальнейшего синтеза атомов углерода из атомов гелия потребуется значительно более высокая температура, около 100 миллионов градусов (электрический заряд ядер гелия вдвое больше, чем ядер водорода, и чтобы сблизить ядра гелия на расстояние $\sim 10^{-13}$ см требуется гораздо большая температура). Именно такая температура может быть обеспечена благодаря отрицательной теплоемкости Солнца к моменту зажигания в его недрах термоядерной реакции превращения гелия в углерод (реакция тройного столкновения α-частиц).

Впрочем, если масса звезды невелика (масса ее ядра, затронутого термоядерными превращениями, менее $1{,}4 M_\odot$), термоядерный синтез химических элементов может прекратиться из-за вырождения электронного газа в ядре звезды. Давление вырожденного газа зависит от плотности, но не зависит от температуры, поскольку энергия квантовых движений электронов много больше энергии их теплового движения. Высокое давление вырожденного электронного газа, обусловленное квантовыми, а не тепловыми движениями электронов, эффективно противодействует силам гравитационного сжатия. Поскольку давление вырожденного вещества не зависит от температуры, потеря энергии вырожденной звездой в виде излучения не приводит к сжатию ее ядра. Поэтому гравитационная энергия не выделяется в виде добавочного тепла. Таким образом, температура в эволюционирующем вырожденном ядре звезды не растет, что приводит к прерыванию цепочки термоядерных реакций.

Рассмотрим теперь четыре характерные времени эволюции звезды.

1. *Динамическое время.* Когда по какой-либо причине гидростатическое равновесие в звезде нарушено (например, ввиду очень сильной потери массы звездой или из-за значительной переменной приливной деформации звезды на сильно эллиптической орбите в ТДС), звезда стремится восстановить свое гидростатическое равновесие в так называемой динамической шкале времени (или, как еще говорят, в пульсационной шкале времени). Характерное время динамической шкалы — это время прохождения звуковой волны вдоль радиуса звезды. С такой скоростью передаются перепады давления в теле звезды.

Как уже отмечалось в ч. I (см. Зельдович и Новиков, 1967), динамическое время для звезды с массой M

$$t_H \simeq 10^3 \frac{M}{M_\odot}\ \text{с}. \tag{762}$$

Если под динамическим временем понимать характерное время пульсаций звезды (см. Shore et al., 1994), то динамическое время

$$t_H \simeq 50\left(\frac{\overline{\rho}_\odot}{\overline{\rho}}\right)^{1/2}\ \text{мин}, \tag{763}$$

где $\overline{\rho}_\odot = 1{,}4\ \text{г}/\text{см}^3$ — средняя плотность Солнца, $\overline{\rho}$ — средняя плотность звезды.

Динамическое время для звезд очень короткое: для Солнца, согласно формулам (762), (763) $t_H^{\odot} \simeq 17$–50 минут, а для массивных звезд главной последовательности (с массами в десятки солнечных) t_H порядка суток. Это означает, что если звезда движется в ТДС по эллиптической орбите, ее форма практически мгновенно отслеживает соответствующие изменения приливных сил.

2. *Тепловое время* (*или*, *как его еще называют*, *время Кельвина–Гельмгольца*). Если тепловое равновесие в звезде нарушено (например, из-за значительной потери массы звездой, быстрой смены источников термоядерного горения в центре), она стремиться восстановить это равновесие в тепловой шкале времени эволюции. Характерное время восстановления теплового равновесия в звезде определяется временем, которое необходимо затратить, чтобы излучить всю ее тепловую энергию (которая, по теореме вириала, порядка модуля гравитационной энергии звезды GM^2/R) при заданной светимости звезды L

$$t_{\text{тепл}} \simeq t_{\text{кельвин}} \simeq \frac{GM^2}{RL} \simeq \frac{3 \cdot 10^7}{(M/M_{\odot})^2} \text{ лет.} \tag{764}$$

В выражении (764) приняты во внимание средние зависимости масса–светимость и масса–радиус для звезд главной последовательности: $L \sim M^3$ и $R \sim M$. Для звезд разных масс $t_{\text{тепл}}$ составляет от $\sim 10^9$ до $\sim 10^4$ лет и оно много больше (в миллионы и миллиарды раз), чем динамическое время.

3. *Ядерное время* (*время ядерной эволюции звезды*). Это время, за которое в процессе эволюции истощаются источники ядерной энергии в звезде (запасы которых пропорциональны ее массе M) при данной светимости звезды L. Ядерное время $t_{\text{ядерн}}$ легко оценивается по формуле

$$t_{\text{ядерн}} = \frac{Mc^2 \cdot k \cdot \eta}{L}, \tag{765}$$

где k — доля массы звезды, затронутой термоядерными реакциями (обычно принимают $k = 0{,}1$), η — калорийность термоядерной реакции. Реакция ядерного горения водорода и превращения его в гелий наиболее калорийная: $\eta = 0{,}007mc^2$. Выделение энергии на грамм при ядерном горении гелия и превращения его в углерод примерно на порядок меньше, чем при горении водорода (см., например, Бисноватый-Коган, 1989).

С использованием соответствующих зависимостей масса–светимость для звезд можно получить следующие аппроксимационные формулы для времени ядерной эволюции (см., например, Shore et al., 1994):

$$t_{\text{ядерн}} \simeq \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^{2,5}} \text{ лет} \tag{766}$$

для $M > 1M_{\odot}$ и

$$t_{\text{ядерн}} \simeq \frac{10^{10}}{(M/M_{\odot})^{2}} \text{ лет} \tag{767}$$

для $M \leqslant 1M_{\odot}$.

Видно, что время ядерной эволюции гидростатически равновесной звезды наиболее продолжительное, оно почти на 3 порядка длиннее, чем тепловое время. Следует отметить, что для звезды, не находящейся в гидростатическом равновесии (например, при взрыве сверхновой) ядерное время может быть короче не только тепловой, но и динамической шкалы.

4. *Время изменения массы звезды.* Это время характеризует изменение массы звезды, связанное с интенсивной потерей или аккрецией ею вещества. Его можно определить как (см., например, Масевич и Тутуков, 1988)

$$t_M = \frac{M}{|\dot{M}|}, \tag{768}$$

где $\dot{M}$ — темп потери или аккреции массы звездой.

Время t_M короче времени ядерной эволюции звезды $t_{\text{ядер}}$ для наиболее массивных звезд главной последовательности и звезд Вольфа–Райе, а также таких нестационарных объектов, как голубые переменные высокой светимости (LBV-объекты).

Физические основы теории эволюции одиночных звезд к настоящему времени хорошо разработаны (см., например, монографию Бисноватого-Когана, 1989 и ссылки в ней). В общих чертах ясна эволюционная картина ядерной эволюции звезд, начиная с главной последовательности и кончая образованием белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры. В то же время, имеет место значительная неопределенность ряда физических основ теории эволюции звезд, таких как конвекция, полуконвекция, перемешивание, скорость ядерных реакций при низких энергиях и т. п. Особо следует сказать о полуконвекции и проникающей конвекции в недрах звезд. Эти эффекты важны для массивных ($M > 10M_\odot$) звезд. В этом случае нарастание химической неоднородности в ядре звезды в процессе ее эволюции приводит к появлению над конвективным ядром зоны с очень малым превышением лучистого градиента температуры $\dfrac{d\ln T}{d\ln P}$ над адиабатическим $\left(\dfrac{d\ln T}{d\ln P}\right)_S$. Эта зона называется полуконвективной.

Появление этой зоны в массивных звездах связано с увеличением роли лучистого давления, которое уменьшает адиабатический градиент температуры, по сравнению с чисто газовым случаем. Кроме того, уменьшение молекулярного веса вещества наружу в полуконвективной зоне стабилизирует конвективную неустойчивость. Подобная стабилизация наступает при ядерном горении водорода в центральных частях массивных звезд (см., например, Надежин, 1966). Примерное равенство адиабатического и лучистого градиентов температуры в полуконвективной зоне, а также близость этой зоны к конвективному ядру приводят к значительным неопределенностям в расчетах параметров звезды. Поскольку нет единого мнения о критериях конвективной устойчивости в химически неоднородной среде, в настоящее время используются два критерия: критерий Шварцшильда (неоднородностью молекулярного веса пренебрегается) и критерий Леду (учитывается роль неоднородности молекулярного веса вещества). Выбор между этими критериями определяет характер перемешивания вещества между ядром звезды и полуконвективной зоной. Расчеты по разным критериям приводят к неопределенностям в пределах $\sim 10\,\%$ на стадии горения водорода и к существенно большим различиям на более поздних стадиях эволюции массивной звезды.

В частности, в случае звезд с массами $10M_\odot \leqslant M \leqslant 40M_\odot$ на стадии горения гелия в ядре в случае критерия Леду гелий в основном сгорает, когда звезда является красным сверхгигантом с $T_{\text{ef}} \leqslant 5000$ К, а в случае критерия Шварцшильда основное время горения гелия в ядре массивная звезда проводит в области голубых сверхгигантов с $T_{\text{ef}} \geqslant 10^4$ К. В очень массивных звездах с $M \geqslant 40M_\odot$ гелий в ядре всегда сгорает в области красных сверхгигантов, и выбор критерия конвективной устойчивости оказывается несущественным. Однако в этом случае становится существенной эволюционная потеря вещества звездой в виде интенсивного звездного ветра.

Кроме того, конвективные элементы по инерции могут проникать в область устойчивости, увеличивая зону перемешивания (см., например, Maeder, 1975, Shaviv and Salpeter, 1973). Однако глубина проникновения сильно зависит от модели проникающей конвекции (Stothers and Chin, 1985).

Результаты расчетов эволюции звезд представляются обычно в виде треков на Г–Р-диаграмме. Для звезд с $M \geqslant 0{,}8$, время ядерной эволюции которых меньше возраста Вселенной, не имеет место вырождение на стадии главной последовательности. Эволюция звезды сопровождается ростом ее центральной плотности и температуры. У маломассивных звезд с $M \lesssim 2{,}25M_\odot$ вырожденным оказывается уже гелиевое ядро, образующееся после выгорания водорода в центре и ухода с главной последовательности. В случае звезд промежуточных масс $2{,}25M_\odot < M \leqslant 8M_\odot$, гелиевое ядро, не достигает вырождения, но вырожденным является углеродное ядро, образующееся после выгорания гелия. В звездах с $M = (8–10)M_\odot$ вырождение наступает на стадии кислородно-неоно-магниевого ядра. В массивных звездах с $M > 13M_\odot$ вырождение наступает только на последних стадиях эволюции, когда нейтринная светимость звезды велика, больше ее оптической светимости.

Когда в звездах малой массы с $M \leqslant 2{,}25M_\odot$ образуется вырожденное гелиевое ядро, начало ядерного горения гелия в данном случае происходит в виде тепловой вспышки. Это является следствием тепловой неустойчивости ядерного горения в вырожденном веществе (см. выше): в вырожденном веществе рост температуры почти не сопровождается ростом давления. В результате тепловой вспышки и повышения температуры в гелиевом ядре снимается вырождение: ядро становится невырожденным. Наступает новая спокойная фаза эволюции звезды с дальнейшим горением гелия в ядре. Эта стадия проходит качественно так же, как и у звезд промежуточных масс $2{,}25M_\odot \leqslant M \leqslant\sim 8M_\odot$. У этих звезд вырождение наступает после формирования углеродного ядра и двух слоевых источников: гелиевого и водородного. Все эти звезды на Г–Р-диаграмме в среднем двигаются по одному треку, называемому конвергентным — это звезды асимптотической ветви гигантов. Эволюция звезды вдоль конвергентного трека сопровождается потерей массы, что ведет к образованию белого карлика из вырожденного углеродного ядра. Непосредственно перед образованием белого карлика происходит сброс остальной оболочки звезды и формирование планетарной туманности. В наиболее массивных звездах вырожденное углеродное ядро достигает массы $M \simeq 1{,}4M_\odot$ (чандрасекаровский предел); в таком ядре развивается тепловая неустойчивость, что приводит к взрыву сверхновой типа Ia.

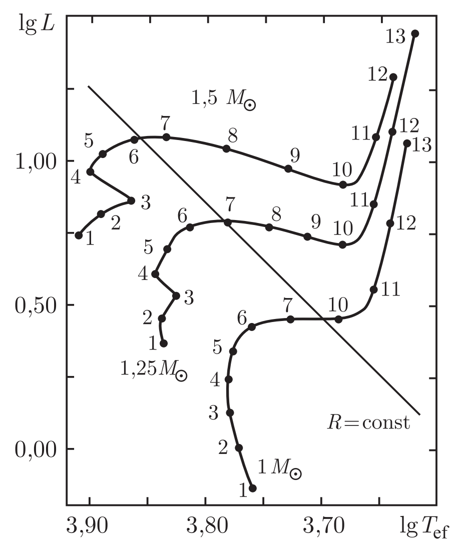


Рис. 312. Эволюционные треки звезд с массами 1, 1,25, $1{,}5M_\odot$. Светимость дана в долях солнечной светимости. Точке 1 на треках соответствует стадия гравитационного сжатия звезды к главной последовательности. Прямая линия соответствует постоянному радиусу. (Из работы Iben, 1967)

На рис. 312, 313 приведены эволюционные треки для звезд с $M \leqslant 9M_\odot$, рассчитанные Ибеном (Iben, 1967) с применением критерия Шварцшильда. Здесь отрезки на треках между точками соответствуют следующим стадиям эволюции:

1–3	горение водорода в ядре (стадия Главной Последовательности);
3–4	гравитационное сжатие всей звезды; эта фаза отсутствует для звезды с $M = 1M_\odot$, у которой лучистое ядро;
4–5	загорание водородного слоевого источника;
5–6	горение водорода в толстом слое;
6–9	уменьшение толщины слоя водородного горения;
9–10	быстрое распространение конвекции от поверхностных слоев внутрь звезды;
10–13	стадия красного гиганта;
13	включение реакции тройного столкновения α-частиц в ядре;
13–15	первая стадия горения гелия в ядре;
15–16	исчезновение глубокой конвективной оболочки, быстрое сжатие;
16–18	основная стадия горения гелия в ядре;
20–21	общее сжатие с истощением гелия в центре;
21–22	горение гелия в толстом слоевом источнике;
23	излучение нейтрино из ядра, горение гелия в тонком слоевом источнике.

Комментарии к трекам на рис. 312, 313 приведены в монографии Бисноватого–Когана (1989). Кратко перечислим их.

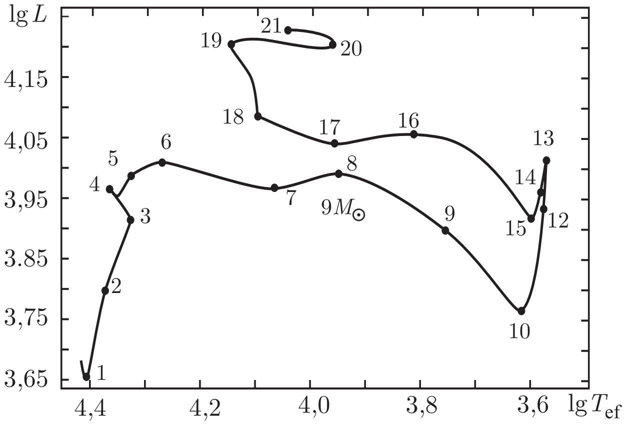


Рис. 313. Эволюционный трек звезды с массой $9M_\odot$. (Из работы Iben, 1966)

При переходе масс от 1 до $1{,}25M_\odot$ лучистое ядро звезды сменяется конвективным, что связано с переходом от протон-протонного цикла к углеродно-азотному. При наличии лучистого ядра для $M = 1M_\odot$ фаза общего сжатия не реализуется, происходит плавный переход от горения водорода в ядре к водородному слоевому источнику.

Масса конвективного ядра M_c на главной последовательности составляет $0{,}012M_\odot$, $0{,}46M_\odot$ и $5{,}9M_\odot$ для $M = 1{,}25M_\odot$, $3M_\odot$ и $15M_\odot$; время жизни звезды на главной последовательности равно $4{,}03 \cdot 10^9$, $2{,}21 \cdot 10^8$ и $1{,}01 \cdot 10^7$ для $M = 1{,}25M_\odot$, $3M_\odot$ и $15M_\odot$. В результате горения гелия в ядре образуется ^{12}C и ^{16}O.

Для звезд с $M \leqslant 2{,}25M_\odot$ гелиевое ядро оказывается вырожденным. В ходе дальнейшей эволюции происходит гелиевая вспышка в ядре. В звездах с $M > 2{,}25M_\odot$ горение гелия начинается без вспышки. Вблизи точки 11 (см. рис. 312, 313) существенный вклад в светимость дает реакция горения азота $^{14}\mathrm{N}(\alpha,\,\gamma)^{18}\mathrm{F}(\beta^+,\,\nu)^{18}\mathrm{O}$.

Петли на эволюционных треках с массами звезд $M = 3$–$9M_\odot$ обусловлены тепловой неустойчивостью. На рис. 312 для примера приведена линия равных радиусов звезд на Г–Р-диаграмме. Видно, что линии равных радиусов идут по диагонали Г–Р-диаграммы, а эволюционные треки звезд пересекают их под большими углами, т. е. радиусы звезд в процессе их ядерной эволюции в среднем растут.

Ядра массивных звезд с $M \geqslant 10M_\odot$ остаются невырожденными вплоть до самых конечных стадий эволюции, когда, в результате сильных потерь энергии за счет излучения нейтрино центральные части звезды быстро сжимаются. На рис. 314 показаны эволюционные треки массивных звезд с $M = 15$ и $25M_\odot$, рассчитанные в работе (Lamb et al., 1976). Показана область главной последовательности, и область горения гелия в ядре звезды, а также область горения углерода в ядре.

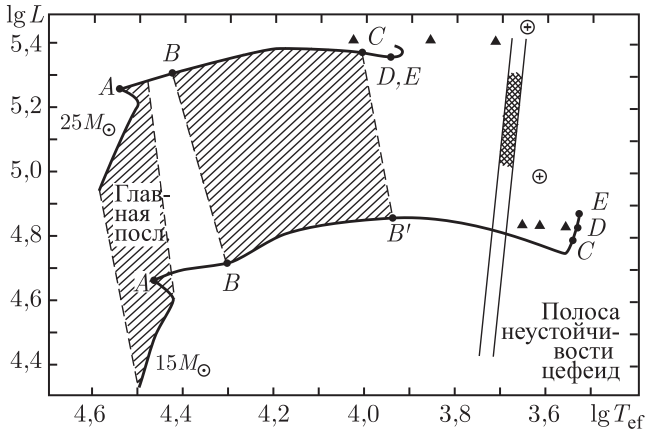


Рис. 314. Эволюционные треки звезд с массами 15 и $25M_\odot$ (из работы Lamb et al., 1976). BB' для $15M_\odot$ и BC для $25M_\odot$ — области горения гелия в ядре. CD — область горения двойного водородно-гелиевого слоевого источника, DE — область горения углерода в ядре. (Из работы Бисноватый-Коган, 1989)

При использовании критерия Шварцшильда горение гелия происходит в области голубых сверхгигантов, а петли на треках отсутствуют (см. рис. 314). После стадии горения углерода эволюция ядра столь сильно убыстряется из-за потерь энергии на излучение нейтрино, что радиус и оптическая светимость звезды практически не меняются вплоть до наступления коллапса ядра. На рис. 315 приведены эволюционные треки звезд с массами 15, 30, $60M_\odot$ рассчитанные в работе (Ziolkowski, 1972) на основе критерия Леду. Из-за наличия петель на Г–Р-диаграмме звезды с $M = 15$ и $30M_\odot$ большую часть времени горения гелия в ядре проводят в области голубых сверхгигантов.

Для очень массивных звезд с $M \geqslant 40M_\odot$ расчет эволюционных треков должен проводиться с учетом потери вещества в мощном ветре звезды.

Если масса звезды $M \gtrsim (10–12)M_\odot$, ее термоядерная эволюция происходит вплоть до формирования элементов железного пика в ядре звезды. Поскольку реакция синтеза химических элементов тяжелее железа, эндотермична, железные ядра массивных звезд на поздней стадии эволюции нестабильны, в них происходят процессы

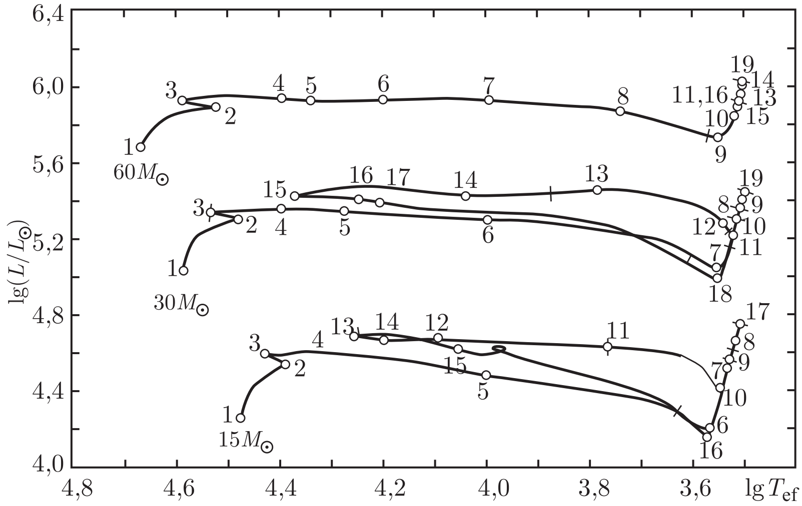


Рис. 315. Эволюционные треки звезд с массами 15, 30, $60M_\odot$ от главной последовательности до загорания углерода в центре для начального химического состава $X_{\rm H} = 0{,}7$, $X_{\rm He} = 0{,}27$, $X_{\rm Z} = 0{,}03$ и критерия Леду. (Из работы Ziolkowski, 1972)

нейтронизации, фотодиссоциации атомных ядер, а для наиболее массивных звезд — рождение электрон-позитронных пар. Все это ведет к гравитационному коллапсу, в результате чего может сформироваться релятивистский объект (нейтронная звезда или черная дыра), а сам коллапс может сопровождаться явлением вспышки сверхновой типа II, либо (если коллапсирующее ядро не окружено мощной оболочкой звезды) сверхновой типа Ib или Ic. Если железное ядро перед коллапсом имеет быстрое вращение (которое может поддерживаться орбитальным движением спутника в короткопериодической двойной системе, см. Тутуков и Черепащук, 2004), при образовании быстровращающейся черной дыры во время коллапса могут формироваться релятивистские джеты и космический гамма-всплеск (Woosley and Heger, 2006).

Границы между массами звезд — производителей белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр весьма неопределенные. В табл. 85 приведены соответствующие интервалы масс (см. обзор: Postnov and Yungelson, 2006).

Таблица 85

Интервалы возможных начальных масс звезд-производителей белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр

Начальная масса, $M_\odot$	Тип остатка	Средняя масса остатка, $M_\odot$
$0{,}95 < M < 8$–10	WD	0,6
8–$10 < M < 25$–30	NS	1,35
25–$30 < M < 150$	BH	~ 10

На рис. 316 приведены эволюционные треки одиночных звезд в широком диапазоне масс: $M = 0{,}8$–$150M_\odot$. Заштрихованные области здесь соответствуют наиболее медленной эволюции звезд. Видно, что для всех масс из диапазона $0{,}8$–$150M_\odot$

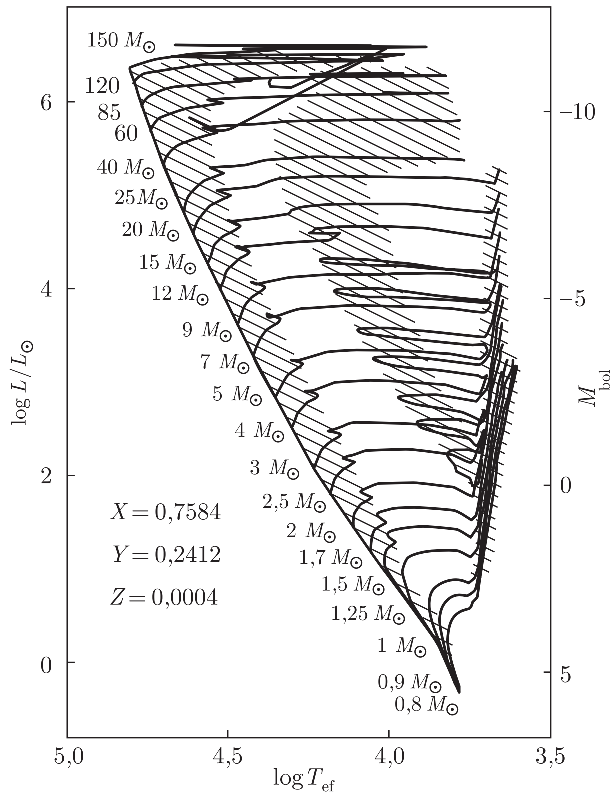


Рис. 316. Эволюционные треки одиночных звезд с массами от 0,8 до $150M_\odot$. Заштрихованы области наиболее медленной эволюции, где звезды наблюдать наиболее вероятно. (Из работы Lejeune and Schaerer, 2001)

радиусы звезд в процессе их ядерной эволюции в среднем возрастают, что очень важно для эволюции ТДС с обменом масс.

4. Эволюция ТДС с обменом масс

Скорость эволюции звезды сильно зависит от ее массы. Если в ТДС отношение масс $q = M_2/M_1 \neq 1$, то более массивная звезда в процессе своей ядерной эволюции первой заполнит свою полость Роша, а вторичная еще останется звездой главной последовательности, не заполняющей полость Роша. Заполнившая полость Роша звезда должна терять массу хотя бы потому, что ее радиус медленно возрастает в ходе ядерной эволюции, а относительные размеры полости Роша убывают из-за уменьшения массы звезды.

Изменение радиуса звезды состоит из двух компонент (см., например, Свечников и Снежко, 1974):

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\partial R}{\partial t} + \frac{\partial R}{\partial M}\frac{\partial M}{\partial t}. \tag{769}$$

Первый член, за исключением стадии сжатия гелиевого ядра звезды, определяется термоядерными реакциями в ее ядре. Второй член связан с потерей массы звездой в процессе обмена масс. Рассмотрим стадию быстрого обмена масс, ведущего к перемене ролей компонент. В этом случае первым членом в уравнении (769) можно пренебречь и записать:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\partial R}{\partial M}\frac{\partial M}{\partial t}. \tag{770}$$

Здесь $\partial M/\partial t < 0$, так как звезда теряет массу. Производная $\partial R/\partial M > 0$, если при $\partial M < 0$ $\partial R < 0$ (т. е. радиус звезды убывает при потере ею массы), и $\partial R/\partial M <$ < 0, если при $\partial M < 0$ $\partial R > 0$ (радиус звезды возрастает). Величина производной радиуса звезды по времени dR/dt должна сравниваться с производной по времени для среднего радиуса соответствующей полости Роша:

$$\frac{dR_{\text{Roche}}}{dt} = \frac{\partial R_{\text{Roche}}}{\partial M}\cdot\frac{\partial M}{\partial t}. \tag{771}$$

Если после заполнения звездой своей полости Роша обмен масс происходит так, что

$$\frac{\partial R}{\partial M} < \frac{\partial R_{\text{Roche}}}{\partial M}, \tag{772}$$

то размеры истекающей звезды при обмене масс все больше превышают размеры полости Роша, и обмен масс носит самоподдерживающийся характер; в этом случае в системе может реализоваться режим быстрой перемены ролей компонент.

Если же

$$\frac{\partial R}{\partial M} > \frac{\partial R_{\text{Roche}}}{\partial M}, \tag{773}$$

то размеры звезды при обмене масс не превышают размеров соответствующей полости Роша, поэтому в данном случае в ТДС реализуется медленный обмен масс в ядерной шкале времени эволюции звезды.

Таким образом, возможность реализации быстрой потери массы звездой в ТДС определяется как изменением радиуса звезды при потере ею массы, так и изменением размеров соответствующей полости Роша при обмене масс. В предыдущих параграфах мы рассмотрели изменения размеров полости Роша при различных модах обмена масс, а также изучили ядерную эволюцию звезды и соответствующие изменения ее радиуса.

Рассмотрим теперь изменение радиуса звезды, вызванное потерей ею массы в процессе обмена масс.

Перед тем, как заполнить полость Роша и начать терять массу, звезда находилась в состоянии гидростатического и теплового равновесия. Когда она теряет некоторое количество массы ΔM, гидростатическое и тепловое равновесие звезды нарушаются.

Звезда восстанавливает свое гидростатическое равновесие очень быстро, в динамической шкале времени, с характерным временем от часа до суток (см. выше). Такая адиабатическая реакция звезды на изменение равновесного распределения давления в ее теле приводит к тому, что радиус звезды с лучистой оболочкой всегда становится меньше, чем до потери ею массы. Для звезд с конвективными оболочками радиус звезды после потери ею массы может быть больше, чем до потери. Это можно объяснить тем, что состояние вещества звезды с конвективной оболочкой описывается политропным уравнением:

$$P = \text{const}\cdot\rho^{\gamma}, \tag{774}$$

где $\gamma = 5/3$ (в модели полностью ионизованного газа). Для такого уравнения состояния характерна обратная зависимость между радиусом и массой звезды (как в случае вырожденной звезды, состоящей из вырожденного нерелятивистского газа):

$$R \sim M^{-1/3}. \tag{775}$$

За динамическое время звезда с конвективной оболочкой не может потерять существенную часть ее внутренней тепловой энергии, поэтому полный запас тепла звезды примерно сохраняется, и конвекцию в теле звезды с хорошим приближением можно считать адиабатической (см., например, Cox and Giuli, 1968).

Из уравнения (775) следует, что при очень быстрой потере массы звездой за время короче динамического, радиус конвективной звезды увеличивается. Поэтому звезда с глубокой конвективной оболочкой может испытать катастрофическую потерю массы в динамической шкале времени после заполнения ею полости Роша даже в том случае, если она является менее массивной компонентой системы.

В то же время звезды с радиативными оболочками или звезды с не очень глубокими конвективными оболочками при заполнении ими полости Роша в ТДС остаются внутри своих полостей Роша, и соответствующий обмен масс устойчив ввиду того, что равновесные гидростатические радиусы этих звезд уменьшаются быстрее в процессе обмена масс, чем радиусы их полостей Роша.

Рассмотрим теперь восстановление теплового равновесия в звезде после потери ею массы. Мы убедились в том, что звезда с лучистой оболочкой или с не очень глубокой конвективной оболочкой в начале обмена масс в ТДС после потери ею малой массы ΔM и последующего быстрого (в динамической шкале) восстановления гидростатического равновесия остается внутри своей полости Роша, поскольку ее радиус слегка меньше радиуса этой полости. Поэтому при дальнейшем обмене масс в ТДС проблем с восстановлением гидростатического равновесия у не полностью конвективной звезды не возникает.

Ввиду потери массы, у звезды нарушается также и тепловое равновесие (темп энерговыделения в центре звезды становится неравным темпу излучения энергии с ее поверхности). Звезда стремится восстановить тепловое равновесие, перестраивая свою внутреннюю структуру в тепловой шкале времени эволюции ее оболочки, которая много длиннее, чем динамическая шкала (см. выше).

Будет ли новый, термически равновесный радиус звезды больше или меньше, чем исходный, зависит от эволюционной стадии звезды, который она имела в начале обмена масс в ТДС. Для звезд главной последовательности с не очень продвинутой ядерной эволюцией (небольшим избытком гелия в ядре) термически равновесный радиус убывает при потере массы звездой. В то же время, для продвинутых стадий ядерного горения водорода в ядре звезды ($X_c < 0{,}2$) и для более поздних стадий ее эволюции термически равновесный радиус возрастает, когда звезда теряет массу (Shore et al., 1994).

На рис. 317, заимствованном из работы (Hyellming, 1989), приведена зависимость радиуса звезды с массой $3M_\odot$ после восстановления ею теплового равновесия, от количества потерянной ею массы для различных начальных эволюционных стадий звезды (различных обилий водорода X_c в ее ядре). Здесь представлены начальные стадии эволюции звезды от стадии начальной главной последовательности (Zero Age Main Sequence — ZAMS) до стадии окончания главной последовательности (Terminal Age Main Sequence — TAMS) и стадии, соответствующей верхнему концу ветви гигантов (Tip of the Giant Branch — TGB). Кроме того, на рис. 317 приведены соответствующие значения радиуса полости Роша в течение обмена масс для отношения масс компонент $Q = M_1/M_2 = 2{,}0$–$0{,}5$.

Как следует из рис. 317, для $Q = 2{,}0$ даже в случае, когда звезда находится на начальной главной последовательности (ZAMS), и ее термически равновесный радиус убывает при потере ею массы, после заполнения звездой своей полости Роша и начала обмена масс из-за уменьшения абсолютных размеров полости Роша (при консервативном обмене масс) звезда теряет большую часть своей массы до того момента, когда термически равновесный радиус снова становится меньше радиуса полости

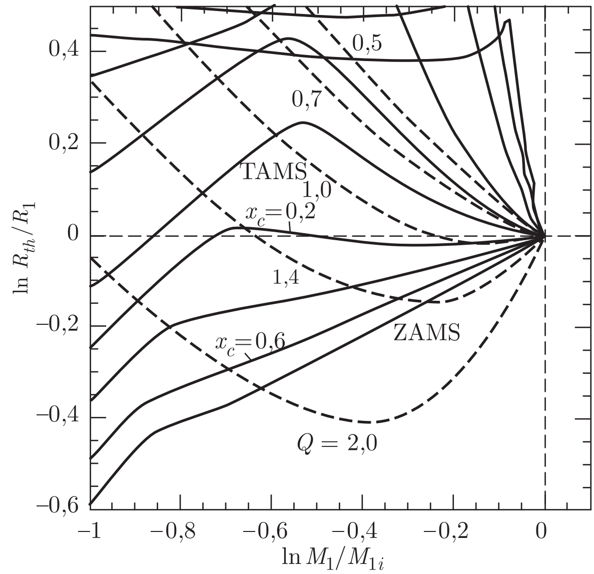


Рис. 317. Радиус звезды массой $3M_\odot$ после восстановления теплового равновесия как функция потерянной массы для потери вещества, начинающейся на различных эволюционных стадиях. Здесь X_c — относительное содержание водорода в центре звезды. ZAMS — стадия начальной главной последовательности ($X_c = 0{,}70$), TAMS — стадия окончания пребывания звезды на главной последовательности. Кривые, расположенные выше TAMS, соответствуют звездам с гелиевыми ядрами и конвективными оболочками. Для звезд этого типа радиусы после восстановления теплового равновесия начинают возрастать. Пунктирными линиями отмечены кривые, описывающие изменение радиуса полости Роша для различных значений отношения масс компонент Q. По оси абсцисс отложен логарифм текущей массы звезды в долях ее начальной массы, по оси ординат — логарифм текущего радиуса звезды (после восстановления ею теплового равновесия) в долях начального равновесного радиуса. (Из работы Hjellming, 1989)

Роша. Это происходит, когда $\ln(M_1/M_{1,i}) < -0{,}625$, т. е. $M_1 = 0{,}535M_{1,i} = 1{,}60M_\odot$ (см. рис. 317). Следовательно, первичная более массивная звезда с массой $3M_\odot$ теряет массу $1{,}40M_\odot$, которая перетекает на спутник с начальной массой $1{,}5M_\odot$. После обмена этот спутник становится более массивной звездой системы с массой $2{,}90M_\odot$ (бывшая более массивная звезда теперь имеет массу $1{,}60M_\odot$), т. е. в системе произошла перемена ролей компонент и осуществилось обращение отношения их масс. Характерное время этого обмена масс порядка времени тепловой релаксации звезды, которое почти на 3 порядка короче времени ее ядерной эволюции. Поэтому процесс перемены ролей компонент в ТДС происходит относительно быстро, и обнаружить двойную систему непосредственно в стадии обмена масс в тепловой шкале очень маловероятно. И действительно, наблюдения показывают, что число таких массивных систем наблюдаемых в Галактике, весьма мало порядка десятка (речь идет о системах типа WSer — см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Таким образом, уменьшение размеров полости Роша при консервативном обмене масс делает процесс перемены ролей компонент в ТДС очень вероятным, так как при этом в начале процесса потери массы звездой $\dfrac{d\lg R_{\text{Roche}}}{d\lg M} \geqslant 1$, в то время как уже для однородных звезд (стадия ZAMS) радиус убывает с массой значительно медленнее: $\dfrac{d\lg R}{d\lg M} \approx 0{,}7$ (Свечников и Снежко, 1974).

В случае же, когда звезда заполняет свою полость Роша на стадии, когда в ее ядре заканчивается выгорание водорода (стадия TAMS), обмен масс в ТДС происходит под действием двух взаимно дополняющих факторов: увеличения термически равновесного радиуса звезды, вызванного потерей ею своей массы и уменьшением абсолютного радиуса полости Роша (в модели с консервативным обменом масс), обусловленного перетеканием вещества от более массивной к менее массивной звезде (см. рис. 317).

После окончания быстрого (в тепловой шкале) обмена масс первоначально более массивная звезда, потеряв большую часть своей массы, эволюционирует в ядерной шкале времени эволюции: ее радиус медленно возрастает (в ядерной шкале), что обусловливает медленный обмен масс, который является устойчивым ввиду того, что абсолютный радиус полости Роша возрастает, поскольку происходит перенос вещества от менее массивной к более массивной звезде.

Хорошей иллюстрацией ко всему сказанному является рис. 318 (см. Paczynski, 1970, а также Shore et al., 1994). На этом рисунке схематически представлена эволюция ТДС с массой первичной компоненты M_1 и заданным начальным орбитальным периодом (начальным радиусом орбиты). Рассматривается случай, когда первичная компонента не имеет глубокой конвективной оболочки, т. е. обмен масс в динамической шкале устойчив. В модели реализуется консервативный обмен масс. Вначале (стадия 1) радиус первичной звезды с массой M_1 меньше радиуса ее полости Роша, и звезда эволюционирует в ядерной шкале времени эволюции, медленно увеличивая свой радиус. Ее масса в этот период остается постоянной, и звезда на рис. 318 движется параллельно оси ординат (оси радиусов) от точки на главной последовательности вверх до точки B, соответствующей заполнению звездой своей полости Роша. В точке B начинается обмен масс в ТДС, и абсолютный радиус полости Роша уменьшается ввиду того, что перенос вещества происходит от более массивной к менее массивной звезде. Кроме того, термически равновесный радиус первичной звезды, теряющей массу, также возрастает, что дополнительно усиливает обмен масс. Звезда теряет значительную часть своей массы в тепловой шкале времени эволюции (стадия 2 на рис. 318) и движется к точке C. В точке C абсолютный радиус полости Роша истекающей звезды становится больше термически равновесного радиуса звезды ввиду того, что радиус полости Роша возрастает из-за переноса вещества с теперь уже менее массивной звезды на более массивную (бывшую вторичную) звезду. В этот момент (стадия 3 на рис. 318) обмен масс стабилизируется, и первоначально более массивная (а ныне менее массивная) звезда, продолжая заполнять свою полость Роша, медленно истекает в ядерной шкале времени эволюции.

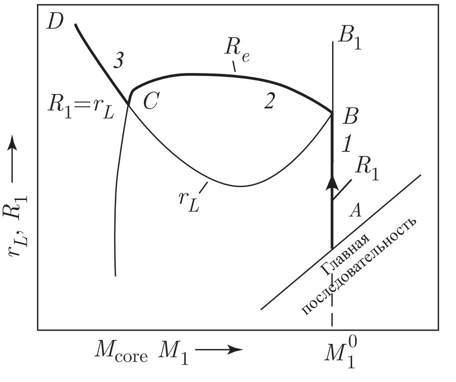


Рис. 318. Изменение термически равновесного радиуса первичной компоненты R_1 и изменение радиуса полости Роша r_L в течение переноса масс от первичной (более массивной) ко вторичной звезде. Радиус полости Роша r_L начинает возрастать лишь тогда, когда первоначально более массивная звезда из-за потери массы становится менее массивной звездой системы. Соответственно, тепловое равновесие теряющей массу первичной звезды становится возможным лишь тогда, когда она потеряет так много массы, что станет менее массивной звездой системы. (Из статьи Paczynski, 1970)

В этой стадии, ввиду увеличения своего радиуса в процессе ядерной эволюции, звезда «догоняет» увеличивающуюся в размерах полость Роша.

Подчеркнем, что все эти расчеты сделаны для случая консервативного обмена масс в ТДС, и спин-орбитальным взаимодействием компонент пренебрегается.

Рисунок 319 схематически иллюстрирует описанные эволюционные стадии звезд в ТДС с обменом масс, в случае, когда первичная компонента имеет радиативную оболочку. Если первичная компонента полностью (или почти полностью) конвективна, то, ввиду увеличения радиуса теряющей массу звезды при обмене масс образуется общая оболочка, в которой компоненты быстро теряют основную часть своего углового момента.

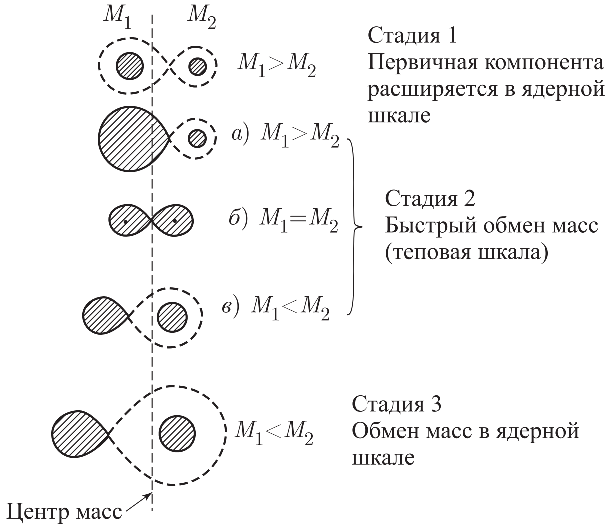


Рис. 319. Последовательность эволюционных стадий и размеров орбит тесной двойной системы, в которой первичная компонента имеет радиативную оболочку в момент, когда она достигает своей полости Роша. Эволюционные стадии 1, 2, 3 соответствуют стадиям, отмеченным на рис. 318. (Из работы Shore et al., 1994)

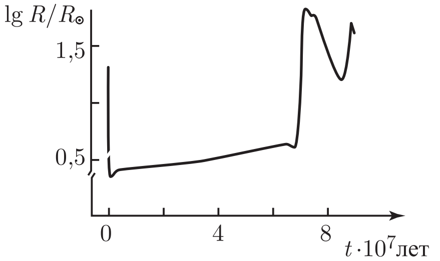


Рис. 320. Изменение радиуса звезды с $M = 5M_\odot$ с течением времени. (Из работы Iben, 1966a)

Киппенханом и Вайгертом (Kippenhann and Weigert, 1967) были выделены три случая эволюции ТДС с обменном масс: A, B, C. Эволюционное изменение радиуса звезды с массой $5M_\odot$ представлено на рис. 320 (согласно работе Iben, 1966a). Видны две последовательные стадии увеличения радиуса: стадия главной последовательности (выгорание водорода в ядре и увеличение среднего молекулярного веса вещества сопровождается медленным увеличением радиуса звезды), и быстрая стадия сжатия гелиевого ядра, в конце которой радиус звезды достигает максимального значения. Поэтому заполнившая свою полость Роша звезда в ТДС может иметь различную структуру, в зависимости от эволюционной стадии звезды (Kippenhahn and Weigert, 1967).

Случай А. Звезда заполняет свою полость Роша на стадии главной последовательности, точнее на стадии слегка отошедшей от начальной главной последовательности. Светимость звезды поддерживается выгоранием водорода в ее ядре. Очевидно, что случай А реализуется для весьма короткопериодических ТДС с периодами порядка суток.

Случай В. Звезда заполняет свою полость Роша на стадии сжатия инертного гелиевого ядра, когда звезда имеет гелиевое ядро (в котором еще не зажглись термоядерные реакции превращения гелия в углерод) и водородную оболочку с зоной переменного химического состава, на дне которой (в слоевом источнике) выгорает водород. Эта стадия реализуется для весьма долгопериодических ТДС (с периодами порядка десятков и сотен дней), с большими начальными радиусами орбиты.

Случай С. Звезда заполняет свою полость Роша после завершения горения гелия в ядре, когда звезда светит за счет выделения энергии в гелиевом слоевом источнике. То есть в данном случае звезда заполняет свою полость Роша на стадии с инертным углеродным ядром и более поздних стадиях. Поскольку, дойдя до таких поздних стадий эволюции, звезда очень сильно увеличивает свой радиус, начальный орбитальный период соответствующей ТДС должен быть очень большим (порядка тысяч дней). Рисунок 321 иллюстрирует сказанное.

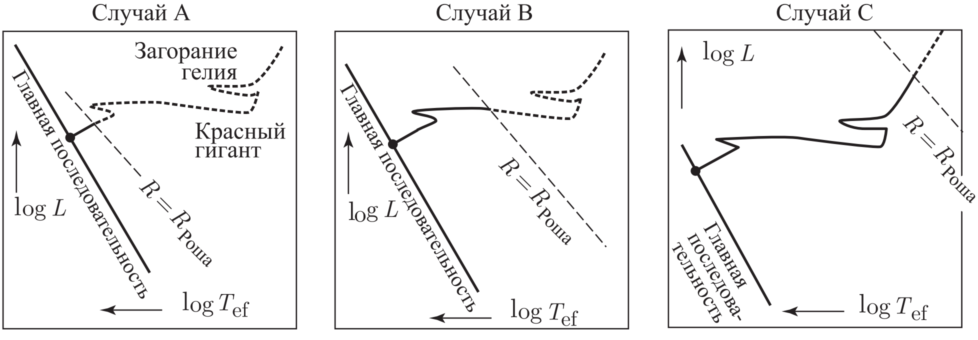


Рис. 321. Три главных случая эволюции тесных двойных систем с обменом масс: случаи А, В и С. (По классификации Киппенхана и Вайгерта). Каждый случай иллюстрируется эволюционным треком первичной звезды на диаграмме Герцшпрунга–Рессела. (Из работы Shore et al., 1994.)

Недавно был выделен четвертый случай эволюции ТДС, в котором обмен масс задерживается или вообще не происходит ввиду сильного перемешивания вещества в более массивной звезде, обусловленного меридиональной циркуляцией (de Mink et al., 2009, 2010).

Случай М. В этом случае важную роль играет перемешивание вещества в теле звезды-компоненты ТДС, обусловленное ее быстрым осевым вращением. В очень массивных и очень тесных двойных системах приливное взаимодействие компонент обусловливает столь высокую скорость осевого вращения звезд-компонент ТДС, что становится весьма эффективным перемешивание вещества в теле звезды, обусловленное меридиональной циркуляцией (Maeder, 1987). Гелий, произведенный в центре звезды в результате действия термоядерных реакций, выносится в оболочку звезды и смешивается с веществом оболочки. Такая звезда, имеющая почти однородный химический состав, в отличие от обычных, химически неоднородных звезд, практически не увеличивает свой радиус в процессе ядерной эволюции. Поэтому она никогда не заполняет свою полость Роша в процессе эволюции и превращается в массивную гелиевую звезду. Более того, в таких случаях первой может заполнить свою полость

Роша первоначально менее массивная звезда в ТДС ввиду того, что ее начальный радиус меньше, и приливная синхронизация ее осевого вращения с орбитальным обращением может быть задержана, по сравнению с более массивной компонентой ТДС. Меридиональная циркуляция в менее массивной компоненте ТДС может оказаться мало эффективной, и эта менее массивная звезда, по мере выгорания водорода в ядре, может нарастить значительную неоднородность химического состава. Поскольку в данном случае обогащение гелием оболочки звезды несущественно, менее массивная звезда расширяется, заполняет свою полость Роша и первой начинает терять массу через внутреннюю точку Лагранжа. Такой сценарий эволюции (случай M) естественным образом объясняет формирование массивных черных дыр в очень тесных рентгеновских двойных системах, таких, как M33X-7 ($P = 3{,}45^{\mathrm{d}}$) и IC10X-1 ($P = 1{,}43^{\mathrm{d}}$). На рис. 322 показаны схемы эволюции массивной звезды в ТДС в случаях B и M. Видно, что в отличие случая B эволюции ТДС, в случае M, когда перемешивание вещества в теле звезды существенно, никогда не происходит заполнения звездой своей полости Роша. Как отмечено в работе (de Mink et al., 2010), случай M эволюции может оказаться важным также и для классических ТДС, таких, как система WR20a, состоящая из двух очень массивных звезд с поверхностным избытком гелия и с горением водорода в центре (см. выше), а также для очень тесных двойных WR+O-систем, таких, как CQ Cep, CX Cep, и для очень массивной двойной WR+O-системы HD311884 (van den Hucht, 2001). Обычно эволюция таких ТДС трактуется в рамках сценария эволюции с общей оболочкой или в рамках модели с сильно неконсервативным обменом масс. Случай M эволюции для таких ТДС представляет нам альтернативный сценарий, не связанный с обменом масс.

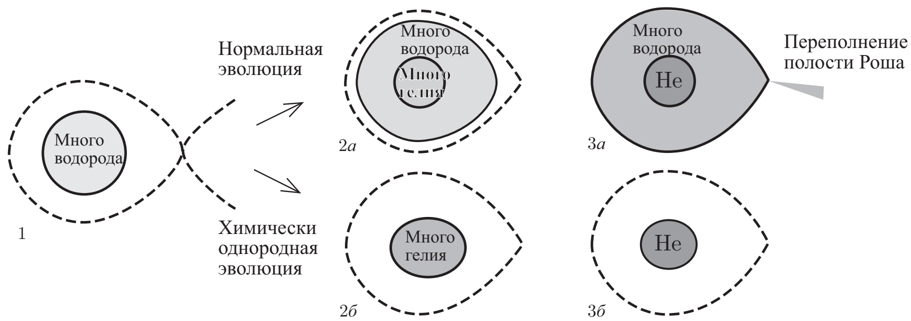


Рис. 322. Схемы эволюции массивной звезды в ТДС в случае B (верхняя часть рисунка, изображения 2*а*, 3*а*) и в случае M (нижняя часть рисунка, изображения 2*б*, 3*б*). В случае M эволюции ТДС, характерного для очень массивных и очень тесных ТДС, из-за сильного перемешивания вещества в теле звезды, обусловленного ее быстрым осевым вращением, звезда не расширяется и превращается в массивную гелиевую звезду, не заполняющую свою полость Роша. (Из работы de Mink et al., 2010)

Особый интерес случай M эволюции ТДС представляет для объяснения существования массивных ($M > 10M_{\odot}$) черных дыр в рентгеновских двойных системах.

Отметим, что идея перемешивания вещества в недрах массивных звезд привлекалась для объяснения существования массивных черных дыр в рентгеновских двойных системах в работах (Тутуков, Черепащук, 1985, 1993, 1997).

Приведем результаты расчетов эволюции ТДС для разных случаев. Рассмотрим вначале случай A.

На рис. 323, приведены эволюционные треки первоначально более массивных компонент ТДС с начальными параметрами (Paczynski, 1967б):

$$M_1 = 16M_\odot, \quad Q = M_1/M_2 = 1{,}5, \quad a = 21{,}2R_\odot, \quad T = 5{,}3 \cdot 10^6 \text{ лет}.$$

Здесь a — радиус относительной орбиты системы, T — возраст, соответствующий стадии эволюции, когда звезда заполнила полость Роша, и начался обмен массы (точка a на рис. 323). Эволюционный трек для этой системы обозначен цифрой *I*. Кроме того, на рис. 323 цифрами *II* и *III* обозначены эволюционные треки для систем с параметрами: $M_1 = 9M_\odot$, $Q = 1{,}8$, $a = 13{,}2R_\odot$, $T = 1{,}25 \cdot 10^7$ лет (трек *II*, см. Kippenhann and Weigert, 1967) и $M_1 = 7M_\odot$, $Q = 1{,}4$, $a = 12{,}51R_\odot$, $T = 2 \cdot 10^7$ лет (трек *III*, см. Plavec и др., 1968). Начальные параметры систем были выбраны такими, что более массивная звезда заполняет свою полость Роша раньше полного выгорания водорода в ядре звезды (случай А).

Можно выделить три этапа эволюции для всех этих систем (обозначены точками a, b, c на рис. 323). Вначале обе компоненты системы лежат внутри своих полостей Роша и эволюционируют как одиночные звезды. Более массивная звезда эволюционирует быстрее и, в силу увеличения своего радиуса в процессе ядерной эволюции, первой заполняет свою полость Роша. Момент заполнения полости Роша главной компонентой обозначен на рис. 323 точкой a. Начинается быстрый (в тепловой шкале) процесс обмена масс, в ходе которого происходит обращение отношения масс и реализуется перемена ролей компонент. В конце этого процесса восстанавливается устойчивость истекающей компоненты (точка b на эволюционных треках). Интересно отметить, что при обмене масс эволюционный трек звезды, теряющей массу, идет почти параллельно главной последовательности, что радикально отличается от эволюционного трека одиночной звезды с постоянной массой, который идет в направлении, почти перпендикулярном главной последовательности. Время быстрого обмена масс для звезды с начальной массой $16M_\odot$ составляет всего около $2{\cdot}10^4$ лет, т. е. много меньше времени ее ядерной эволюции ($\sim 10^7$ лет).

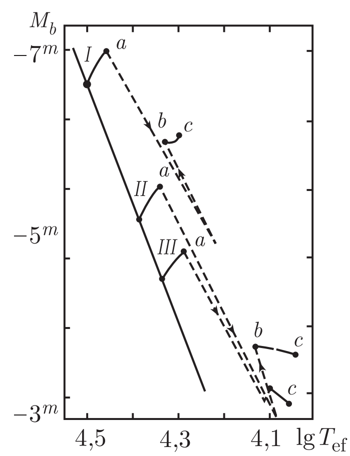


Рис. 323. Эволюционные треки первоначально более массивных компонент тесных двойных систем разных типов. Случай А эволюции. (Из работы Свечников и Снежко, 1974)

Дальнейшая эволюция истекающей звезды сопровождается медленной потерей массы (отрезок bc на рис. 323), обусловленной медленным увеличением радиуса звезды в процессе ее ядерной эволюции, который «догоняет» размеры полости Роша этой звезды. Размеры этой полости увеличиваются ввиду того, что на стадии после быстрого обмена масс перетекание вещества происходит уже с менее массивной звезды на более массивную.

Первоначально менее массивная компонента, нарастив свою массу в процессе обмена, становится более массивной, оставаясь при этом звездой главной последовательности нормального химического состава, поскольку она получила вещество оболочки истекающей соседней звезды, не затронутое термоядерными реакциями. Это вещество успевает осесть на звезде-аккреторе и прийти с ней в тепловое равновесие ввиду того, что, в силу сравнительно небольшого различия начальных масс компонент ($Q \simeq 1{,}5$), их времена тепловой релаксации одного порядка. Забегая вперед, отметим, что если начальное отношение масс компонент в ТДС сильно отличается от единицы (например, $Q \simeq 10$), то, в силу большой разницы времен тепловой релаксации звезд, звезда-аккретор при обмене масс не успевает полностью захватить падающее на нее вещество от звезды-донора, и в системе может реализоваться обмен масс в режиме с общей оболочкой, что приведет к значительной потере системой орбитального углового момента. Темп потери массы истекающей звездой с $M_1 = 7M_\odot$ во время быстрого обмена масс весьма велик: $\dot{M} \simeq -2{,}3 \cdot 10^{-5} M_\odot$/год, в то время как в фазе медленного обмена масс в ядерной шкале темп потери массы этой звездой значительно меньше: $\dot{M} \simeq -4{,}4 \cdot 10^{-7} M_\odot$/год.

Таким образом, расчеты эволюции ТДС в случае A показывают, что разделенные ТДС на стадии главной последовательности после заполнения главной компонентой своей полости Роша, когда в центре звезды еще выгорает водород в конвективном ядре, эволюционируют в полуразделенные системы, параметры которых предсказанные теоретически, хорошо согласуются с наблюдаемыми характеристиками ТДС типа Алголя. При этом звезда-аккретор является более массивной звездой главной последовательности нормального химического состава. Теряющая массу звезда-донор является менее массивной звездой системы — субгигантом, структура которого резко отличается от структуры одиночной звезды той же массы. Например, в ТДС типа *II* на рис. 323 ($M_1 = 9M_\odot$, $Q = 1{,}8$, $a = 13{,}2R_\odot$) в процессе перемены ролей первоначально более массивная звезда с $M_1 = 9M_\odot$ теряет $5{,}27M_\odot$ (59 % от ее исходной массы). После такой потери массы доля химически однородной оболочки с первоначальным содержанием водорода составляет лишь 14 % от результирующей массы звезды. В остальных частях звезды содержание водорода убывает по мере приближения к центру звезды вплоть до конвективного ядра, занимающего 17 % массы. Большой избыток гелия и мощная зона переменного химического состава обусловливают значительный избыток светимости и радиуса ныне менее массивной компоненты — субгиганта с выгоранием водорода в центре.

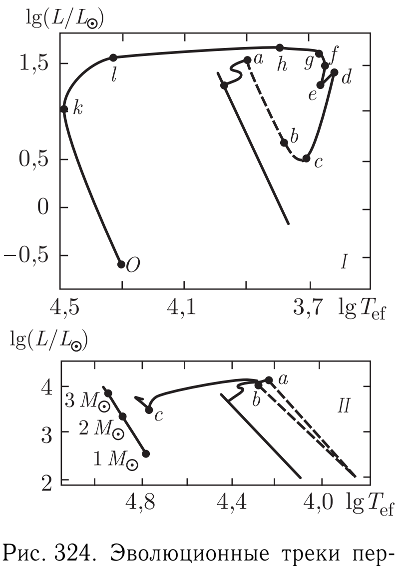


Рис. 324. Эволюционные треки первоначально более массивных компонент систем *I* и *II*. Эволюция в случае B. (Из работы Свечников и Снежко, 1974)

Рассмотрим теперь случай B эволюции ТДС. В этом случае общая картина эволюции подобна описанной выше. Медленная ядерная эволюция более массивной звезды приводит к заполнению ею своей полости Роша, после чего происходит быстрый (в тепловой шкале) процесс перемены ролей компонент, по завершении которого эволюция ТДС происходит в ядерной шкале для медленно истекающей звезды, заполняющей свою полость Роша. Однако характеристики истекающей звезды после окончания процесса перемены ролей другие. Если в случае A — это субгигант с выгоранием водорода в центре, то в случае B — это компонента с гелиевым ядром.

На рис. 324 представлены эволюционные треки первоначально более массивных компонент ТДС, при этом начальный радиус орбиты выбран таким, что первоначально более массивная компонента заполняет свою полость Роша сразу же после образования инертного гелиевого ядра и формирования тонкого слоевого источника термоядерного горения водорода (случай B).

Как видно из рис. 324, в случае B вид эволюционных треков для компонент ТДС разных масс существенно различается. В случае системы *I* ($M_1 = 2M_\odot$, $Q = 2$, $a = 6{,}6R_\odot$ — см. Kippenhann et al., 1967) вначале более массивная компонента далека от заполнения своей полости Роша и эволюционирует как одиночная звезда. По прошествии $5{,}7 \cdot 10^8$ лет, когда гелиевое ядро составляет по массе 11,3 % от всей массы первичной звезды (точка a на эволюционном треке — см. рис. 324), она заполняет свою полость Роша, и ее дальнейшая эволюция происходит с потерей массы. Темп потери массы особенно велик в начале процесса перемены ролей и достигает $1{,}3 \cdot 10^{-6} M_\odot$/год (между точками a и b на эволюционном треке). Массы компонент из-за обмена масс выравниваются через $3{,}7 \cdot 10^5$ лет. Через $5{,}5 \cdot 10^6$ лет (точка c на треке) потеря массы замедляется, и ее темп на участке трека c–d составляет уже только $10^{-8} M_\odot$/год. Медленно истекающая в ядерной шкале, ставшая менее массивной компонентой ТДС звезда на этой стадии обладает характеристиками субгиганта, но, в отличие от случая A эволюции ТДС (см. выше), этот субгигант имеет вырожденное гелиевое ядро, а ядерное энерговыделение происходит в водородном слоевом источнике. На этом этапе эволюция первоначально более массивной компоненты, как и в случае одиночных звезд, определяется сжатием гелиевого ядра (масса которого возрастает) и расширением оболочки, которое и определяет медленную потерю массы (перетекание вещества на этом этапе происходит уже с менее массивной на ставшую более массивной звезду). В это время в водородной оболочке звезды развивается мощная конвективная зона, захватывающая часть зоны переменного химического состава. Это приводит к формированию на верхней границе конвективной зоны скачка химического состава. Когда слоевой источник термоядерного горения водорода достигает этого скачка (точка d на треке), радиус звезды начинает убывать, потеря массы прекращается, и система становится разделенной; при этом первоначально более массивная компонента не сильно отделяется от своей полости Роша (в точке e трека ее размеры лишь на $\sim 25\,\%$ меньше размеров полости Роша). На этой стадии ТДС наблюдается как система с разделенным субгигантом. После прохождения слоевым источником зоны скачка химического состава и сглаживания распределения водорода радиус звезды снова возрастает, и в точке f трека вновь начинается потеря массы. Окончательно потеря массы прекращается в точке g, поскольку здесь начинается сжатие звезды в целом с постоянной светимостью. В этой стадии масса первоначально более массивной компоненты составляет всего $M_1 = 0{,}264 M_\odot$, причем гелиевое ядро этой звезды составляет по массе 96 % и сильно вырождено; водородная оболочка при массе 4 % занимает 99,7 % радиуса звезды, светимость звезды полностью определяется слоевым источником ядерного горения водорода на поверхности вырожденного гелиевого ядра. В дальнейшем сжатии звезды участвует только протяженная оболочка, толщина которой уменьшается более, чем в 100 раз. Затем звезда эволюционирует по точкам $hlkO$ трека к последовательности однородных гелиевых звезд, и в точке O гелиевое ядро представляет собой уже белый карлик, составляющий 99,1 % массы звезды, окруженный водородной оболочкой, имеющей вдвое больший радиус, по сравнению с белым карликом; светимость звезды определяется выгоранием водорода (которое происходит быстро благодаря тепловой неустойчивости слоевого источника), а также охлаждением вырожденного гелиевого ядра. Первоначально менее массивная компонента (с начальной массой $M_2 = 1 M_\odot$) имеет теперь массу $M_2 = 2{,}736 M_\odot$ и остается звездой главной последовательности ввиду того, что, будучи первоначально менее массивной звездой, она эволюционировала медленно, а последующая ее эволюция, когда ее масса стала $> 2 M_\odot$, продолжалась менее 10^8 лет, что недостаточно, чтобы у звезды-аккретора появились заметные отклонения ее характеристик от звезд главной последовательности. Таким образом, консервативная эволюция системы I ($M_1 = 2 M_\odot$, $Q = 2$, $a = 6{,}6 R_\odot$) в случае B, в пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием, привела к образованию ТДС, менее массивная компонента которой является белым карликом, а компонента с большей массой (бывшая менее массивная звезда системы) — звездой главной последовательности.

Эволюция в случае B системы *II* на рис. 324 ($M_1 = 9M_\odot$, $Q = 2{,}88$, $a = 29{,}6R_\odot$ см. Kippenhann and Weigert, 1967) отличается от эволюции системы *I* отсутствием фазы медленной потери массы в ядерной шкале. В этом случае заполнившая свою полость Роша звезда с массой $M_1 = 9M_\odot$ (точка a на эволюционном треке — см. рис. 324) за очень короткое время $4{\cdot}10^4$ лет, теряет 77% своей массы. Светимость звезды в этом случае быстро падает из-за поглощения энергии расширяющейся оболочкой (при этом светимость слоевого источника в процессе перемены ролей остается постоянной). После восстановления устойчивости звезды (точка b на треке) восстанавливается и ее светимость, определяемая выгоранием водорода в слоевом источнике. Масса истекающей звезды в этот момент составляет уже всего $2M_\odot$ (вместо $M_1 = 9M_\odot$ в начале обмена масс). Дальнейшая эволюция этой звезды сопровождается сжатием звезды при почти постоянной светимости, и звезда отделяется от своей полости Роша. Сжатие останавливается через $3 \cdot 10^5$ лет благодаря выгоранию гелия в ядре звезды, которое не является вырожденным. В этот момент (точка c на треке) масса первоначально более массивной звезды составляет $2{,}016M_\odot$, ее гелиевое ядро составляет 92% массы звезды. Содержание водорода в оболочке много меньше первоначального, так как в процессе перемены ролей звезда теряет даже часть зоны переменного химического состава. Дальнейшая эволюция первоначально более массивной компоненты определяется выгоранием гелия в ядре, а водородная оболочка полностью выгорает в слоевом источнике за время порядка 10^5 лет. Звезда на этой стадии находится вблизи последовательности гелиевых звезд. Таким образом консервативная эволюция (в пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием) в случае системы B с массивной ($M_1 = 9M_\odot$) первичной компонентой приводит к формированию разделенной ТДС, состоящей из гелиевой невырожденной звезды массой около $2M_\odot$ и звезды главной последовательности массой $10{,}1M_\odot$ (вместо $M_2 = 3{,}1M_\odot$ в начале обмена).

В случае C эволюции ТДС, когда более массивная компонента заполняет свою полость Роша после выгорания гелия в ядре, различными авторами отмечаются трудности расчетов ввиду неопределенностей структуры и радиусов моделей одиночных звезд для поздних этапов их эволюции. Например, учет или неучет перемешивания вещества в полуконвективной зоне (использование критерия Леду или Шварцшильда) приводит к различию в радиусах звезд на порядок величины. В работе (Lauterborn, 1970) рассмотрена эволюция ТДС с общей массой $7M_\odot$ в случае C. Общий ход эволюции подобен случаю B с той лишь разницей, что масса образующегося углеродного белого карлика оказывается относительно большой.

Описанные примеры эволюции ТДС разных масс в случаях A, B, C показывают, что эволюция ТДС с неравными начальными массами компонент может быть разделена на три этапа, характеризующиеся различной длительностью и различным темпом потери массы (см., например, Свечников и Снежко, 1974, Тутуков и Юнгельсон, 1973). Первый этап имеет шкалу времени ядерной эволюции, когда звезды-компоненты ТДС не заполняют свои полости Роша и эволюционируют независимо как одиночные звезды. Второй этап соответствует заполнению более массивной звездой своей полости Роша, потерей ею устойчивости, быстрому обмену масс и перемене ролей компонент. Третий этап эволюции ТДС, в зависимости от начальных параметров системы, сопровождается медленной потерей массы в ядерной шкале (случай A, а также случай B при $M_1 < 3M_\odot$), либо происходит при постоянных массах компонент без потери массы, обусловленной обменом масс (случай B при $M_1 > 3M_\odot$). Длительность второго этапа, с быстрым обменом масс, очень короткая, поэтому ТДС может наблюдаться практически лишь на первом и третьем этапах.

Как в случае A, так и в случае B эволюции ТДС после перемены ролей компонент массы звезд различаются больше, чем их начальные массы. Избытки светимостей и радиусов, сформировавшихся в процессе перемены ролей субгигантов тем больше, чем большую часть массы теряет первоначально более массивная звезда системы. Таким образом, расчеты эволюции ТДС с обменом масс в консервативном случае (при пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием) позволяют как качественно, так и количественно объяснить парадокс алголей и описать все наблюдаемые особенности ТДС с субгигантами.

Мы кратко описали современные представления об эволюции ТДС. Более подробно с теорией эволюции ТДС можно ознакомиться в работах (Свечников и Снежко, 1974, Тутуков и Юнгельсон, 1973, Масевич и Тутуков, 1988, Юнгельсон и Масевич, 1982, Shore et al., 1994, De Loore and De Greve, 1976, De Loore and Doom, 1992, Iben and Tutukov, 1984, 1985, 1991, van den Heuvel, 1976, van Beveren, 1991, Postnov and Yungelson, 2006, см. также докторскую диссертацию Юнгельсона, 2011).

5. Эволюционные сценарии для ТДС и популяционный синтез

Расчеты эволюции ТДС с обменом масс и переменой ролей компонент показали, что разделенные системы в случае эволюции типа A (орбитальные периоды порядка суток) эволюционируют в полуразделенные системы с субгигантами, в ядрах которых выгорает водород. В случае эволюции типа B (орбитальный период порядка 10–1000 суток) ТДС с $M_1 < 3M_\odot$ эволюционирует в систему с горячим субкарликом или гелиевым белым карликом, причем на стадии медленной потери массы она может наблюдаться как система с субгигантом, в центре которого имеется вырожденное гелиевое ядро и водородный слоевой источник. Эволюция ТДС в случае B с $M_1 > 3M_\odot$ приводит к формированию разделенной системы, компонентами которой является массивная звезда главной последовательности и невырожденная гелиевая звезда. В случае если масса гелиевой звезды превышает несколько солнечных она может рассматриваться как прообраз звезды Вольфа–Райе (Paczynski, 1967e, Тутуков и Юнгельсон, 1973).

Дальнейшее развитие теории эволюции ТДС с обменом масс привело к созданию эволюционных сценариев для ТДС с различными начальными характеристиками, которые на качественном уровне прослеживают весь путь эволюции ТДС с учетом вторичного обмена масс в системе и формирования конечных продуктов эволюции звезд. Такие эволюционные сценарии для ТДС были впервые предложены в работах (van den Heuvel and Heize, 1972, Тутуков и Юнгельсон, 1973). Их использование оказалось очень полезным для понимания эволюции ТДС. На базе таких эволюционных сценариев активно развивается новый метод статистического исследования эволюции ТДС — популяционный синтез — компьютерный метод моделирования популяций объектов со сложной эволюционной историей (Корнилов и Липунов, 1983а,б, Lipunov et al., 1996, Dewey and Cordes, 1987, см. также обзор Попова и Прохорова, 2007 и ссылки в нем, а также докторскую диссертацию Юнгельсона, 2011).

Рассмотрим кратко несколько современных эволюционных сценариев для ТДС. Начнем со случая массивных ТДС. В массивных ТДС не происходит вырождения ядер звезд на всем этапе эволюции ТДС, поэтому эволюционный сценарий для таких систем выглядит наиболее просто и однозначно. Тем не менее, даже в случае эволюции массивных ТДС изучение эволюции вплоть до конечных стадий сталкивается со значительными трудностями из-за целого ряда еще не решенных проблем, связанных например, с перемешиванием недр звезд, многочисленностью слоевых источников термоядерного горения, потерей вещества и углового момента системой (подробнее об этом см. Масевич и Тутуков, 1988). В то же время, успехи наблюдательной астрофизики, открытие нейтронных звезд и черных дыр в составе ТДС позволяют дать наблюдательные ограничения на самые поздние стадии эволюции ТДС. Развитие эволюционных сценариев для ТДС совместно с такими наблюдательными ограничениями дает метод надежной проверки наших представлений об эволюции ТДС. Начальная функция масс для ТДС (Масевич и Тутуков, 1988)

$$dN \simeq 0{,}2 d\lg a \left(\frac{M_\odot}{M_1}\right)^{2,5} d\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right) dq \left(\text{год}^{-1}\right) \tag{776}$$

совместно с использованием времени жизни компонент ТДС на разных стадиях эволюции дает возможность оценить число систем разных типов в Галактике. В формуле (776) a — большая полуось орбиты ТДС, M_1 — масса первичной компоненты, $q = M_2/M_1$ — отношение масс компонент, dN — число ТДС в интервале значений $a + da$, M_1+dM_1, $q + dq$. Отметим, что ввиду значительной неопределенности параметров (особенно оценки числа ТДС с малым отношением масс компонент) формула (776) справедлива лишь с точностью до фактора 2–3 (Масевич и Тутуков, 1988).

Рассмотрим разделенную массивную ТДС, состоящую из двух звезд главной последовательности, не заполняющих свои полости Роша, с различными, но не сильно отличающимися массами M_1 и M_2 (чтобы избежать стадии с общей оболочкой во время первичного обмена масс — см. выше). Пусть $M_1 + M_2 > 30M_\odot$, а $q = M_2/M_1 \lesssim 1$ не сильно отличается от единицы. Эволюционный сценарий такой системы приведен на рис. 325, заимствованном из работы (Масевич и Тутуков, 1988). Рассмотрим, для определенности, случай B эволюции, когда первоначально более массивная звезда системы заполняет свою полость Роша на стадии инертного гелиевого ядра и водородного слоевого источника. Время ядерной эволюции первичной звезды до заполнения ею полости Роша порядка $3 \cdot 10^6$ лет.

После заполнения своей полости Роша первичная компонента начинает терять вещество в тепловой шкале в основном в виде истечения через внутреннюю точку L_1, которое перетекает на вторую компоненту и присоединяется к ней. Процесс аккреции вещества второй компонентой характеризуется соотношением двух времен: временем удвоения ее массы $T_M = \dfrac{M_2}{|\dot{M}_a|}$ ($\dot{M}_a$ — темп аккреции) и тепловым временем T_{KH} для истекающей первичной компоненты:

$$T_{\text{KH}} \simeq \frac{3 \cdot 10^7}{(M_1/M_\odot)^2} \text{ лет.}$$

Темп потери массы истекающей первичной звездой оценивается как отношение массы первичной M_1 ко времени T_{KH}:

$$\dot{M} = \frac{M_1}{T_{\text{KH}}} = 3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^3 M_\odot/\text{год}. \tag{777}$$

Если $T_{\text{KH}} < T_{\text{M}}$, то звезда-аккретор остается термически равновесной звездой главной последовательности и медленно, в соответствии с увеличением массы за счет аккреции, увеличивает свой радиус, оставаясь в тепловом равновесии. Если же $T_{\text{KH}} > T_{\text{M}}$, то аккрецирующая звезда не успевает прийти в тепловое равновесие с падающим на нее в высоком темпе веществом, и расширяется в шкале времени T_{M} удвоения ее массы. После заполнения аккрецирующей компонентой своей полости Роша ТДС становится контактной, и у нее формируется общая оболочка. Как отмечалось выше, это может произойти в случае, если разница в массах компонент велика: $q = M_2/M_1 \ll 1$. Поскольку в нашем случае q не сильно отличается от единицы, а оболочки обеих звезд лучистые, при первичном обмене масс, общая оболочка не образуется. Вместо этого ТДС на стадии первичного обмена масс испытывает фазу

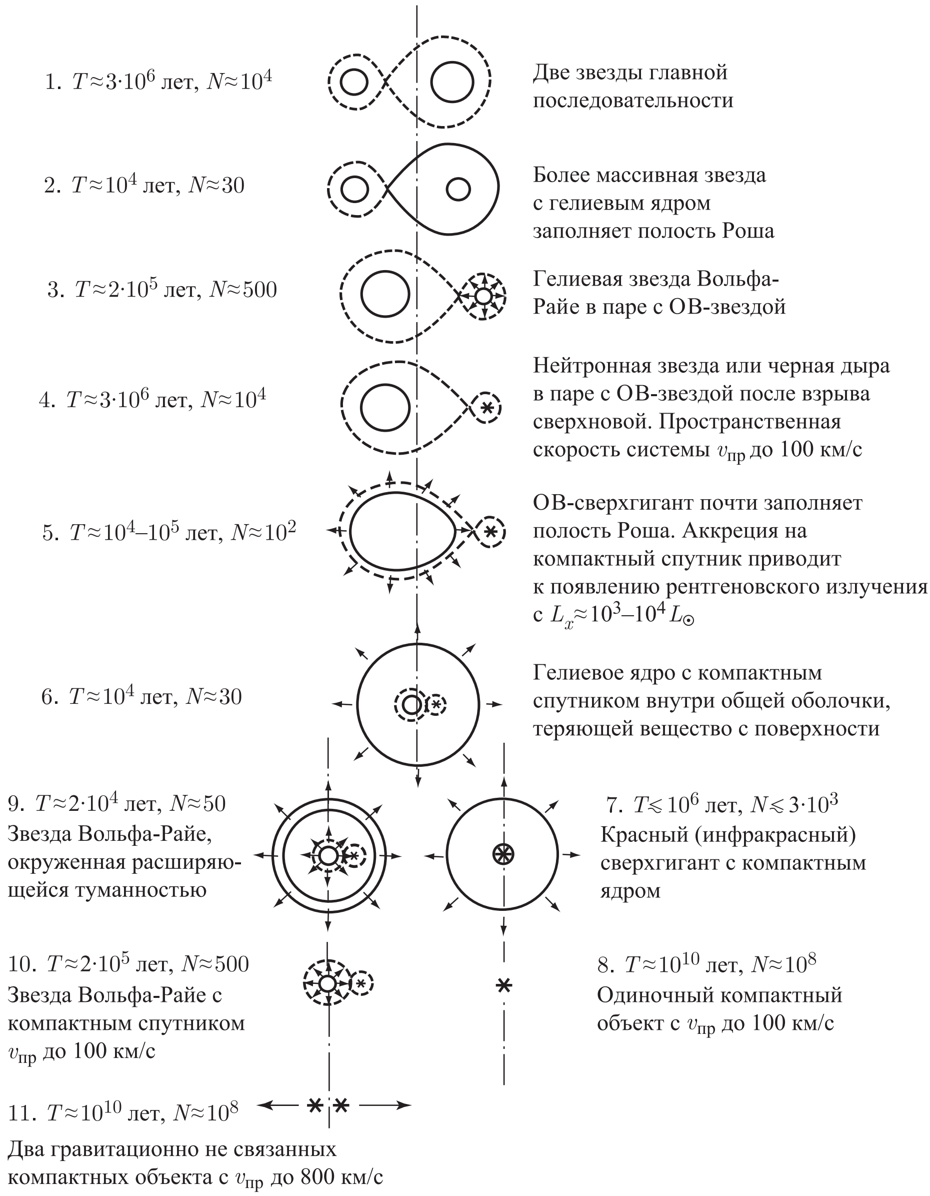


Рис. 325. Сценарий эволюции массивных тесных двойных звезд. Указаны продолжительности стадий и число соответствующих двойных систем в Галактике. (Из работы Масевич и Тутуков, 1988)

полуразделенной системы (см. рис. 325). При обмене масс часть орбитального углового момента донора может передаваться звезде-аккретору (например, через посредство формирования аккреционного диска), что увеличивает скорость осевого вращения аккрецирующей звезды. Получив избыточный вращательный момент, звезда-донор может либо передавать его назад, в орбиту посредством приливных взаимодействий, либо терять этот момент при уносе магнитного звездного ветра. Если же, как в нашем случае, оболочка аккрецирующей звезды радиативна, а система достаточно разделенная ($P_{\rm orb} > 50$ суток), то звезда-аккретор сохраняет свойства быстровращающейся Ое- или Ве-звезды.

По прошествии $\sim 10^4$ лет первоначально более массивная звезда переносит основную часть своей водородной оболочки на вторичную звезду, и в системе происходит перемена ролей компонент. Система теперь состоит из более массивной ОВ-звезды главной последовательности (бывшей вторичной компоненты, нарастившей свою массу) и невырожденной гелиевой звезды с небольшой водородной оболочкой, которая может интерпретироваться как звезда Вольфа–Райе (Paczynski, 1967e, Тутуков и Юнгельсон, 1973). Интенсивная потеря массы звездой WR в виде звездного ветра $\left(\dot{M} \simeq 10^{-5} M_\odot/\text{год}\right)$ позволяет объяснить наблюдаемое разделение звезд WR на две последовательности: азотную (WN), в которой спектры звезд WR имеют усиленные линии гелия и азота, и углеродную (WC), где усилены линии гелия, углерода и кислорода. Поверхность молодой звезды WR практически лишена углерода ввиду того, что он трансформирован в азот в реакции CNO-цикла. При этом содержание углерода падает в десятки раз. На поверхности молодой звезды WR содержание водорода составляет $\sim 20\,\%$, содержание углерода практически нулевое, а содержание азота усилено. Поэтому сразу после своего образования в ТДС звезда WR является звездой азотной последовательности. По мере потери вещества за счет истечения собственного ветра звезды WN, в ней обнажаются более глубокие слои, в которых была внешняя граница конвективной зоны ядра, обогащенная углеродом в ходе горения гелия. В то же время, азот в этих слоях практически отсутствует, поскольку он выгорает при $T \simeq 10^8$ K. Поэтому после обнажения обогащенной углеродом зоны звезда WR из звезды азотной последовательности (WN) превращается в звезду углеродной последовательности (WC). Для обнажения внешней границы конвективного ядра требуется потерять $\sim 30\,\%$ начальной массы звезды WR, что вполне возможно при наблюдаемых высоких темпах потери массы звездами WR в виде ветра.

Время ядерной эволюции гелиевой звезды на порядок короче времени ядерной эволюции соответствующей водородной звезды главной последовательности и в случае звезд WR (гелиевая звезда со звездным ветром) описывается формулой (Тутуков и др., 1973)

$$T_{\rm WR} \approx 3 \cdot 10^6 \left(\frac{M_\odot}{M_{\rm WR}}\right)^{0,7} \text{ лет.} \tag{778}$$

Гидростатические радиусы гелиевых звезд (см. Arnett, 1978, Shore et al., 1994) очень малы (см. табл. 86).

Таблица 86

Радиусы гелиевых звезд разных масс в единицах $R_\odot$

Фаза ядерного горения	Масса гелиевой звезды			
	$2{,}5M_\odot$	$4M_\odot$	$8M_\odot$	$16M_\odot$
He	0,4	0,5	0,76	1,1
C	3,0	1,2	1,05	0,75
Ne	110	2,0	1,2	0,70
O	Захват электронов	2,0	1,2	0,75
Si	Коллапс	2,0	1,3	0,80

Их значения составляют $(0{,}5–1)R_\odot$. В случае мощного звездного ветра WR появляется «ложная фотосфера», соответствующая оптической глубине $\tau = 2/3$, поэтому видимый радиус гелиевой звезды возрастает до нескольких солнечных радиусов, а наблюдаемая эффективная температура понижается с $\sim 10^5$ K для «чистой» гелиевой звезды до $(4–5) \cdot 10^4$ K. Как следует из анализа затменных двойных систем с компонентами WR (см. выше) именно такие параметры наблюдаются у звезд WR.

Если первичная компонента имеет массу $M_1 \gtrsim 12 M_\odot$, то гелиевое ядро такой звезды после обмена масс в случае B имеет массу более $2{,}2 M_\odot$. В нем формируется ядро из тяжелых элементов, включая железо, с массой больше чандрасекаровского предела, и оно коллапсирует в нейтронную звезду, что сопровождается вспышкой сверхновой типа I b/c (Shore et al., 1994). Для гелиевых ядер с массами $\gtrsim 3{,}5 M_\odot$, радиусы всегда меньше $4 R_\odot$ на стадии предколлапса. Поэтому в ТДС, если она не очень тесная, такие гелиевые ядра не заполняют вторично своих полостей Роша (случай BB–обмена масс не реализуется). В то же время (Shore et al., 1994), в интервале масс гелиевых ядер от $2{,}2 M_\odot$ до $3{,}5 M_\odot$ (соответствующие начальные массы первичных компонент $M_1 = (12–14) M_\odot$), как следует из табл. 86, радиус гелиевой звезды на поздней стадии эволюции значительно возрастает (за весьма короткое время, порядка $2 \cdot 10^3$ лет), что приводит ко вторичному заполнению полости Роша и новому обмену масс. Это слегка уменьшает массу гелиевой звезды (на ~ 10%). Затем происходит коллапс ядра гелиевой звезды массой $\sim 1{,}4 M_\odot$, а оболочка гелиевой звезды массой $\sim (0{,}8–1 M)_\odot$ сбрасывается во время соответствующей вспышки сверхновой типа I b/c. В спектрах этих сверхновых наблюдаются широкие линии гелия (I b) и гелия и углерода (Ic), при практически полном отсутствии линий водорода.

Взрыв сверхновой в ТДС приводит к появлению у ее орбиты заметного эксцентриситета и значительной пространственной скорости центра масс системы (до ~ 100 км/с — см. выше). Поскольку взрывается менее массивная компонента, система не распадается (сброшенная масса меньше половины суммарной массы компонент). Как было показано гидродинамическими расчетами (Fryxell and Arnett, 1981), удар оболочки сверхновой в случае разделенных массивных систем приводит лишь к срыву небольшой части оболочки спутника в ТДС и слабо влияет на состояние спутника и параметры орбиты.

Часть ТДС (~ 30%) входит в состав тройных систем. Как показано в работах (Тутуков и Юнгельсон, 1978а,б), тройная система с компонентами сравнимой массы распадается вследствие взрыва одной из компонент как сверхновой, если $a_1/a_2 \gtrsim 100$, где a_2 — большая полуось тесной двойной системы, a_1 — большая полуось орбиты третьей компоненты, обращающейся вокруг ТДС.

После взрыва гелиевой звезды (WR-звезды) как сверхновой типа I b/c и формирования релятивистского объекта, ТДС длительное время ($\sim 3 \cdot 10^6$ лет) является «спокойной» рентгеновской двойной, поскольку в ней спутник-звезда главной последовательности, нарастившая массу во время обмена масс, не заполняет свою полость Роша, а интенсивность звездного ветра этого спутника недостаточна для интенсивной аккреции вещества на сформировавшийся релятивистский объект и для зажигания мощного рентгеновского источника. Поиск таких «спокойных» рентгеновских двойных систем, состоящих из нормальной звезды главной последовательности, не заполняющей свою полость Роша и неаккрецирующего релятивистского объекта — важная наблюдательная задача астрофизики. Главными признаками таких систем являются высокие пространственные скорости их центров масс, полученные вследствие взрыва сверхновой, а также большие высоты z этих звезд над галактической плоскостью. Массивные O–B-звезды с высокими пространственными скоростями — «убегающие звезды» известны (Блаау, 1961, 1964, Cruz-Consales et al., 1974, Stone, 1979, Bekenstein and Bowers, 1974). В работах (Гусейнов и Зельдович, 1966, Trimble and Thorne, 1969) было предложено искать релятивистские объекты в ТДС по орбитальной периодической переменности лучевых скоростей оптических звезд. Поиск периодической спектральной переменности «убегающих» звезд проводился рядом групп (Cherepashchuk and Aslanov, 1984, Gies and Bolton, 1986, Stone, 1982, см. также Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Надежных выводов о существовании «спокойных» рентгеновских двойных систем на основании этих исследований пока не получено. Открытие массивных ТДС, состоящих из Be-звезд и радиопульсаров (см., например, Johnston et al., 1992) доказало реальное существование «спокойных» рентгеновских двойных систем.

Ядерная эволюция оптической звезды в «спокойной» рентгеновской двойной системе (длительность которой $\sim 3 \cdot 10^6$ лет) приводит к увеличению ее радиуса и к приближению поверхности оптической звезды к границам ее полости Роша. Стимулированный приливными силами звездный ветер оптической звезды обеспечивает высокий темп аккреции вещества на релятивистский объект. В системе «зажигается» яркий рентгеновский источник, и она наблюдается как классическая квазистационарная рентгеновская двойная система (типа Cen X-3, Cyg X-1 и т. п., см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Длительность этой стадии эволюции весьма коротка ($\sim 10^4$–10^5 лет). Следует отметить, что если во время первичного обмена масс в ТДС сформировалась быстро вращающаяся Be-звезда (см. выше), то аккреция вещества на релятивистский объект может многократно усиливаться при его прохождении вблизи периастра орбиты внутри дискообразной оболочки, сформированной экваториальным ветром вращающейся Be-звезды. В этом случае, задолго до заполнения Be-звездой своей полости Роша в «спокойной» рентгеновской двойной зажигается мощный транзиентный рентгеновский источник с жестким рентгеновским спектром. Такие жесткие транзиентные рентгеновские двойные системы, состоящие из Be-звезд и нейтронных звезд — рентгеновских пульсаров наблюдаются (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Типичный пример — система A0535+26(V725 Tau).

Открытие рентгеновских двойных систем привело к значительному прогрессу в понимании поздних стадий звездной эволюции. Идея аккреции вещества в ТДС как источника мощного рентгеновского излучения была высказана в работах Новикова и Зельдовича, а также Шкловского (Novikov and Zeldovich, 1966, Shklovsky, 1967). Эволюционный сценарий для массивных ТДС с рентгеновскими источниками обсуждался в работах (van den Heuvel and Heize, 1972, Тутуков и Юнгельсон, 1973, van den Heuvel, 1976). В массивных рентгеновских двойных аккреция на релятивистский объект идет в основном из стимулированного приливными силами (или осевым вращением звезды) звездного ветра спутника. Определим радиус гравитационного захвата R_G вещества ветра релятивистским объектом из условия равенства удельной кинетической энергии вещества $(V_w^2 + V_0^2)/2$ и гравитационной энергии GM_x/R_G, где M_x — масса релятивистского объекта (Bondi and Hoyle, 1944):

$$R_G = \frac{2GM_x}{V_w^2 + V_0^2}. \tag{779}$$

Здесь V_w — скорость ветра, V_0 — скорость орбитального движения звезды. Тогда легко найти темп аккреции вещества релятивистским объектом:

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{\pi R_G^2}{4\pi a^2}\,\dot{M}_w = \frac{G^2 M_x^2}{\left(V_w^2 + V_0^2\right)^2 a^2}\,\dot{M}_w. \tag{780}$$

Здесь a — радиус орбиты системы, $\dot{M}_w$ — темп потери вещества звездой в виде ветра (для простоты, ветер предполагается сферически-симметричным). Видно, что доля вещества, перехваченного из ветра, сильно зависит от скорости ветра. Например, при $V_w = 1000$ км/с, $V_0 = 100$ км/с, $M_x = 1{,}4M_\odot$ радиус захвата $R_G = 0{,}7R_\odot$, а в случае $V_w = 2000$ км/с $R_G = 0{,}17R_\odot$. Взяв $a = 50R_\odot$ и $V_w = 1000$ км/с (типичные характеристики для массивных рентгеновских двойных), получим:

$$\frac{\pi R_G^2}{4\pi a^2} = 5 \cdot 10^{-5}. \tag{781}$$

Чтобы обеспечить наблюдаемую рентгеновскую светимость квазистационарных рентгеновских двойных систем

$$L_x = \frac{GM_x \dot{M}_{\text{acc}}}{R_x} = 10^{34}\text{–}10^{38}\ \text{эрг/с}, \tag{782}$$

где M_x — масса релятивистского объекта, R_x — его радиус, необходимо, чтобы темп аккреции был $\dot{M}_{\text{acc}} \approx 10^{-12}\text{–}10^{-8} M_\odot$/год, т. е., с учетом (781), темп потери вещества в ветре звезды-донора должен составлять от $2{\cdot}10^{-8}$ до $2{\cdot}10^{-4} M_\odot$/год. Такие большие темпы потери массы могут реализоваться лишь в звездных ветрах массивных звезд, с массами $\gtrsim$15–$20 M_\odot$. Именно такие массы имеют оптические звезды-компоненты квазистационарных рентгеновских двойных систем (Cherepashchuk et al., 1996).

Темп аккреции, соответствующий эддингтоновской светимости, может быть записан в виде (Shore et al., 1994):

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{R_x}{10\,\text{км}} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-8} M_\odot/\text{год}. \tag{783}$$

При таком темпе аккреции рентгеновская светимость релятивистского объекта равна

$$L_x^{\text{Edd}} = 1{,}3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot}\ \text{эрг/с}. \tag{784}$$

При приближении поверхности звезды-донора к границам полости Роша темп аккреции на релятивистский объект возрастает и, соответственно, растет рентгеновская светимость аккрецирующего релятивистского объекта, приближаясь к эддингтоновскому пределу (784). Заполнение полости Роша оптической звездой увеличивает темп обмена масс через точку L_1 до такой степени, что рентгеновское излучение, формирующееся при аккреции, поглощается во внутренних частях аккреционного диска и в общей оболочке. Если звезда, заполнив полость Роша, истекает в тепловой шкале времени эволюции, то она истекает в очень высоком темпе (см. формулу (777)):

$$\dot{M} = 3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3\ M_\odot/\text{год}, \tag{785}$$

и для массивных звезд с $M \simeq 20 M_\odot$ темп поступления вещества в аккреционный диск достигает огромной величины $\sim 2 \cdot 10^{-4} M_\odot$/год, что много больше величины $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 10^{-8} M_\odot$/год, соответствующей критической эддингтоновской светимости аккрецирующего релятивистского объекта. Поэтому при заполнении звездой-донором полости Роша, когда вокруг релятивистского объекта сформировался аккреционный диск (как это имеет место в системе SS 433), аккреция на релятивистский объект идет в сверхкритическом режиме (Shakura and Sunyaev, 1973) и вокруг релятивистского объекта наблюдается оптически яркий аккреционный диск. Основная часть вещества звезды-донора, поступающего в диск, уносится из него давлением радиации. Если же обмен масс в рентгеновской двойной происходит так, что при заполнении звездой-донором своей полости Роша аккреционный диск не образуется, а формируется общая оболочка вокруг системы, потеря вещества и углового момента из системы происходит в результате торможения двойной системы динамическим трением в общей оболочке.

Численное моделирование (Масевич и др., 1979) привело к выводу, что только для ТДС в случае эволюции A, в которых массивная звезда заполняет свою полость Роша на стадии горения водорода в ядре, время, в течение которого рентгеновская светимость аккрецирующего релятивистского объекта достаточно велика ($L_x > 10^3 L_\odot$), составляет $t_x = (3\text{–}10) \cdot 10^5$ лет. Максимальная продолжительность рентгеновской фазы t_x достигается при массе донора $M_v = 20 M_\odot$. Продолжительность рентгеновской фазы t_x быстро уменьшается как при увеличении, так и при уменьшении массы донора. Увеличение массы сокращает время жизни донора, а уменьшение — понижает интенсивность звездного ветра донора. Теоретическая оценка числа массивных рентгеновских двойных систем в Галактике с использованием формулы (776) дает число $N \sim 100$, что согласуется с наблюдениями. Длительность рентгеновской стадии массивной рентгеновской двойной в случае B-эволюции составляет всего $t_x \sim 10^3$ лет, а оценка числа таких систем в Галактике $N \sim 20$. Следовательно, большая часть оптических компонент в массивных рентгеновских двойных системах должна быть звездами, лежащими в пределах главной последовательности, что согласуется с наблюдениями (см., например, Петров и др., 2007). Как уже отмечалось выше, оптические звезды-компоненты квазистационарных массивных рентгеновских двойных систем обладают избытками светимости ($\sim 1^m$) для своих масс, что отражает особенности эволюции этих звезд в составе двойных систем. Аккреция вещества на нейтронную звезду с магнитным полем приводит к ее раскручиванию до некоторой равновесной скорости (см. рис. 326). Эволюция вращающихся намагниченных нейтронных звезд в двойных системах изложена в книге Липунова (1987).

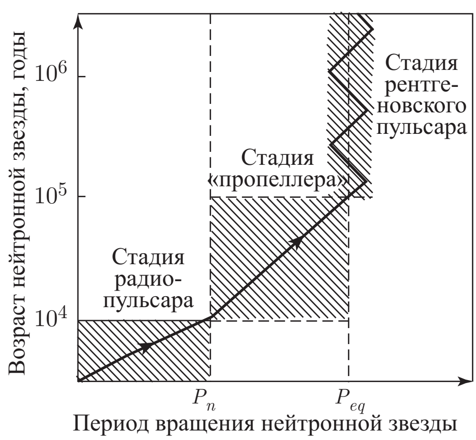


Рис. 326. Схема эволюции нейтронной звезды в тесной двойной системе. Нейтронная звезда рождается с коротким периодом (менее 0,001 с). Вначале она замедляется подобно радиопульсару. Начиная с периода $P_\text{п}$, следует стадия «пропеллера». Замедление вращения нейтронной звезды на этой стадии (она может продолжаться сотни тысяч лет) происходит вследствие отбрасывания аккрецируемой плазмы. Далее, начиная с некоторого периода $P \approx P_{eq}$, становится возможной аккреция на нейтронную звезду, и зажигается рентгеновский пульсар. В режиме рентгеновского пульсара из-за аккумуляции нейтронной звездой углового момента аккрецируемой плазмы, происходит ускорение вращения нейтронной звезды. При этом период ее вращения колеблется вблизи некоторого среднего значения P_{eq}

Рентгеновские двойные системы — важный инструмент исследования релятивистских объектов. По движению оптических звезд в рентгеновских двойных определяются массы нейтронных звезд и черных дыр; по быстрой рентгеновской переменности оцениваются их характерные размеры. К настоящему времени измерены массы более 20 черных дыр и свыше 50 нейтронных звезд в двойных системах (см. ниже).

Ядерная эволюция звезды-донора в рентгеновской двойной приводит к увеличению ее радиуса, заполнению полости Роша и вторичному обмену масс в тепловой шкале. Поскольку перетекание происходит на менее массивный релятивистский объект, а масса этого объекта значительно меньше массы оптической звезды, в системе быстро образуется общая оболочка. Время эволюции ТДС на стадии с общей оболочкой весьма короткое, $\sim 10^4$ лет, поэтому вероятность обнаружить массивную ТДС на этой стадии весьма мала. Общее число массивных ТДС на этой стадии невелико, ~ 50 (Масевич и Тутуков, 1988). Наблюдательные признаки таких систем с общей оболочкой и двойным ядром — это большой темп потери массы (до $10^{-2} M_{\odot}$/год), очень высокая светимость и большая высота z над галактической плоскостью. Не исключено, что пекулярные объекты типа η Car, P Cyg, S Dor являются ТДС на стадии с общей оболочкой (Масевич и Тутуков, 1988).

Неизбежность образования общей оболочки стала ясна после работ (Юнгельсон, 1973, Benson, 1974, Paczynski, 1978). Описание динамики эволюции ТДС в общей оболочке, основанное на использовании закона сохранения энергии, дано выше: предполагается, что основная часть энергии, затрачиваемая на сброс общей оболочки, черпается из энергии орбитального движения ТДС.

Численное исследование эволюции ТДС на стадии с общей оболочкой приводит к выводу, что эта эволюция может быть разделена на два этапа. На первом этапе компактный объект в тепловой шкале времени расширяющейся оболочки погружается вглубь этой оболочки, которая раскручивается почти до критической угловой скорости. На втором этапе, когда компактная звезда попадает во внутренние слои оболочки, плотность которых выше средней плотности звезды-донора, начинается быстрое (в динамической шкале времени) погружение компактного спутника вглубь звезды-донора, а темп потери массы быстро увеличивается. В итоге возможны два различных состояния системы. Если энергия взаимодействия ядра звезды-донора и компактного спутника достаточно велика, чтобы обеспечить потерю всей общей оболочки, то в итоге образуется тесная двойная система, большая полуось орбиты которой много меньше начальной. Если же энергия взаимодействия компонент относительно невелика, то компактный спутник полностью тормозится и по спирали падает в ядро звезды-донора.

Образовавшаяся после стадии с общей оболочкой ТДС должна быть короткопериодичной (орбитальный период порядка нескольких часов) и состоять из звезды WR «второго поколения» и релятивистского объекта, аккрецирующего звездный ветер звезды WR. Остатки сброшенной массивной общей оболочки могут в течение некоторого времени наблюдаться вокруг молодой «одиночной» звезды WR. Такие кольцевые туманности наблюдаются вокруг некоторых звезд WR (Лозинская и Тутуков, 1981). Размеры этих туманностей 1–4 парсек, массы 10–100$M_{\odot}$, скорости расширения ~ 100 км/с, что соответствует времени жизни этих оболочек $\sim 3 \cdot 10^4$ лет ($\sim 5\,\%$ от времени жизни центральной звезды WR). Было много попыток найти релятивистские спутники у звезд WR с большой высотой над галактической плоскостью и окруженных кольцевыми туманностями (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996), которые не увенчались успехом. Даже в тех случаях, когда у некоторых из этих звезд WR удалось обнаружить периодическую переменность лучевых скоростей, которая может свидетельствовать о наличии релятивистского спутника (см., например, Cherepashchuk and Aslanov, 1984), сделать окончательный вывод о наличии релятивистского объекта не представляется возможным ввиду того, что рентгеновское излучение от таких звезд WR весьма слабо, $\sim 10^{32}$–10^{33} эрг/с. Не исключено однако, что слабость рентгеновского излучения в данном случае связана с «эффектом пропеллера» намагниченной нейтронной звезды, которая сильно раскрутилась, получив большой угловой момент на стадии с общей оболочкой (Липунов, 1982). В этом случае магнитосфера быстро вращающейся нейтронной звезды отбрасывает плазму звездного ветра звезды WR, и результирующий темп аккреции очень мал, что и обусловливает слабость рентгеновского излучения. Однако в случае звезды WR HD 197406 (с большой высотой $z \simeq 800$ пк) по периодической переменности лучевых скоростей ($P \simeq 4{,}3^{\mathrm{d}}$) заподозрено присутствие массивного спутника ($\sim 4M_{\odot}$), который может быть черной дырой, и для которого «эффект пропеллера» не работает. Тем не менее, и у этой звезды WR рентгеновское излучение весьма слабо: $L_x \lesssim 10^{33}$ эрг/с.

Открытие звезды WR в качестве оптического компаньона пекулярной и очень короткопериодической ($P \simeq 4{,}8^{\mathrm{h}}$) рентгеновской двойной системы Cyg X-3 с мощным ($L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с) рентгеновским излучением доказало реальность существования систем WR+c, прошедших стадию общей оболочки, и содержащих звезду WR «второго поколения» (которая образовалась в результате вторичного обмена масс в массивной ТДС) и релятивистский объект (van Kerkwijk et al., 1992). Недавно открыт второй объект такого типа: рентгеновская двойная система IC10X-1, состоящая из звезды WR и черной дыры (см. ниже).

Как уже отмечалось, если энергия взаимодействия компонент ТДС на стадии с общей оболочкой относительно невелика, релятивистский объект по спирали падает в центр звезды-донора, и двойная система исчезает, оставив одиночную пекулярную звезду с релятивистским объектом в центре. Такие объекты принято называть объектами Торна–Житков (Thorne and Zytkow, 1977), по имени исследователей, которые показали, что возможна ситуация, когда аккреция на центральную нейтронную звезду идет не в очень высокотемпературном режиме, и нейтрино не уносят энергию, выделяемую при аккреции. В этом случае темп аккреции поддерживается таким $\left(\dot{M} \sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}\right)$, что светимость звезды оказывается на уровне эддингтоновского предела, и время жизни такого объекта достаточно велико ($\sim 10^{6}$–10^{8} лет). Может реализоваться и высокотемпературный режим аккреции на центральную нейтронную звезду (Зельдович и др., 1972), при котором вся энергия, выделяемая при аккреции, уносится в виде нейтрино. Время жизни сферически-симметричной оболочки в этом случае весьма короткое, порядка динамического времени, и в конце эволюции такого объекта образуется одиночная черная дыра, если оболочка достаточно массивна. Согласно теории (см., например, Бисноватый-Коган и Ламзин, 1984), объекты Торна–Житков могут проявлять себя как полностью конвективные красные сверхгиганты с сильным звездным ветром $\left(\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}\right)$ и временем жизни $\sim 5 \cdot 10^{5}$ лет. Если же центральная нейтронная звезда очень горячая ($T \simeq 10^{10}$ K), то из-за уноса энергии в виде нейтрино время жизни таких объектов короткое (~ 100 лет). Пока объекты Торна–Житков не открыты. Их примечательная особенность — высокие пространственные скорости и большие высоты z над галактической плоскостью, что является следствием произошедшего в родительской ТДС взрыва сверхновой.

Объект SS 433 представляет нам еще один возможный вариант вторичного обмена масс в массивной ТДС. В этом случае, при перетекании массивной оптической звезды на релятивистский объект в тепловой шкале времени эволюции общая оболочка не образуется, но вокруг релятивистского объекта формируется оптически и геометрически толстый сверхкритический аккреционный диск. Избыток массы и углового момента из системы уносятся мощным звездным ветром из внутренних частей сверхкритического аккреционного диска.

Если после стадии с общей оболочкой в массивной ТДС образуется короткопериодическая двойная система WR+c (типа системы Cyg X-3), то после завершения ядерной эволюции гелиевого ядра звезды WR (характерное время $\sim 2 \cdot 10^{5}$ лет) оно взрывается как сверхновая типа I b/c, в результате чего формируется второй релятивистский объект в системе. Ввиду очень короткого орбитального периода ТДС накануне взрыва сверхновой, коллапсирующее ядро предсверхновой может быстро вращаться, поскольку его вращение поддерживается орбитальным движением близкого спутника; это может приводить к формированию предельно быстро вращающейся керровской черной дыры с релятивистскими джетами и к появлению космического гамма-всплеска (Тутуков и Черепащук, 2004, van den Heuvel and Yoon, 2007). Поскольку взрывается более массивная звезда, весьма вероятен распад двойной системы. При этом образуются два быстро летящих релятивистских объекта. В отдельных случаях, например, при специфической асимметрии взрыва сверхновой, двойная система может не распадаться. Тогда образуется тесная двойная система из двух релятивистских объектов на эллиптических орбитах, центр масс которой имеет высокую пространственную скорость. К настоящему времени известно около 1600 радиопульсаров, из них около 200 входят в состав двойных систем. Спутниками в двойных радиопульсарах являются нейтронные звезды, белые карлики, массивные B-звезды и даже планеты. Радиопульсары в паре с черными дырами пока не открыты. Согласно современным представлениям (Shore et al., 1994) радиопульсары в двойных системах с сильно эллиптическими орбитами и относительно большими массами спутников (нейтронные звезды, массивные белые карлики, B-звезды) образовались в результате взрывов сверхновых. Радиопульсары с круговыми орбитами и спутниками сравнительно малой массы (белые карлики) сформировались в результате коллапса белых карликов, нарастивших массу до чандрасекаровского предела вследствие аккреции вещества, поступающего в процессе обмена масс от звезды-донора, нормальной маломассивной звезды. Увеличение орбитальных периодов таких систем (до тысяч дней) обусловлено перетеканием вещества с менее массивной на более массивную компоненту системы в ядерной шкале времени эволюции, что приводит к увеличению радиуса орбиты системы. Замечательно то, что большинство радиопульсаров в двойных системах имеют очень короткие периоды осевого вращения нейтронной звезды (порядка миллисекунд), что обусловлено раскруткой нейтронной звезды с магнитным полем при обмене масс (это так называемые подкрученные пульсары — см. Бисноватый-Коган и Комберг, 1974, а также обзор Бисноватого–Когана, 2006 и ссылки в нем).

Наблюдения радиопульсара в двойной системе Халса–Тэйлора PSR1913+16, а также исследование движения двух радиопульсаров в системе J0737-3039AB (см. выше) позволили очень точно измерить массы нейтронных звезд и определить посткеплеровские параметры их движения, в частности, найти укорочение орбитальных периодов, обусловленное излучением системами гравитационных волн.

Слияние компактных объектов в двойных системах, обусловленное вековым уменьшением размеров их орбит под действием излучения гравитационных волн, должно приводить к всплескам гравитационного излучения, и возможно, к космическим гамма-всплескам (см. обзор Постнова и Юнгельсона, 2006 и ссылки в нем). Отметим, что уже в течение года ведутся наблюдения на современных гравитационно-волновых лазерных интерферометрических антеннах (LIGO, VIRGO); пока гравитационно-волновых сигналов, идущих из Космоса, не обнаружено.

Рассмотрим теперь эволюционный сценарий для ТДС, состоящих из звезд умеренных масс. Будем называть ТДС с умеренными массами, если начальные массы компонент лежат в пределах $0{,}8$–$10{,}6M_\odot$ (Масевич и Тутуков, 1988). К числу таких систем принадлежит большинство ($\sim 98\,\%$) тесных двойных. Звезды с массами меньше $0{,}8M_\odot$ имеют время ядерной эволюции больше возраста Вселенной, поэтому их ядерная эволюция не является движущей силой эволюции ТДС. Звезды с массами меньше $10{,}6M_\odot$ заканчивают свою эволюцию образованием углеродно-кислородного или кислородно-неонового вырожденного карлика (Iben and Tutukov, 1985).

Сценарий эволюции ТДС умеренных масс подробно описан в книге (Масевич, Тутуков, 1988). Здесь мы изложим лишь важнейшие особенности эволюции ТДС этого типа.

Для эволюции ТДС умеренных масс существенное значение имеет нижняя граница массы компонент. Для звезд с $M > 1{,}5M_\odot$, имеющих лучистую оболочку, потеря углового момента магнитным звездным ветром несущественна, и эволюция таких ТДС, скорее всего, происходит в консервативном режиме. Кроме того, поскольку гидростатические радиусы звезд с лучистыми оболочками убывают с уменьшением их массы в динамической шкале времени, при обмене масс неустойчивость этих звезд проявляется лишь в тепловой шкале. Звезды с $M < 1{,}5M_\odot$ имеют мощные конвективные оболочки, поэтому обмен масс в таких ТДС может быть неустойчивым в динамической шкале, кроме того наличие магнитного звездного ветра приводит к потере углового момента звездой и делает обмен масс неконсервативным.

Сценарий эволюции ТДС умеренных масс приведен на рис. 327, заимствованном из работы (Масевич и Тутуков, 1988). Первый вариант этого сценария был предложен в работе Тутукова и Юнгельсона (1980). Затем он был развит Ибеном и Тутуковым (Iben and Tutukov, 1984a). Как показано Масевич и Тутуковым (1988), скорость

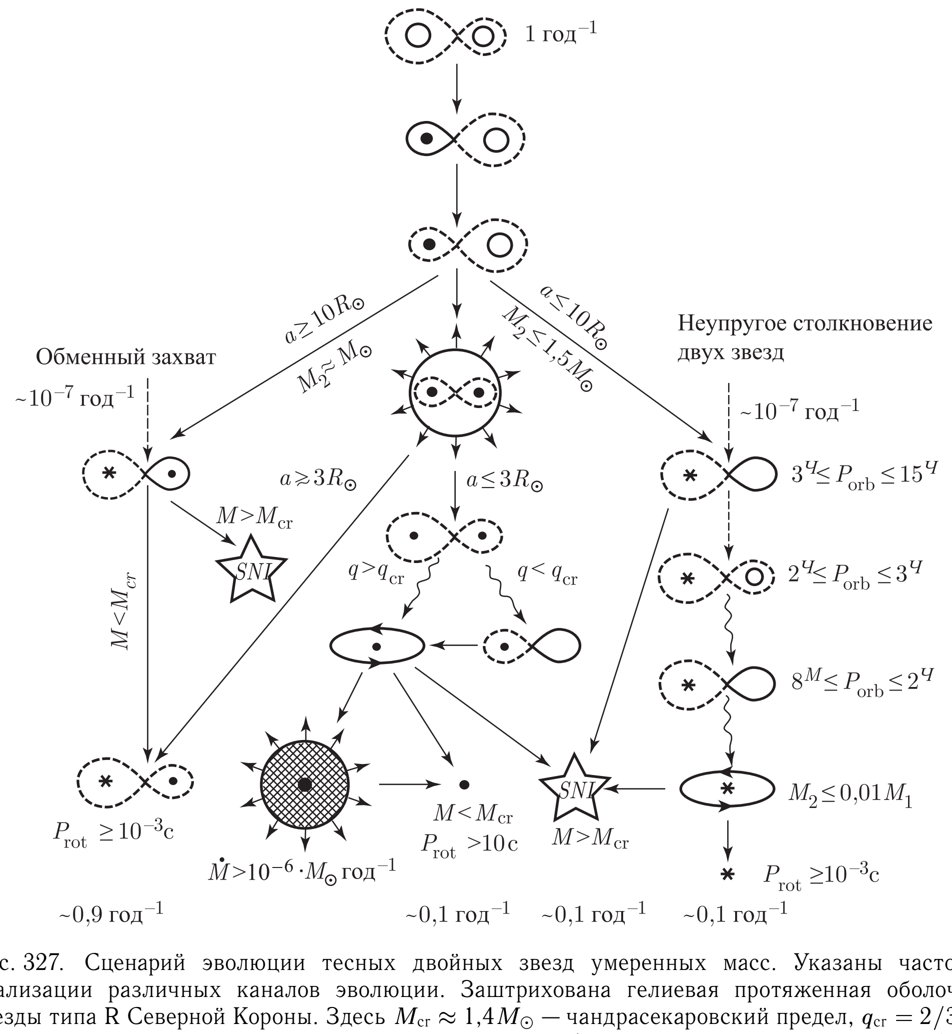


Рис. 327. Сценарий эволюции тесных двойных звезд умеренных масс. Указаны частоты реализации различных каналов эволюции. Заштрихована гелиевая протяженная оболочка звезды типа R Северной Короны. Здесь $M_{\rm cr} \approx 1{,}4M_\odot$ — чандрасекаровский предел, $q_{\rm cr} = 2/3$ — критическое отношение масс вырожденных компонент. (Из работы Масевич и Тутуков, 1988)

образования ТДС умеренных масс порядка 0,5 в год, общее число таких систем в Галактике $\sim 10^{10}$. Большинство ТДС умеренных масс являются системами на стадии эволюции B и C; системы на стадии эволюции A относительно редки.

Главная компонента заполняет свою полость Роша на стадии B, после образования гелиевого ядра в ее центре. Первичный обмен масс происходит в тепловой шкале времени эволюции оболочки главной звезды, поэтому он относительно быстротечен. Вероятность обнаружить такую систему на стадии первичного обмена масс относительно невелика, но не пренебрежимо мала, поскольку тепловая шкала для звезд малой и умеренной массы не мала; общее число ТДС умеренных масс на стадии первичного обмена масс $\sim 10^6$ в Галактике. Для ТДС с массами первичных компонент $M_1 \lesssim 2M_\odot$, помимо обмена масс в тепловой шкале, имеется более продолжительная стадия эволюции, когда выгорает водород в слое, окружающем вырожденное инертное гелиевое ядро (см. выше). На этой стадии находятся алголи, содержащие субгиганты с вырожденными гелиевыми ядрами. При частоте их образования $\sim 0{,}03$ в год и времени жизни $\sim 2 \cdot 10^8$ лет (Iben and Tutukov, 1984б) общее число таких алголей в Галактике $\sim 10^7$.

После прекращения обмена масс бывшая первичная компонента сжимается. В итоге образуется разделенная система, состоящая из вырожденного гелиевого, углеродно-кислородного или кислородно-неонового карлика и звезды главной последовательности. Если первичный обмен масс происходит на стадии с общей оболочкой (например, в силу большой разницы в массах компонент или потому, что истекающая компонента имеет глубокую конвективную оболочку), большая часть оболочки может быть выброшена, и будет наблюдаться как планетарная туманность, в центре которой находится тесная двойная система, состоящая из горячего углеродно-кислородного белого карлика и звезды главной последовательности, не заполняющей свою полость Роша. Такие системы принято называть предкатаклизмическими ТДС. Частота образования планетарных туманностей с двойными ядрами $\sim 10\,\%$ от общей частоты образования планетарных туманностей (Масевич и Тутуков, 1988).

Бывшая вторичная компонента, нарастившая свою массу, расширяется в ходе ядерной эволюции. Если начальный радиус орбиты системы достаточно велик, в ходе ядерной эволюции эта компонента не достигнет границ своей полости Роша. Тогда образуется симбиотическая двойная система: красный гигант или сверхгигант, истекающий в виде медленного звездного ветра, и аккрецирующий вещество ветра белый карлик или субкарлик.

Если бывшая вторичная компонента в процессе своей ядерной эволюции заполняет полость Роша, то это приводит к образованию общей оболочки в системе, поскольку обмен масс происходит в тепловой шкале или даже в динамической шкале (если оболочка истекающей звезды конвективна), а темп аккреции вещества белым карликом ограничен (например, эддингтоновским пределом). Образуется ТДС, в которой два ядра двигаются в общей оболочке. Общее число таких объектов в Галактике $\sim 10^6$. Последующее рассеяние общей оболочки еще раз создает условия для формирования планетарной туманности с двойным ядром, представляющим собой тесную двойную систему из двух вырожденных компонент. Радиус орбиты ТДС в ходе двух стадий с общей оболочкой может сильно уменьшиться — в 10–100 раз. В то же время, широкие двойные системы с не заполняющими свою полость Роша красными гигантами и сверхгигантами, из-за радиальной потери массы в виде ветра становятся еще шире. Поэтому распределение радиусов орбит двойных вырожденных карликов имеют бимодальный характер: имеются два класса систем с радиусами орбит $a < 50R_\odot$ и с $a > 2000R_\odot$.

Особый интерес представляет дальнейшая эволюция двойной системы с компонентами — белыми карликами. Если радиус орбиты двойного белого карлика

$a \geqslant 3R_{\odot}$, то за космологическое время под действием потери углового момента при излучении гравитационных волн белые карлики не успеют слиться. Более тесные системы с двумя белыми карликами (число которых составляет $\sim 10\%$ от общего числа двойных вырожденных карликов) за время меньше космологического успеют сблизиться. Первой заполнит свою полость Роша менее массивная компонента, поскольку ее радиус больше. Последующая эволюция такой ТДС зависит от отношения масс компонент и их химического состава. Для систем, состоящих из углеродно-кислородных белых карликов стационарный режим обмена масс невозможен ввиду сильной обратной зависимости радиусов таких объектов от их масс. Поэтому итогом заполнения полости Роша углеродно-кислородным белым карликом будет катастрофическое разрушение компоненты меньшей массы в динамической шкале (Тутуков и Юнгельсон, 1979а). То же самое произойдет и с гелиевым белым карликом, если отношение его массы к массе более массивной компоненты превосходит $q \sim 0{,}6$. В случае $q < 0{,}6$ увеличение радиуса орбиты и, соответственно, абсолютного радиуса полости Роша истекающей менее массивной компоненты происходит достаточно быстро, чтобы скомпенсировать эффект увеличения радиуса менее массивной компоненты системы. Поэтому при $q < 0{,}6$ в случае гелиевых белых карликов катастрофического разрушения менее массивной компоненты при обмене масс не происходит.

Когда менее массивная компонента перетекает на более массивную в динамической шкале времени (за несколько орбитальных периодов) образуется вырожденный карлик, окруженный массивным диском. Если темп аккреции из диска на центральную звезду больше $10^{-6} M_{\odot}$/год, вокруг белого карлика образуется протяженная оболочка, состоящая из гелия (если белые карлики гелиевые). В итоге может сформироваться одиночная звезда с углеродно-кислородным ядром, окруженным протяженной гелиевой оболочкой. Этот объект по наблюдательным проявлениям подобен звездам типа R Северной Короны. Если же при слиянии двух белых карликов суммарная масса превышает чандрасекаровский предел, а звездный ветер не слишком интенсивен, то возможно, что произойдет термоядерный взрыв массивного белого карлика, сопровождаемый вспышкой сверхновой типа Ia. Такой сценарий для объяснения феномена сверхновых типа Ia был предложен и обоснован Ибеном и Тутуковым (Iben and Tutukov, 1984a). В этом сценарии удается объяснить наблюдаемую частоту событий ($\sim 10^{-2}$ в год) и, что особенно важно, появление сверхновых типа Ia как в молодых, так и в старых звездных системах, например, в эллиптических галактиках.

Исследование разделенных двойных белых карликов и систем типа AM CVn (белый карлик в паре с вырожденной звездой или гелиевой звездой, заполняющей полость Роша) очень перспективно для поиска гравитационных волн (см. обзор Постнова и Юнгельсона, 2006, и ссылки в нем, а также Каталог: Cherepashchuk et al., 1996 и докторскую диссертацию Юнгельсона, 2011).

На рис. 327 отмечены также две дополнительные ветви эволюционного сценария для ТДС умеренных масс. Вероятность эволюции по этим ветвям значительно меньше, чем вероятность основного сценария, рассмотренного выше. На ветви справа (рис. 327) показаны катаклизмические двойные системы и маломассивные рентгеновские двойные. Частота образования катаклизмических двойных $\sim 3 \cdot 10^{-3}$–10^{-2} в год (Масевич и Тутуков, 1988). Маломассивные системы с нейтронными звездами могут образовываться в ядрах шаровых скоплений путем неупругих столкновений с частотой $\sim 10^{-7}$ в год (Fabian et al., 1975). Их дальнейшая эволюция подобна эволюции катаклизмических двойных, содержащих в качестве компактных объектов белые карлики.

На левой ветви сценария (рис. 327) отмечены системы с начальными массами компонент $0{,}8$–$1 M_{\odot}$, которые имеют вырожденные гелиевые ядра. Звезда-аккретор может быть вырожденным карликом (катаклизмическая двойная система GK Per) или нейтронной звездой (маломассивная рентгеновская двойная Cyg X-2). Такие ТДС могут образовываться либо в ходе естественной эволюции систем с большим начальным отношением масс компонент (частота образования $\sim 10^{-3}$ в год), либо в ходе обменных столкновений двойных звезд малых масс с нейтронными звездами в ядрах плотных скоплений (частота $\sim 10^{-7}$ в год). В этом случае после столкновения трех звезд — одиночной и двойной, две звезды оказываются гравитационно связанными в двойную систему (как правило, это наиболее массивные звезды из тройки), а третья — наиболее легкая — покидает систему со скоростью, близкой к скорости орбитального движения в двойной системе.

Спутник в образовавшейся таким образом маломассивной рентгеновской двойной системе имеет вырожденное гелиевое ядро и глубокую конвективную водородную оболочку. Поэтому для того, чтобы обмен масс не происходил в динамической шкале, необходимо, чтобы масса спутника была значительно меньше массы нейтронной звезды (или белого карлика, если это катаклизмическая двойная), т. е. отношение масс в системе должно быть $q = M_2/M_1 \lesssim 0{,}6$. Эволюция таких систем ускоряется также благодаря потере углового момента за счет истечения магнитного звездного ветра. После обмена масс образуется система, состоящая либо из двух вырожденных карликов, либо гелиевого белого карлика и нейтронной звезды. При этом нейтронная звезда должна быстро вращаться ($P_{\rm rot} \gtrsim 10^{-3}$ с), поскольку при обмене масс она получила значительную часть орбитального углового момента системы.

В книге (Масевич и Тутуков, 1988) изложен также сценарий эволюции маломассивных ТДС — катаклизмических двойных систем. Главной движущей силой эволюции катаклизмических двойных является магнитный звездный ветер красной карликовой звезды, заполняющей свою полость Роша, и, в случае коротких орбитальных периодов (порядка нескольких часов), излучение гравитационных волн (см. выше). Если масса красного карлика превышает $0{,}8M_\odot$, становится существенной также его ядерная эволюция. После заполнения химически однородной звездой своей полости Роша начинается обмен масс, приводящий к появлению вокруг белого карлика аккреционного диска с горячей областью взаимодействия между диском и газовой струей, истекающей из точки L_1. Если масса вторичной компоненты (красного карлика) превышает $\sim 0{,}4M_\odot$, то темп обмена масс оказывается ниже темпа, необходимого для появления у этой компоненты заметного отклонения от теплового равновесия (тепловое время звезды короче времени потери массы). В этом случае, вторичная компонента, уменьшая массу равновесным образом, уменьшает свой радиус и движется вниз вдоль главной последовательности на Г–Р-диаграмме. Когда масса вторичной компоненты в процессе обмена уменьшается до $\sim 0{,}4M_\odot$, тепловая шкала времени для нее становится сравнимой со шкалой времени потери звездой вещества, и радиус звезды возрастает. Поэтому радиусы вторичных компонент с массами $0{,}3$–$0{,}4M_\odot$ в катаклизмических двойных системах больше их равновесных значений. По мере уменьшения массы вторичной звезды, ее конвективная оболочка все глубже проникает в недра звезды, и при массе $M_2 \simeq 0{,}3M_\odot$ звезда оказывается полностью конвективной, что приводит к отключению механизма генерации магнитного поля и магнитного звездного ветра (Тутуков, 1983, Spruit and Ritter, 1983). Орбитальный период ТДС в момент выключения магнитного звездного ветра составляет около 3 часов. Выключение магнитного звездного ветра приводит к тому, что радиус орбиты перестает убывать, поэтому перенос масс от менее массивной вторичной компоненты к белому карлику прекращается, и феномен катаклизмической двойной системы исчезает.

Таким образом, пропадание магнитного звездного ветра объясняет причину отсутствия катаклизмических двойных с орбитальными периодами в интервале 2–3 часа.

Далее, системы с $P < 3^{\mathrm{h}}$ эволюционируют под влиянием излучения гравитационных волн. Под влиянием этого механизма потери углового момента компоненты системы продолжают медленно сближаться, и через $\sim 10^9$ лет ТДС вновь становится полуразделенной, обмен масс возобновляется, но уже в шкале времени, определяемой излучением гравитационных волн. Темп обмена масс, движимый только этим механизмом, оставаясь почти постоянным, составляет $\sim 10^{-10} M_\odot$/год. При массе вторичной компоненты $M_2 \simeq 0{,}1 M_\odot$ шкала времени эволюции ТДС под влиянием излучения гравитационных волн составляет $\sim 10^9$ лет. С уменьшением массы вторичной компоненты ее тепловая шкала возрастает. Обе шкалы (тепловая и гравитационно-волновая) совпадают при $M_2 \simeq 0{,}1 M_\odot$ и орбитальном периоде системы ~ 80 мин. При этом сжатие вторичной компоненты замедляется, а уменьшение орбитального периода сменяется его увеличением (из-за преобладания эффекта перетекания вещества от менее массивной на более массивную компоненту). Поэтому катаклизмические двойные системы с невырожденными вторичными компонентами не могут иметь орбитальные периоды короче 80 мин (Paczynski and Sienkiewicz, 1981), что в целом согласуется с наблюдениями. Это обстоятельство в настоящее время является важным аргументом в пользу реального существования гравитационных волн в природе.

Мы описали эволюцию химически однородных маломассивных звезд в катаклизмических двойных системах. Звезды с массами $0{,}8$–$1{,}5 M_\odot$ за космологическое время могут проэволюционировать, и заполнение ими полости Роша будет происходить в момент, когда в центре звезды имеется частично вырожденное гелиевое ядро массой более $\sim 1 M_\odot$. В этом случае нет оснований ожидать отключения магнитного звездного ветра, поскольку конвективные оболочки таких звезд в процессе обмена масс никогда не проникают в лучистое ядро (Тутуков и др., 1985). Система остается полуразделенной и эволюционирует к очень коротким орбитальным периодам, ~ 10 минут, ввиду того, что уменьшение содержания водорода в оболочке звезды вызывает уменьшение ее радиуса, а следовательно, и орбитального периода. Уменьшение орбитального периода сменится его увеличением тогда, когда обнажится частично вырожденное гелиевое ядро массой $\sim 0{,}1 M_\odot$. Поскольку для вырожденных звезд $R \sim M^{-1/3}$, уменьшение массы вторичной звезды, вызывает увеличение ее радиуса, что ведет к увеличению орбитального периода системы. Такие системы должны быть немногочисленны. Они имеют две важных особенности: на полуразделенной фазе они могут показывать феномен катаклизмических двойных, в том числе и внутри провала орбитальных периодов 2–3 часа; кроме того, такие системы могут достигать очень малых значений орбитальных периодов: ~ 10 мин.

Таким образом, предположение о наличии магнитного звездного ветра и излучения гравитационных волн позволяют понять основные особенности эволюции катаклизмических двойных систем и маломассивных рентгеновских двойных. Как уже отмечалось, эволюционные расчеты показывают, что частота образования катаклизмических двойных систем в Галактике $\sim 3 \cdot 10^{-3}$–10^{-2} в год (Масевич и Тутуков, 1988).

Эволюционные сценарии для массивных и маломассивных рентгеновских двойных систем рассматривались в работах (Thorne and Zytkov, 1977, Бисноватый-Коган и Ламзин, 1984, Podsiadlowski et al., 1995, Iben et al., 1995а,б, Shore et al., 1994, Lipunov et al., 1996, Portegis-Zwart et al., 1997, van den Heuvel and van Paradijs, 1988, Ergma and Fedorova, 1998, Ergma and van den Heuvel, 1998, Eggleton and Verbunt, 1986, De Kool et al., 1987, а также в докторской диссертации Юнгельсона, 2011). Эволюция массивных рентгеновских двойных описана нами выше, в рамках сценариях эволюции массивных ТДС.

Рассмотрим кратко возможные сценарии эволюции маломассивных рентгеновских двойных систем. Поскольку в маломассивных рентгеновских двойных масса звезды-донора в большинстве случаев меньше массы релятивистского объекта, обмен масс в таких системах устойчив и происходит в длинной временной шкале (порядка ядерной шкалы для звезды-донора); продолжительность обмена масс в данном случае превышает 10^8 лет. Главная движущая сила эволюции при этом — магнитный звездный ветер и излучение гравитационных волн. Следует подчеркнуть (Shore et al., 1997), что, в отличие от массивных рентгеновских двойных, которые являются нормальным событием в жизни массивных ТДС, для формирования маломассивных рентгеновских двойных систем требуются особые, специфичные условия, что делает феномен маломассивной рентгеновской двойной очень редким событием: частота формирования таких систем в Галактике $\sim 10^{-6}$ в год.

Рассматриваются три процесса, ведущие к образованию маломассивных рентгеновских двойных:

1) стадия общей оболочки в ТДС с массивной компонентой и малым начальным отношением масс компонент;

2) Коллапс массивного белого карлика, индуцированный аккрецией в тесной двойной системе, подобной катаклизмической двойной системе;

3) Происхождение в массивной рентгеновской двойной системе, имеющей удаленную третью звезду-спутника, G–K звезду главной последовательности (Eggleton and Verbunt, 1986).

В первом случае рассматривается эволюция массивной ТДС с малым отношением масс. Такая схема применима не только для образования маломассивных рентгеновских двойных, но и для систем типа HZ Her = Her X-1, содержащих в качестве оптической компоненты звезду умеренной массы $\sim 2M_\odot$.

Вначале система состоит из массивной звезды ($\sim$ 12–15$M_\odot$) в паре со звездой умеренной массы $\sim 2M_\odot$ (в случае системы HZ Her) и большим радиусом орбиты (начальный орбитальный период $P \geqslant 1$ года). Когда массивная компонента становится красным сверхгигантом (по прошествии $\sim 10^7$ лет) начинается быстрый обмен масс и из-за большой разницы во временах тепловой релаксации компонент в системе образуется общая оболочка. Звезда с массой $2M_\odot$ тормозится в общей оболочке и по спирали внедряется в массивную звезду, что приводит к сбросу оболочки этой звезды, богатой водородом. По прошествии фазы с общей оболочкой образуется гелиевая звезда с массой 3–4$M_\odot$ (прообраз звезды WR) в паре со звездой главной последовательности массой $2M_\odot$. Орбитальный период системы сокращается до 0,1–1 суток. Через $1{,}5 \cdot 10^6$ лет гелиевая звезда взрывается как сверхновая типа I b/c, формируя нейтронную звезду, причем, в случае сферически-симметричного взрыва система остается гравитационно связанной, так как при взрыве сверхновой выбрасывается менее половины суммарной массы системы. Орбита системы становится эллиптической, а ее центр масс получает большую пространственную скорость. Звезда с начальной массой $2M_\odot$ остается еще звездой главной последовательности. За $8 \cdot 10^8$ лет ее ядерной эволюции происходит приливное округление орбиты, система отходит далеко от плоскости Галактики ($z \gtrsim 1$ кпк). Далее, звезда с массой $2M_\odot$ приближается к границам своей полости Роша, и в системе зажигается мощный рентгеновский источник, обусловленный дисковой аккрецией вещества звезды-донора на релятивистский объект. Характеристики сформировавшейся таким образом рентгеновской двойной системы подобны характеристикам системы HZ Her (см. Cherepashchuk et al., 1996). Описанный сценарий не может объяснить происхождение маломассивных рентгеновских двойных систем с массами оптических звезд меньше $1M_\odot$ (Shore et al., 1994). В то же время большинство маломассивных рентгеновских двойных имеют массы оптических спутников как раз менее $1M_\odot$.

Второй механизм образования маломассивной рентгеновской двойной — это коллапс белого карлика в нейтронную звезду в катаклизмической двойной системе после того, как он нарастит свою массу при аккреции до чандрасекаровского предела. Для реализации этого механизма необходимы особые условия, налагаемые на химический состав белого карлика и на темп переноса масс в ТДС (Shore et al., 1994). В частности, кислородно-неоново-магниевые белые карлики при темпе переноса масс в ТДС $\gtrsim 10^{-8} M_\odot$/год представляются наиболее подходящими объектами для реализации индуцированного коллапса.

Третий механизм — это модель тройной системы. В процессе эволюции массивной ТДС образуется объект Торна–Житков. Этот объект имеет радиус порядка радиуса красного сверхгиганта. Если рядом с первоначально массивной ТДС имелась третья звезда-спутник с массой менее $1 M_\odot$ (например, на расстоянии нескольких астрономических единиц), она может быть захвачена оболочкой объекта Торна–Житков и по спирали приблизиться к его центру — аккрецирующей нейтронной звезде. В итоге оболочка рассеивается, а третья звезда уменьшает свой орбитальный период до значения $\lesssim 1$ суток. Так образуется маломассивная рентгеновская двойная система, состоящая из оптической звезды с массой $\lesssim 1 M_\odot$ (G–K-карлик) и нейтронной звезды.

В работе (Iben et al., 1995в), рассмотрена эволюция маломассивных рентгеновских двойных систем с учетом истечения из оптической звезды звездного ветра, индуцированного рентгеновским прогревом со стороны аккрецирующего релятивистского объекта. Этот эффект приводит к тому, что у маломассивных рентгеновских двойных систем, в отличие от катаклизмических двойных, не наблюдается провала в распределении орбитальных периодов в районе $P = 2$–3 часа.

Физические процессы, рассмотренные в различных сценариях эволюции ТДС, легли в основу нового метода статистического исследования этих систем — метода популяционного синтеза (см. обзор Попова и Прохорова, 2007 и ссылки в нем).

Популяционный синтез — это метод прямого моделирования достаточно многочисленных популяций слабо взаимодействующих объектов со сложной эволюцией. Эволюция каждого объекта прослеживается от момента его образования до текущего момента времени. Последовательность эволюционных состояний сворачивается с историей образования объектов и с распределениями по начальным параметрам. Таким образом, удается изучать многие свойства и проявления популяции исследуемых объектов. Одним из этапов популяционного синтеза является расчет модельной популяции исследуемых объектов достаточно большой численности, (современные компьютерные ресурсы позволяют иметь дело с сотнями тысяч и миллионами объектов). Начальные параметры отдельных объектов такой популяции выбираются в интересующей исследователя области случайным методом (например, методом Монте-Карло) или регулярным образом на специально выбранной сетке. В обоих случаях с помощью разумных моделей на компьютере строятся эволюционные треки для большого числа объектов (например, тесных двойных систем) с различными начальными параметрами. В итоге удается делать разумные и достаточно обоснованные предсказания о судьбе ТДС разных типов, их численности и т. п. Популяционный синтез является особенно полезным в тех случаях, когда мы наблюдаем только малую долю популяции объектов или не можем разрешить отдельные объекты вообще. В этих случаях популяционный синтез может оказать существенную помощь при оценке параметров популяции в целом, при проверке значений параметров, полученных другими способами, а также при предсказании свойств новых, еще не наблюдавшихся объектов.

С помощью популяционного синтеза удалось осуществить «перепись» нейтронных звезд всех типов (эжектор, пропеллер, аккретор, георотатор), а не только находящихся в активной стадии радио- и рентгеновских пульсаров (Popov et al., 2000), дать оценку темпа слияния двойных нейтронных звезд и черных дыр (Kalogera et al., 2004, Lipunov, 2005), оценить вклад двойных звезд в гравитационно-волновой фон Вселенной. Популяционный синтез используется не только для исследования ТДС, но и при изучении активных галактических ядер и интегральных спектральных характеристик галактик.

6. Массообмен в ТДС

а) Введение. При рассмотрении эволюции ТДС с обменом масс мы предполагали, что если звезда слегка переполняет свою полость Роша, то избыток массы, лежащей за пределами полости Роша, перетекает на вторую звезду системы. При этом мы не рассматривали в деталях процесс перетекания вещества с одной звезды на другую и за пределы двойной системы. В данной главе мы рассмотрим процесс массообмена в ТДС. Первые исследования на эту тему (см. книгу: Kopal, 1959 и ссылки в ней) проводились путем изучения движения пробной частицы в рамках ограниченной задачи трех тел. В последующие годы, благодаря возросшей мощи компьютерных средств, получила развитие двух- и трехмерная газодинамика ТДС (см., например, Shore et al., 1994, Boyarchuk et al., 2002). Здесь мы кратко изложим (опуская детали и отсылая читателя к оригинальным статьям и монографиям) основные проблемы массообмена в ТДС, а также проблемы, связанные со столкновением звездных ветров в ТДС. Следуя Боярчуку и др. (Boyarchuk et al., 2002), запишем уравнение движения материальной точки во вращающейся декартовой системе координат с началом в центре масс O более массивной звезды с массой M_1 (ось OX проходит через центры масс компонент, ось OZ перпендикулярна плоскости орбиты, ось OY лежит в плоскости орбиты, система координат правая):

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\left[\boldsymbol{\omega}\,\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right] - \nabla\varphi, \tag{786}$$

Здесь $\mathbf{r}$ — радиус-вектор пробной частицы, ρ — плотность вещества, p — его давление, $\boldsymbol{\omega}$ — вектор угловой скорости орбитального движения (орбита предполагается круговой), φ — потенциал сил, действующих на пробное тело, во вращающейся системе координат x, y, z:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \omega^2 R_1 x - \frac{1}{2}\,\omega^2\left(x^2 + y^2\right), \tag{787}$$

где φ_1 и φ_2 — гравитационные потенциалы для звезд,

$$R_1 = \frac{M_2}{M_1 + M_2}\,a \tag{788}$$

характеризует положение центра масс ТДС в выбранной нами системе координат, связанной с центром масс первой звезды (a — радиус относительной орбиты системы), член $\omega^2 R_1 x$ соответствует ускорению центра масс системы, член $-(1/2)\,\omega^2(x^2 + y^2)$ соответствует центробежному ускорению пробной частицы.

Уравнение (786) соответствует лагранжевым координатам пробной частицы. В эйлеровых координатах, когда вводится понятие скорости $\mathbf{v}$ элементарного объема жидкости относительно вращающейся системы координат, уравнение движения (786) перепишется в виде:

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)\,\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\,[\boldsymbol{\omega}\,\mathbf{v}] - \nabla\varphi. \tag{789}$$

Предполагается, что звезды вращаются синхронно с орбитальным обращением, векторы вращательных угловых моментов звезд и орбитального углового момента коллинеарны (то же самое можно сказать и о векторах угловых скоростей). Модуль вектора угловой скорости орбитального движения компонент (напомним, что орбита круговая) выражается через массы компонент и радиус орбиты (с использованием третьего закона Кеплера) следующим образом:

$$\omega = \frac{2\pi}{P} = \left[\frac{G(M_1+M_2)}{a^3}\right]^{1/2}. \tag{790}$$

В уравнениях (786), (789) члены $-2\left[\boldsymbol{\omega}\,\dfrac{d\mathbf{r}}{dt}\right]$ и $-2[\boldsymbol{\omega}\,\mathbf{v}]$ соответствуют силе Кориолиса.

В случае звезд, вращающихся синхронно с орбитальным обращением, в нашей системе координат $\dot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{r}} = 0$, а также $\dot{\mathbf{v}} = 0$. Тогда уравнения движения (786), (789) превращаются в уравнение гидростатического равновесия, определяющего фигуры звезд во вращающейся системе координат:

$$\nabla\varphi = -\frac{1}{\rho}\,\nabla p. \tag{791}$$

Граничным условием для уравнения (791) является равенство нулю плотности вещества на поверхности звезды (если пренебречь плотностью выходящего наружу излучения). Из уравнения (791) следует, что в гидростатически равновесной звезде поверхности постоянных плотностей, давления и потенциала совпадают.

Для нахождения гравитационных потенциалов звезд φ_1 и φ_2 в общем случае нужно решать уравнения Пуассона:

$$\Delta\varphi_1 = 4\pi G\rho_1 \tag{792}$$

$$\Delta\varphi_2 = 4\pi G\rho_2, \tag{793}$$

где G — гравитационная постоянная, ρ_1, ρ_2 — распределения плотности вещества в первой и второй звезде соответственно. Совместное решение уравнений (786), (792), (793) или (789), (792), (793) представляет собой очень сложную задачу. Однако, как уже описано выше, для невырожденных звезд хорошо применима модель Роша. В этом случае, решения φ_1 и φ_2 уравнений (792), (793) совпадают с потенциалами материальных точек с массами M_1 и M_2:

$$\varphi_1(r) = -\frac{GM_1}{r_1} \tag{794}$$

$$\varphi_2(r) = -\frac{GM_2}{r_2}, \tag{795}$$

где $r_1 = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$, $r_2 = \sqrt{(x-a)^2+y^2+z^2}$ — расстояния от пробного тела до центров первой и второй звезды.

Подставляя (794), (795) в (787) и используя (788), получим выражение для потенциала φ (с точностью до константы $-(1/2)\,\omega^2 R_1^2$, которую мы отбрасываем):

$$\varphi = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{2}\,\omega^2\left[\left(x - \frac{aM_2}{M_1+M_2}\right)^2 + y^2\right]. \tag{796}$$

Выражение (796) представляет собой известный потенциал Роша (см. выше). Подчеркнем, что все три компоненты этого потенциала (гравитационные члены и центробежный член) имеют одинаковый (отрицательный при выбранной нами нормировке) знак. Однако компоненты градиента потенциала (796) имеют разные знаки: гравитационные силы положительны (притяжение), а центробежная сила отрицательна (отталкивание). Эквипотенциальные поверхности потенциала Роша изучены нами выше. Как уже отмечалось, если взять звезду построенную не по модели

Роша, а с реальным распределением плотности вещества в ее теле (например, по политропному закону), то размеры и форма эквипотенциальных поверхностей в этом случае лишь незначительно (в пределах 1–2 %) отличаются от параметров эквипотенциальных поверхностей в модели Роша (см., например, Boyarchuk et al., 2002). На рис. 328, заимствованном из книги Боярчука и др. (Boyarchuk et al., 2002), показано расстояние точки L_1 от центра звезды для звезды с реальным распределением плотности (звездочки) и звезды, построенной по модели Роша (сплошная линия), как функция отношения масс компонент $q = M_2/M_1$. Видно, что в широком диапазоне q различия весьма малы. Таким образом, модель Роша является очень хорошим приближением при изучении фигур равновесия звезд в ТДС.

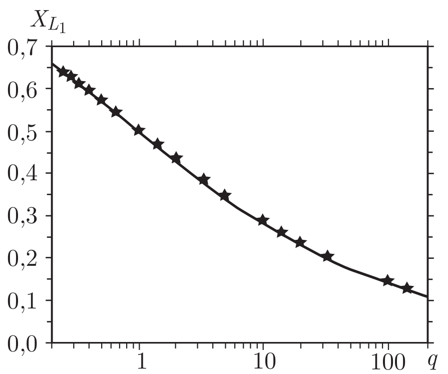


Рис. 328. Зависимость расстояния X_{L_1} от центра первичной компоненты до внутренней точки Лагранжа L_1 от отношения масс компонент $q = M_2/M_1$. Звездочки соответствуют реальной модели звезды, сплошная линия — случаю, когда звезда — материальная точка (модель Роша). Координата X_{L_1} выражена в долях радиуса относительной орбиты системы. (Из работы Boyarchuk et al., 2002)

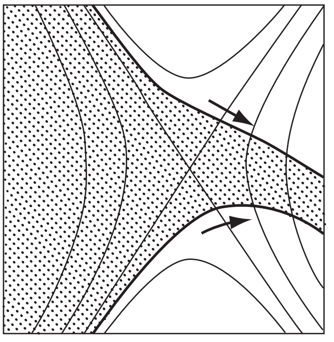


Рис. 329. Схематическое изображение процесса перетекания вещества через окрестности точки L_1. Звезда (слева) переполняет свою полость Роша, так что ее поверхностный потенциал становится чуть выше, чем критическое значение потенциала в точке L_1. Поэтому вещество со звезды вблизи точки L_1 перетекает в потенциальную яму спутника. Скорость газового потока в точке L_1 приблизительно равна скорости звука, а сам поток отклоняется от линии центров компонент под действием силы Кориолиса. (Из работы Прингла и Уэйда, 1993)

б) Истечение через точку L_1. Звезда, заполнившая свою полость Роша, начинает истекать через точку Эйлера–Лагранжа (см. рис. 329). Определим параметры соответствующей газовой струи вблизи точки L_1. Темп потери массы через окрестности точки L_1 можно записать в виде:

$$\dot{M}_1 = S \cdot \rho_{L_1} \cdot V_{L_1}, \tag{797}$$

где S — площадь поперечного сечения газового потока, ρ_{L_1} — плотность вещества в нем, V_{L_1} — его скорость. Скорость истечения вблизи точки L_1 можно положить приблизительно равной местной скорости звука c_s, и формула (797) переписывается в виде:

$$\dot{M}_1 = S \cdot \rho_{L_1} \cdot c_s. \tag{798}$$

Внутренняя точка Эйлера–Лагранжа L_1 является седловой точкой потенциала $\varphi(x, y, z)$. В этой точке выполняется условие равенства нулю градиента потенциала: $\nabla\varphi = 0$.

Изменение градиента потенциала вблизи точки L_1 не равно нулю: $\Delta\varphi \neq 0$; здесь знак Δ — оператор Лапласа. Этому значению $\Delta\varphi$ соответствует определенное расстояние в плоскости YZ, на которое удаляется элемент объема газа, вылетающий из точки L_1 со скоростью звука c_s. Это расстояние и характеризует размеры газового потока S, истекающего из точки L_1. Приравнивая разность потенциальных энергий в плоскости YZ между точкой L_1 и текущей точкой и удельную кинетическую энергию элемента объема газа, можно получить дифференциальное уравнение, определяющее размеры и форму газовой струи вблизи точки Эйлера–Лагранжа L_1 (см., например, Savonije, 1978):

$$\Delta\varphi = c_s^2. \tag{799}$$

Ввиду неопределенности физической модели атмосферы звезды вблизи точки L_1, где условие гидростатического равновесия применимо с трудом, мы не будем рассматривать точное решение уравнения (799). Ограничимся рассмотрением модели газовой струи, поперечное сечение которой вблизи точки L_1 имеет форму круга, и найдем радиус этого круга. Учитывая, что $\nabla\varphi\,(x_{L_1}, 0, 0) = 0$, можно разложить потенциал φ в ряд Тейлора относительно точки L_1 в плоскости орбиты $z = 0$ и получить:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\Big|_{(x_{L_1},0,0)} \cdot \frac{y^2}{2} = c_s^2. \tag{800}$$

Из выражения (800) следует, что сечение основания газового потока вблизи точки L_1 в первом приближении может рассматриваться как круг радиусом

$$r = \frac{\sqrt{2}\,c_s}{\sqrt{\dfrac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\Big|_{(x_{L_1},0,0)}}}, \tag{801}$$

а площадь сечения находится как

$$S = \frac{2\pi c_s^2}{\dfrac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\Big|_{(x_{L_1},0,0)}}. \tag{802}$$

Вычисляя вторую частную производную от потенциала φ (см. формулу (796)), легко убедиться, что

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}\Big|_{(x_{L_1},0,0)} = \frac{GM_1}{x_{L_1}^3} + \frac{GM_2}{(x_{L_1} - a)^3} - \omega^2. \tag{803}$$

Если массы компонент близки, $M_1 \approx M_2$, то $x_{L_1} \approx 0{,}5a$, тогда модуль второй производной по y от потенциала φ в точке L_1 близок к ω^2.

Положение точки L_1 зависит от $q = M_2/M_1$ и имеет несколько параметрических представлений:

1. Аппроксимация, представленная в работе (Plavec and Kratockvill, 1964):

$$\frac{x_{L_1}}{a} = 0{,}5 - 0{,}227\lg q, \quad 0{,}1 \leqslant q \leqslant 10. \tag{804}$$

2. Аппроксимация, данная в работе (Silber, 1992):

$$\frac{x_{L_1}}{a} = \frac{1}{1{,}0015 + q^{0{,}4056}}, \quad 0{,}04 \leqslant q \leqslant 1. \tag{805}$$

3. Аппроксимация Копала (Kopal, 1959):

$$\frac{x_{L_1}}{a} = 1 - \omega_1 + \frac{1}{3}\,\omega_1^2 + \frac{1}{9}\,\omega_1^3, \quad \text{где} \quad \omega_1 = \frac{q}{3\,(1+q)}, \quad q \leqslant 0{,}1. \tag{806}$$

Используя эти аппроксимации и выражение для $d^2\varphi/dy^2$, можно представить радиус поперечного сечения газовой струи вблизи точки L_1 в более наглядном виде (см. Boyarchuk et al., 2002):

$$r = \frac{c_s}{2\omega} \cdot g_y\,(q)\,, \tag{807}$$

где $g_y(q)$ слабо меняющаяся функция q, близкая к единице (см. Boyarchuk et al., 2002).

Площадь поперечного сечения основания струи вблизи точки L_1 записывается в виде:

$$S = \frac{c_s^2}{\omega^2}\,\frac{\pi}{4}\,g_y\,(q)\,. \tag{808}$$

В стандартных методах (см., например, Lubov and Shu, 1975, Pringle, 1985, Shore et al., 1994) используется упрощенный метод расчета, и показывается, что диаметр W поперечного сечения струи вблизи точки L_1 равен

$$W \approx \frac{c_s}{\omega} = \frac{c_s P_{\text{орб}}}{2\pi}. \tag{809}$$

Соответствующая площадь поперечного сечения струи принимается равной

$$S \approx \frac{c_s^2}{\omega^2}. \tag{810}$$

В этих формулах пренебрегается слабой зависимостью от отношения масс q.

Взяв за основу упрощенную формулу (810), рассчитаем темп потери массы через точку L_1:

$$\dot{M} \simeq \rho c_s S\,|_{L_1} = \frac{\rho c_s^3}{\omega^2}\,|_{L_1}\,. \tag{811}$$

Пусть радиус звезды R превышает средний радиус ее полости Роша на величину $\Delta R = R - R_{\text{Roche}}$, т. е. звезда переполняет свою полость Роша. Чтобы определить плотность ρ_{L_1}, необходимо конкретизировать тип атмосферы звезды, определяющий закон изменения плотности вещества с глубиной. Если звезда имеет конвективную оболочку, то уравнение состояния вещества в ней $P \sim \rho^{5/3}$, а скорость звука связана с плотностью ρ соотношением $\rho \sim c_s^3$. Запишем уравнение гидростатического равновесия в атмосфере звезды (z — вертикальная глубина):

$$-\frac{GM}{R^2} = \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dz}, \tag{812}$$

и заменим производную dP/dz ее разностной аппроксимацией:

$$-\frac{GM}{R^2} \simeq \frac{1}{\rho}\frac{P}{\Delta R}. \tag{813}$$

Здесь вместо ΔP стоит P, так как на внешней границе атмосферы звезды $P = 0$. Отметим, что предположение о гидростатическом равновесии в точке L_1 неприменимо, однако в окрестностях L_1 это предположение, в первом приближении, для грубых оценок, можно применять. Выражение для $\dot{M}$ с учетом того, что $\rho \sim c_s^3$, можно переписать в виде:

$$\dot{M} \sim \frac{\rho^2}{\omega^2}. \tag{813$'$}$$

Учитывая, что $P \sim \rho^{5/3}$, из уравнения (813) найдем плотность вещества на границе полости Роша:

$$\rho^{2/3} \sim \frac{GM}{R}\frac{\Delta R}{R}. \tag{814}$$

Подставляя (814) в (813′), находим:

$$\dot{M} \sim \frac{1}{\omega^2}\left(\frac{GM}{R}\right)^3 \cdot \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^3. \tag{815}$$

Таким образом, в случае звезды с конвективной оболочкой темп потери массы через точку L_1

$$\dot{M} \sim \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^3. \tag{816}$$

Для звезд, построенных по политропной модели, выражение для темпа потери массы как функции параметров ТДС было получено Пачинским и Сенкевичем (Paczynski and Sienkiewicz, 1972):

$$\dot{M} \approx 8q^{2,3}\,(1+q)^{0,5}\,\frac{M}{T_d}\left(\frac{\Delta R}{R_{\mathrm{Roche}}}\right)^3, \tag{817}$$

где q — отношение массы звезды, заполняющей свою полость Роша, к массе спутника, T_d — динамическое время, ΔR — разница между радиусом звезды и средним радиусом полости Роша R_{Roche}.

В случае ТДС со сравнимыми массами формула (817) может быть преобразована к виду (Масевич и Тутуков, 1988):

$$\frac{\Delta R}{R_{\mathrm{Roche}}} \approx \left(\frac{T_d}{T_M}\right)^{1/3}, \tag{818}$$

где T_{M} — шкала времени потери массы звездой (в консервативном случае совпадающая со шкалой времени обмена масс в ТДС). Для звезды главной последовательности, заполняющей свою полость Роша, по формуле (818) находим, что для обмена масс в тепловой шкале $\Delta R/R_{\mathrm{Roche}} \approx 10^{-4} M/M_\odot$, а для обмена в ядерной шкале $\Delta R/R_{\mathrm{Roche}} \approx 2\cdot 10^{-5} M/M_\odot$. Очевидно, что размеры истекающей звезды в ТДС могут существенно превышать размеры ее полости Роша только при обмене в динамической шкале времени. Требование заполнения полости Роша звездой в большинстве случаев является хорошим приближением при исследовании полуразделенных стадий эволюции ТДС (Масевич и Тутуков, 1988).

Напомним, что темп потери массы в тепловой шкале определяется отношением массы звезды M ко времени ее тепловой реалаксации $T_{\mathrm{KH}} = \dfrac{GM^2}{RL} \approx \dfrac{3\cdot 10^7}{(M/M_\odot)^2}$:

$$\dot{M}_{\text{тепл}} \simeq \frac{M}{T_{\mathrm{KH}}} = 3\cdot 10^{-8}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3 M_\odot/\text{год}. \tag{819}$$

Аналогично, темп потери массы в ядерной шкале определяется как отношение массы звезды M ко времени ее ядерной эволюции $T_N \simeq \dfrac{10^{10}}{(M/M_\odot)^{2,5}}$:

$$\dot{M}_{\text{ядерн}} \simeq 10^{-10}\cdot\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{3,5} M_\odot/\text{год}. \tag{820}$$

Здесь использована формула для времени ядерной эволюции звезды $T_N \simeq 10^{10}(M/L)$ лет и зависимость «масса–светимость» в виде $L \sim M^{3,5}$.

В более реальной, не политропной модели звезды плотность на границе, в атмосфере, не обращается в нуль, и звезда не имеет резкой границы. Структуру атмосферы звезды в первом приближении можно считать изотермической, ввиду значительных потерь энергии на излучение.

В этом случае плотность вещества в атмосфере имеет экспоненциальное распределение (описывается барометрической формулой), и можно ввести понятие шкалы высоты по давлению, на которой плотность меняется в e раз:

$$H_p = \frac{kT}{\mu m_p g}, \tag{821}$$

где g — гравитационное ускорение. В этом случае (Масевич и Тутуков, 1988) связь между темпом потери массы звездой и степенью переполнения ею своей полости Роша может быть представлена в виде:

$$\frac{d\ln \dot{M}}{d\ln (R/R_{\mathrm{Roche}})} \approx \frac{3\cdot 10^3}{T/10^4}\,\frac{M}{M_\odot}\,\frac{R_\odot}{R}, \tag{822}$$

где R — радиус звезды, R_{Roche} — средний радиус ее полости Роша, T — средняя температура в атмосфере, M — масса звезды. Как видно из этой формулы, зависимость темпа обмена масс от степени переполнения полости Роша ослабевает с увеличением радиуса звезды. Поэтому красные сверхгиганты в ТДС начинают заметно терять вещество задолго до заполнения их атмосферами своих полостей Роша (Plavec and Polidan, 1976, Масевич и Тутуков, 1988). Следует подчеркнуть, что, несмотря на обмен масс в тепловой шкале, гидростатическое равновесие звезды в целом сохраняется, поскольку $T_{\mathrm{M}} \gg T_d$. Это равновесие нарушается лишь в точке Эйлера–Лагранжа L_1, где начинается истечение вещества и перенос его в полость Роша спутника.

в) Формирование газовой струи и диска. Сформированная в точке L_1 газовая струя (см. рис. 329) движется внутрь полости Роша спутника. Скорость вещества струи вблизи точки L_1 порядка местной скорости звука $c_s \simeq 15\left(\frac{T}{10\,000\,\mathrm{K}}\right)^{1/2}$ км/с (Pringle, 1985). Для $T = 3000$–$30\,000$ K (спектральные классы звезд от M до O) величина $c_s = 10$–30 км/с. Внутри полости Роша спутника вещество струи, подчиняясь действию сил Кориолиса и центробежных сил, падает в гравитационном поле спутника. Поскольку здесь гравитационное поле спутника преобладает, можно считать, что во внутренних частях его полости Роша имеет место приближенное выполнение закона сохранения углового момента. По мере приближения газовой струи к спутнику, его скорость быстро нарастает и становится не меньше, чем орбитальная скорость спутника, т. е. порядка десятков и сотен километров в секунду. Это во много раз больше скорости звука в струе, поэтому течение газа в струе является сильно сверхзвуковым. Из этого факта следуют два важных вывода: струя должна быть узкой, поскольку поперечные скорости движения вещества в струе (обусловленные тепловыми движениями) много меньше продольной скорости ее движения, кроме того, при описании движения струи можно пренебречь эффектами газового давления и использовать результаты расчетов баллистических траекторий отдельных частиц в рамках ограниченной задачи трех тел. Диаметр W поперечного сечения струи вблизи точки L_1 при скорости звука в ней $c_s \simeq 10$ км/с и орбитальном периоде системы $P_{\mathrm{orb}} \simeq 1^{\mathrm{d}} \simeq 10^5$ с равен: $W = c_s P_{\mathrm{orb}}/(2\pi) \simeq 10^{10}$см $\simeq 0{,}1 R_\odot$.

Из-за действия силы Кориолиса газовая струя отклоняется от линии центров компонент на угол θ_s, определяемый соотношением (Lubov and Shu, 1975)

$$\cos(2\theta_s) = -\frac{4}{3}\,g_\theta^{-1} + \sqrt{1 - \frac{8}{9g_\theta}}, \tag{823}$$

где

$$g_\theta(q) = \left[\frac{q}{(x_{L_1}/a)^3} + \frac{1}{(1 - x_{L_1}/a)^3}\right]\frac{1}{1+q}. \tag{824}$$

Подчеркнем, что угол отклонения струи θ_s зависит только от отношения масс компонент q, и в широком диапазоне изменения q меняется в относительно небольших пределах (см. рис. 330): от $-20°$ до $-27°$. Знак «минус» означает, что струя отклоняется от линии центров компонент в направлении, противоположном направлению орбитального движения (струя отстает от линии центров).

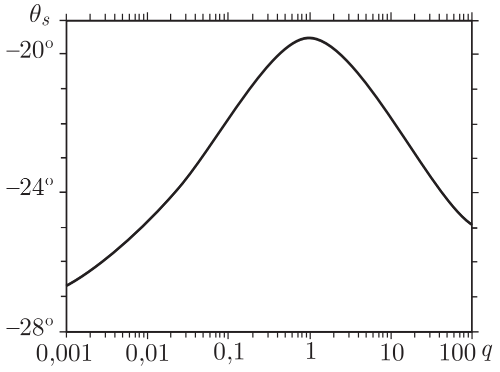


Рис. 330. Функция $\theta_s(q)$, определяющая угол отклонения газовой струи в тесной двойной системе в зависимости от отношения масс q. (Из работы Lubow and Shu, 1975)

Было выполнено много расчетов баллистических траекторий частиц, вылетающих из точки L_1 со скоростью порядка c_s под разными углами к линии центров компонент (см., например, Kopal, 1959, Flannery, 1975, Pringle, 1975). Расчеты велись в рамках модели круговой ограниченной задачи трех тел с помощью известного уравнения (см. выше):

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla\varphi - 2\left[\boldsymbol{\omega}\frac{d\mathbf{r}}{dt}\right], \tag{825}$$

где $\mathbf{r}$ радиус-вектор частицы, φ — суммарный потенциал сил (гравитационных и центробежных — см. формулу (796)), $\boldsymbol{\omega}$ — вектор угловой скорости орбитального движения компонент. На рис. 331, заимствованном из книги (Boyarchuk et al., 2002), представлены траектории пробных частиц в плоскости орбиты ТДС, состоящей из компонент одинаковых масс ($q = 1$). Частицы вылетают из точки L_1 с малыми скоростями $v = 0{,}03\sqrt{G\,(M_1 + M_2)/a}$ в трех разных направлениях, соответствующих углам вылета $0°$ и $\pm 45°$ относительно линии центров компонент. Видно, что форма траекторий слабо зависит от угла вылета пробных частиц. Газовая струя достигает некоторого минимального расстояния $R_{\min}$ от спутника — точечной массы, которое, согласно работе (Lubov and Shu, 1975),

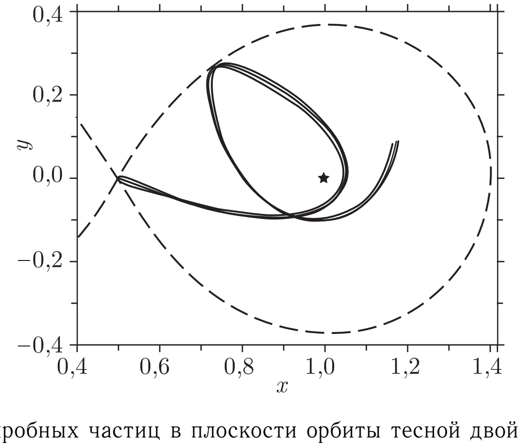


Рис. 331. Траектории пробных частиц в плоскости орбиты тесной двойной системы с отношением масс $q = 1$. Координаты x и y выражены в долях радиуса a относительной орбиты. При расчетах предполагалось, что начальные скорости частиц, вылетаемых из точки L_1, равны $u = 0{,}03\sqrt{G(M_1 + M_2)/a}$, а направления векторов начальных скоростей лежат в диапазоне углов θ от 0 до $\pm 45°$ по отношению к линии центров компонент. (Из работы Boyarchuk et al., 2002)

может быть аппроксимировано формулой (в диапазоне $0{,}05 < q < 1$, с точностью $\sim 1\,\%$)

$$\frac{R_{\min}}{a} = 0{,}0488 q^{-0{,}464}. \tag{826}$$

Если радиус спутника $R_2 > R_{\min}$, то струя ударяется о его поверхность, нагревая ее, и передавая ей свой импульс и момент импульса. В случае $R_2 < R_{\min}$, газовая струя огибает спутник и испытывает самопересечение в некоторой области, что сначала приводит к формированию газового кольца, а затем аккреционного диска. Ввиду того, что аккреционный диск лежит внутри полости Роша спутника и гравитационным влиянием донора можно пренебречь, азимутальные скорости движения вещества в диске описываются кеплеровским законом, определяемым равенством гравитационных и центробежных сил:

$$v_\varphi = \sqrt{\frac{GM_2}{r}}, \tag{827}$$

а удельный угловой момент v_φr в диске возрастает наружу как $\sqrt{r}.$

Угловая скорость вещества в диске ω_k непостоянна: $\omega_k = v_\varphi / r = \sqrt{GM_2/r^3}$, т. е. диск вращается не твердотельно. Поэтому газовые слои в диске испытывают взаимное трение, что приводит к выделению гравитационной энергии, нагреву вещества диска и к перераспределению углового момента в нем. Именно этот процесс приводит к расплыванию первоначально узкого газового кольца в аккреционный диск: при отборе энергии и момента у потока газа, часть этого потока будет двигаться к центру, а чтобы сохранить полный угловой момент кольца, часть вещества кольца должна перемещаться наружу.

Если трение вещества в диске велико, то идет аккреция вещества на центральный объект (с массой M_2 и радиусом R_2) с выделением гравитационной энергии $G\dot{M}M_2/R_2$, а избыточный угловой момент переносится во внешние слои диска,

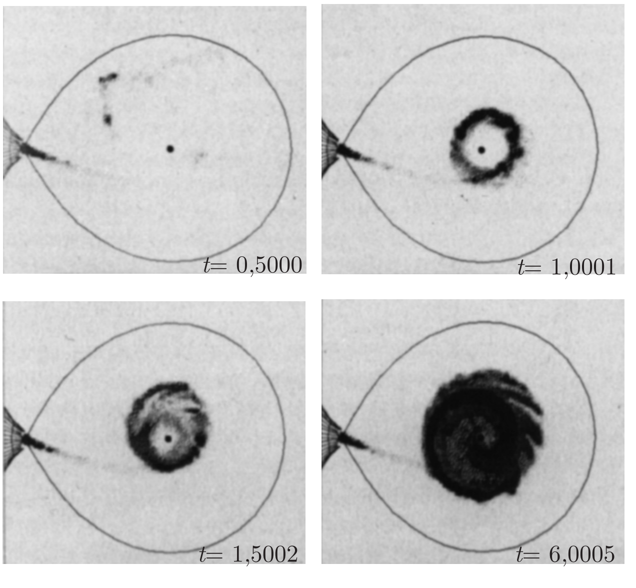


Рис. 332. Двумерные гидродинамические расчеты процесса формирования аккреционного диска в двойной системе с массами компонент $M_1 = 1M_\odot$, $M_2 = 0{,}5M_\odot$ и орбитальным периодом 0,2 суток. (По материаам работы Shore et al., 1994)

откуда этот момент за счет приливных взаимодействий возвращается в орбитальное движение компонент.

Очень важной является проблема генерации турбулентности в диске, необходимой для обеспечения значительной вязкости вещества в нем. Эксперименты с вращающимися цилиндрами показывают, что диск с возрастающим наружу удельным угловым моментом (как это имеет место в диске, вращающемся по кеплеровскому закону (827)) устойчив по отношению к малым возмущениям. С другой стороны, собственная молекулярная вязкость вещества в диске на 8–9 порядков меньше турбулентной вязкости, т. е. ничтожно мала. Поэтому для обеспечения достаточно эффективной аккреции вещества из диска на центральный объект требуются специальные механизмы генерации и поддержания турбулентности в диске. На рис. 332 представлены результаты двухмерных газодинамических расчетов процесса формирования аккреционного диска при обмене масс в ТДС.

г) Свойства аккреционного диска. Физические процессы, происходящие в аккреционных дисках, сложны, разнообразны и еще далеки от окончательного понимания. Физика аккреционных дисков — это отдельная важная часть современной астрофизики. Ей посвящено множество фундаментальных работ (см., например, Шакура, 1972, Shakura and Sunyaev, 1973, Pringle and Rees, 1972, Novikov and Thorne, 1973, Шапиро и Тьюколски, 1985, Pringle, 1985, Warner, 1995, Fridman and Polyachenko, 1984, Фридман и Горькавый, 1994, Sawada et al., 1986, Mineshige and Wheeler, 1999, Boyarchuk et al., 2002, Бескин, 2005). Здесь мы дадим краткий обзор основных направлений в исследовании физики аккреционных дисков.

Баланс между нагревом и охлаждением вещества диска определяет его геометрическую толщину. В случае, когда охлаждение эффективно (например, диск интенсивно излучает тепловую энергию), аккреционный диск является геометрически тонким, и можно ввести понятие поверхностной плотности вещества в нем:

$$\sigma = 2\int\limits_0^H \rho\, dz, \tag{828}$$

где H — текущая полутолщина диска, ρ — объемная плотность, z — координата в направлении, перпендикулярном плоскости диска. Радиальное движение газа в диске характеризуется радиальной скоростью v_r, которая определяется диссипативными процессами в диске, обусловливающими эффективность переноса углового момента. Уравнения, описывающие свойства геометрически тонкого аккреционного диска, могут быть записаны в следующем виде (см., например, Boyarchuk et al., 2002). Уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности течения):

$$r\frac{\partial\sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} r v_r \sigma = 0. \tag{829}$$

Уравнение для сохранения углового момента:

$$r\frac{\partial}{\partial t}\sigma r^2\omega + \frac{\partial}{\partial r} r v_r \sigma r^2 \omega = \frac{1}{2\pi}\,\frac{dG}{dr}, \tag{830}$$

где G — описывает сдвиговое напряжение, создаваемое вязкими силами на расстоянии r от центра диска:

$$G = 2\pi r \nu \sigma r\,\frac{\partial\omega}{\partial r}\, r,$$

ω — локальная угловая скорость вращения диска, ν — коэффициент кинематической вязкости, член $(\partial\omega/\partial r)\cdot r$ характеризует скорость сдвига.

Комбинируя (829) и (830), можно получить уравнения, описывающие зависимость от времени поверхностной плотности диска σ и радиальной скорости v_r:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{3}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\sqrt{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu\sigma\sqrt{r}\right)\right), \tag{831}$$

$$v_r = -\frac{3}{\sigma\sqrt{r}}\frac{\partial}{\partial r}\nu\sigma\sqrt{r}\,. \tag{832}$$

Уравнение (831) является дифференциальным уравнением диффузионного типа, что свидетельствует о том, что радиальный перенос массы в диске носит диффузионный характер с характерным временем, определяемым вязкими силами:

$$t_\nu\left(r\right) \sim \frac{r^2}{\nu}. \tag{833}$$

В этом случае $v_r \sim r/t_\nu \sim \nu/r$. На рис. 333, заимствованном из работы (Boyarchuk et al., 2002), результаты решения уравнения (831), полученные для модельной задачи, показывают, как из-за действия вязкого взаимодействия различных слоев и перераспределения углового момента первоначально узкое газовое кольцо расплывается и превращается в аккреционный диск. Начальное распределение поверхностной плотности выбрано как δ-функция, расположенная на половине радиуса диска.

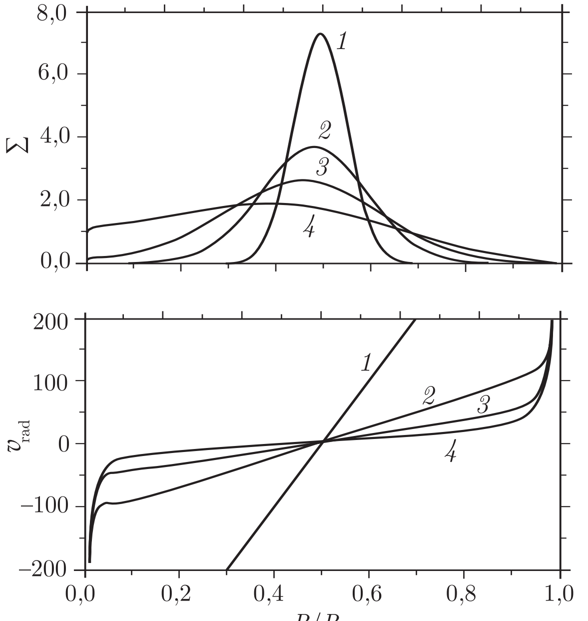


Рис. 333. Эволюция со временем структуры газового кольца в ТДС, обусловленная вязкостью вещества. Показаны распределения поверхностной плотности Σ и радиальной компоненты скорости газа v_{rad} как функции относительного радиуса $r = R/R_d$ для четырех моментов времени. (Из работы Boyarchuk et al., 2002)

Показаны распределения поверхностной плотности и радиальной скорости в четыре момента времени: $t = 1\cdot10^{-3}t_d$, $2\cdot10^{-3}t_d$, $4\cdot10^{-3}t_d$ и $9\cdot10^{-3}t_d$ (линии *1*, *2*, *3*, *4* соответственно), где $t_d = R_d^2/\nu$ (R_d — радиус диска). Видно, что основная часть вещества кольца, теряя угловой момент, перемещается вовнутрь. Внешние части кольца, набирая угловой момент, двигаются наружу. В результате первоначально узкое газовое кольцо расплывается в протяженный аккреционный диск. Когда диск достигает больших размеров, его внешние части начинают подвергаться значительным приливным возмущениям со стороны спутника, что приводит к перекачке углового момента диска в орбитальное движение. Избыток углового момента может также передаваться из внешних частей диска газу околозвездной оболочки, что может приводить к появлению газовых потоков, покидающих систему (так называемая декреция вещества см., например, Pringle, 1992, Boyarchuk et al., 2002).

В направлении, перпендикулярном плоскости диска, его структура определяется условием гидростатического равновесия вдоль оси z: равенством вертикального градиента давления и z-компонентой силы гравитационного притяжения. В предположении, что собственная масса диска мала по сравнению с массой центральной звезды, можно записать:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{GM_2}{\sqrt{r^2+z^2}}\right). \tag{834}$$

Для геометрически тонкого диска ($z \ll r$) уравнение (834) может быть переписано в виде:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{GM_2 \rho z}{r^3}. \tag{835}$$

Для оценки основных параметров диска, заменим в уравнении (835) частную производную $\partial P/\partial z$ ее разностной аппроксимацией

$$\frac{\partial P}{\partial z} \simeq \frac{P}{H}, \tag{836}$$

а также учтем, что

$$z \approx H, \quad c_s \approx \sqrt{\frac{P_0}{\rho_0}}, \quad v_k = \sqrt{\frac{GM_2}{r}}\,, \tag{837}$$

где H — полутолщина диска на расстоянии r от его центра, P_0 и ρ_0 — давление и плотность вещества диска в его экваториальной плоскости, v_k — скорость азимутального кеплеровского движения вещества в диске.

Подставляя выражения (836), (837) в уравнение (835), находим выражение для полутолщины диска как функцию расстояния от его центра:

$$H = \frac{c_s}{v_k} r. \tag{838}$$

Видно, что абсолютная полутолщина диска возрастает как $r^{3/2}$ (так как v_k убывает как $\sqrt{r}$), и она пропорциональна отношению скорости звука c_s к скорости азимутального кеплеровского движения v_k. Относительная полутолщина диска

$$\frac{H}{r} \approx \frac{c_s}{v_k}$$

возрастает как $\sqrt{r}$.

Таким образом, в тех областях, где вещество вращается с дозвуковой скоростью ($c_s \ll v_k$), диск является геометрически тонким.

В реальных астрофизических дисках газ в плоскости диска подвергается действию не только центробежных и гравитационных сил, но и других сил, например, сил градиента газового давления, лучистого давления и т. п. В силу этих причин реальные диски могут вращаться не строго по кеплеровскому закону. В этом случае уравнение для сохранения углового момента в радиальном направлении и уравнение гидростатического равновесия в вертикальном направлении в диске должны решаться совместно (см., например, Boyarchuk et al., 2002):

$$\begin{cases} \dfrac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \dfrac{\partial v_r}{\partial r} + \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial r} = -\dfrac{\partial \varphi}{\partial r} + \dfrac{v_\varphi^2}{r}, \\ \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial P}{\partial z} = -\dfrac{\partial \varphi}{\partial z} \\ P = K\rho^{1+1/n}, \end{cases} \tag{839}$$

где v_φ — азимутальная скорость, φ — потенциал всех сил, действующих на элемент объема газа; последнее уравнение является уравнением состояния газа в политропном виде.

Важно подчеркнуть, что, как показано в работе Фридмана и Хоружего (1994), в случае тонкого диска при усреднении уравнений (839) по z-координате следует соблюдать осторожность, поскольку точные и усредненные уравнения в данном случае неэквивалентны (подробнее см. Фридман и Хоружий, 1994, Boyarchuk et al., 2002). Поэтому, как отмечается в работе (Boyarchuk et al., 2002), представляется разумным не проводить усреднение основных уравнений, описывающих структуру диска, а решать точную трехмерную газодинамическую задачу о движении газа в диске. В работах группы Боярчука эта идея детально разработана, и получен ряд принципиально новых результатов по исследованию массообмена в ТДС и по физике аккреционных дисков (Boyarchuk et al., 2002, Bisikalo, 2005). Некоторые из этих результатов описаны нами выше при моделировании кривых блеска катаклизмических двойных систем.

Вязкость вещества диска, обеспечивающая передачу импульса между различными слоями, диссипацию энергии и перераспределение углового момента в диске, играет ключевую роль в физике аккреционных дисков. Как уже отмечалось выше, проблема высокой вязкости вещества астрофизических дисков — одна из сложных, до конца не решенных проблем современной астрофизики. Шакура (1972), Shakura and Sunyaev, (1973) разработали ныне общепризнанную, стандартную теорию дисковой аккреции и предложили изящное феноменологическое описание вязкости вещества в диске с помощью так называемого α-параметра. Предполагается, что тензор вязких напряжений $t_{r\varphi}$, приводящий к потере углового момента вещества в диске и, следовательно, к его аккреции, может быть представлен в виде:

$$t_{r\varphi} = \alpha_{\mathrm{ss}} P, \tag{840}$$

где P — давление газа, а параметр $\alpha_{\mathrm{ss}} < 1$ считается постоянной величиной (обозначение α_{ss} означает: «Shakura–Sunyaev α-parameter»). Из выражения (840) следует, что вязкая сила на единицу поверхности

$$\rho \nu r \frac{d\omega}{dr} \simeq \alpha_{\mathrm{ss}} P, \tag{841}$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости вещества в диске. Таким образом, коэффициент кинематической вязкости ν может быть выражен через скорость звука и характерную полутолщину диска:

$$\nu \quad = \alpha_{\mathrm{ss}} \cdot c_s \cdot H. \tag{842}$$

Легко оценить, что в случае молекулярной вязкости вещества в диске параметр α очень мал: $\alpha \sim 10^{-11}$ (см., например, Шапиро и Тьюколски, 1985, Boyarchuk et al., 2002). В то же время, из наблюдений катаклизмических двойных и рентгеновских двойных систем следует, что в реальных астрофизических дисках величина α в большинстве случаев весьма велика: $\alpha = 0{,}01$–1 (см., например, Tout, 1996).

Было много попыток выяснить природу механизмов, приводящих к столь высокой вязкости вещества в астрофизических аккреционных дисках (см. обзоры Papaloizou and Lin, 1995; Balbus and Hawley, 1998). Эти физические механизмы могут быть разделены на три класса: турбулентность, магнитные напряжения и коллективные газодинамические эффекты (например, формирование спиральных ударных волн в диске). Обсуждение этих физических механизмов см. в работах (Shore et al., 1994, Boyarchuk et al., 2002, Шапиро и Тьюколски, 1985, Бескин, 2005, Белоцерковский и др., 2002).

Для объяснения аномально большой вязкости вещества астрофизических дисков в последние годы с успехом применяется механизм магнитно-ротационной неустойчивости плазмы, предложенный в 1959 г. Е. П. Велиховым (Велихов, 1959). Большой прогресс в этой области достигнут в последнее время благодаря исследованиям А. М. Фридмана (Фридман, 2008), который теоретически обосновал наличие специфической неустойчивости в диске (так называемой неустойчивости сверхотражения) и экспериментально доказал существование такой неустойчивости в специально поставленных экспериментах на мелкой воде.

В последние годы широко обсуждается проблема так называемой медленной аккреции, когда аккреционный диск излучает намного меньше энергии, чем это предсказывает стандартная модель (Шакура, 1972, Shakura and Sunyaev, 1973). В стандартной модели эффективность излучения при дисковой аккреции на белый карлик

$$\varepsilon \simeq \frac{1}{2}\,\frac{GM}{Rc^2} \simeq 10^{-4},$$

при аккреции на нейтронную звезду $\varepsilon \simeq 10^{-1}$; при аккреции на шварцшильдовскую и керровскую черную дыру $\varepsilon = 0{,}057$ и $\varepsilon = 0{,}42$ соответственно. Поэтому полная светимость аккреционного диска должна быть равной

$$L \simeq 10^{-4}\dot{M}c^2 \simeq 10^{34}\frac{\dot{M}}{10^{-9}M_\odot/\text{год}}\ \text{эрг/с}$$

для белого карлика,

$$L \simeq 10^{-1}\dot{M}c^2 \simeq 10^{37}\frac{\dot{M}}{10^{-9}M_\odot/\text{год}}\ \text{эрг/с}$$

для нейтронной звезды или черной дыры.

Отметим, что полная энергия, выделяющаяся при аккреции в системе «центральная звезда плюс диск», всегда равна

$$L = \frac{G\dot{M}M_2}{R_2}$$

(если пренебречь поправками за эффекты ОТО), и она слагается из светимости аккреционного диска и светимости, выделяющейся в пограничном слое при столкновении падающего по спирали из диска газа с поверхностью центральной звезды (или с ее поверхностными магнитными полями).

В стандартной модели геометрически тонкого аккреционного диска лежат следующие упрощающие предположения (см., например, Бескин, 2005).

1. Предположение о том, что тензор вязких напряжений вещества в диске $t_{r\varphi}$ может быть представлен в виде

$$t_{r\varphi} = \alpha_{\text{ss}}P,$$

2. Предположение о полном переизлучении энергии, выделяемой в диске в результате действия сил вязкого трения

$$F^+ = F^-.$$

Величина F^+ соответствует вязкому нагреву вещества единичной площади диска

$$F^+ = H t_{r\varphi} r \frac{d\omega}{dr}.$$

Тепловое излучение единицы площади диска оценивается как

$$F^- = \frac{2}{3} \frac{aT^4 c}{\varkappa \rho H},$$

где H — толщина диска, $\omega = v_\varphi / r$ — угловая скорость, $\varkappa$ — коэффициент непрозрачности, a — постоянная излучения.

В рамках такой модели вращение вещества в диске происходит практически с кеплеровской скоростью:

$$v_\varphi \approx v_k = \sqrt{\frac{GM}{r}},$$

относительная толщина диска определяется балансом силы гравитации и градиента давления (см. выше):

$$\frac{H}{r} \approx \frac{c_s}{v_k},$$

радиальная скорость вещества диска на расстояниях, больших радиуса поверхности, соответствующей скорости звука, мала по сравнению с азимутальной скоростью:

$$\frac{v_r}{v_k} \approx \alpha_{\mathrm{ss}} \frac{c_s^2}{v_k^2}.$$

Звуковая поверхность находится вблизи последней устойчивой орбиты (в случае черной дыры). В такой модели аккреция полностью определяется тремя параметрами: массой центрального компактного объекта M, темпом аккреции $\dot{M}$ и параметром Шакуры–Сюняева α_{ss}.

При медленной аккреции, реализующейся в некоторых маломассивных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых в спокойном состоянии, а также в ядрах нормальных галактик, эффективность излучения очень мала $\left(\varepsilon \sim 10^{-7} \dot{M} c^2\right)$.

Для объяснения природы слабоизлучающих объектов необходимо рассматривать радиальный перенос энергии при дисковой аккреции. Впервые это было сделано в работе (Paczynski and Bisnovatyi–Kogan, 1981). В этом случае, при некоторых условиях, тепловая энергия частиц газа, выделившаяся во внутренних частях диска, быстрым движением по радиусу уносится под горизонт событий черной дыры, не успевая излучиться в виде квантов жесткого электромагнитного излучения. Это может происходить, например, в оптически толстых дисках, когда выделяемая в виде тепла энергия не успевает продиффундировать наружу, и уносится вместе с нагретым веществом и излучением под горизонт событий черной дыры. Другой пример — адвекционно-доминированный (ADAF) диск (см., например, Narayan and Yi, 1994). Слово ADAF означает advection dominated accretion flow. В данном случае рассматривается модель с доминирующей адвекцией — переносом по радиусу диска энергии аккрецирующим веществом. В этой модели, реализующейся при сравнительно низком темпе аккреции $\left(\dot{M} \ll \dot{M}_{\mathrm{Edd}}\right)$, течение должно иметь вид геометрически толстого квазисферического «диска», в котором радиальная скорость близка к азимутальной: $v_r \sim v_\varphi$. При вязком трении нагрев приводит к увеличению температуры прежде всего тяжелых частиц (ионов), а легкие частицы (электроны), с которыми связаны механизмы излучения, могут оставаться сравнительно холодными. Горячие массивные ионы, вследствие быстрого движения по радиусу, уносятся под горизонт событий черной дыры, не успевая передать свою тепловую энергию легким электронам. Поэтому, хотя в процессе аккреции на черную дыру выделяется большая тепловая энергия, будучи запасенной в основном в тяжелых ионах (эффективность излучения которых много меньше, чем электронов), она быстро засасывается внутрь черной дыры, и наблюдаемая светимость такого адвекционно-долинированного диска мала. В рамках модели ADAF предполагается, что обмен энергией между горячими ионами и холодными электронами происходит за счет действия кулоновских сил, и потому он неэффективен (ввиду большой разницы в массах ионов и электронов). Поэтому вблизи внутреннего края аккреционного диска должна существовать двухтемпературная плазма: горячие ($T_i \simeq 10^{12}$ K) ионы и сравнительно холодные ($T_e \simeq 10^9$ K) электроны. Однако, как показано в работах (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1997, 2001), при учете пересоединения магнитных силовых линий нагрев электронов в аккрецирующей плазме может быть весьма эффективным.

Была также предложена модифицированная адвекционно-доминированная модель аккреционного диска — ADIOS (advection dominated inflow-outflow solution) — см. работу (Blanford and Begelman, 1999). В этой модели помимо втекающего потока газа с отрицательной суммарной энергией вводится истекающий, более или менее изотропный ветер. В рамках модели ADIOS только малая часть вещества в итоге выпадает на черную дыру, чем и объясняется низкая светимость аккреционного диска.

Важным свойством аккреционных дисков, особенно дисков вокруг релятивистских объектов, является формирование коллимированных выбросов (джетов) вещества, двигающегося с релятивистскими скоростями. О физике релятивистских джетов, механизмах ускорения и коллимации плазмы в них можно прочесть в книге Бескина (2005).

Поскольку диск является резервуаром вещества и энергии, нестабильности в нем могут порождать различные вспышки и переменность генерируемого излучения. Параметры диска могут меняться в различных временных шкалах. Наиболее короткая шкала переменности для диска — это динамическая шкала, определяемая соотношением (см., например, Shore et al., 1994)

$$t_{\rm dyn} \sim \omega^{-1} \simeq \frac{H}{c_s}. \tag{843}$$

Следующая по длительности — это тепловая шкала, определяемая отношением запаса тепла в диске к скорости диссипации:

$$t_{\rm therm} \sim \frac{\sigma c_s^2}{\nu\sigma\omega^2} \sim \frac{\tau_{\rm dyn}}{\alpha_{\rm ss}}. \tag{844}$$

Напомним, что здесь H — полутолщина диска, c_s — скорость звука, σ — поверхностная плотность в диске, ν — кинематическая вязкость, ω — угловая скорость вращения, $\alpha_{\rm ss}$ — параметр Шакуры и Сюняева. Наиболее длительная — это шкала вязкой эволюции диска, т. е. характерное время выпадения вещества из диска вдоль радиуса:

$$\tau_{\rm vis} \sim \frac{R}{v_r} \sim \frac{R^2}{\nu} \sim \frac{1}{\alpha_{\rm ss}} \left(\frac{R}{H}\right)^2 \tau_{\rm dyn}. \tag{845}$$

Главная идея, лежащая в основе объяснения вспышек оптического излучения карликовых, новых звезд и вспышек рентгеновского излучения рентгеновских новых, состоит в том, что по той или иной причине происходит изменение темпа аккреции вещества $\dot{M}$ на центральный компактный объект, что приводит к изменению энерговыделения при аккреции и, соответственно — к вспышке. Для объяснения изменения темпа аккреции привлекаются две конкурирующие модели: нестабильность переноса масс в ТДС и нестабильность в самом аккреционном диске. Нестабильность переноса масс может быть связана с нестационарностью или какими-либо другими особенностями звезды-донора в ТДС, что приводит к изменению темпа обмена масс, изменению темпа аккреции и далее — к вспышке. Модель нестабильности в диске предполагает, что темп обмена масс в ТДС неизменен, но сам аккреционный диск подвержен нестабильностям, ведущим к изменению вязкости вещества в нем, что меняет темп аккреции и может приводить к вспышке. Подробнее о физических механизмах вспышек катаклизмических двойных систем и рентгеновских новых, см., например, в книге (Shore et al., 1994).

7. Современные трехмерные модели течения газа во взаимодействующих ТДС

Как уже отмечалось, в работах группы А. А. Боярчука (см., например, монографию: Boyarchuk et al., 2002) развиты эффективные численные методы трехмерного газодинамического моделирования тесных двойных систем. Некоторых результатов этого моделирования мы касались выше, при изложении методов интерпретации кривых блеска катаклизмических двойных систем. Здесь мы опишем результаты одной из недавних работ, выполненных группой А. А. Боярчука на эту тему.

В работе (Сытов и др., 2007) проведено численное трехмерное газодинамическое исследование механизмов формирования общей оболочки во взаимодействующей тесной двойной системе с высоким пространственным разрешением. При помощи трехмерного численного моделирования газодинамики течения исследуется картина движения вещества после достижения стационарного режима аккреции. В модели учитываются неадиабатические процессы радиативного нагрева и охлаждения вещества. Ранее эта модель успешно применялась авторами к исследованию массообмена в ТДС. Она позволила выявить важнейшие особенности течения, такие, как образование «горячей линии» — ударной волны, вызванной взаимодействием оклодискового гало со струей вещества из внутренней точки Лагранжа (Boyarchuk et al., 2002, Бисикало и др., 2003), появление утолщения на краю аккреционного диска (Биссикало и др., 2005), формирование в диске спиральной волны плотности «прецессионного» типа (Фридман и Бисикало, 2008).

Авторы работы (Сытов и др., 2007) рассматривают полуразделенную двойную систему, состоящую из заполняющей свою полость Роша звезды-донора с массой $M_d = 0{,}56 M_\odot$ и звезды- аккретора (белого карлика) с массой $M_a = 0{,}6 M_\odot$. Радиус круговой относительной орбиты принят равным $A = 1{,}65 R_\odot$. Расчеты проводились во вращающейся вместе со звездами системе отсчета (декартовы координаты x, y, z) с началом в центре масс звезды-донора.

Поле сил в данной вращающейся системе координат описывается потенциалом Роша:

$$\Phi = -\frac{GM_d}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} - \frac{GM_a}{\sqrt{(x-A)^2+y^2+z^2}} - \frac{1}{2}\,\omega_k^2\left[\left(x - A\frac{M_a}{M_d+M_a}\right)^2 + y^2\right],$$

где $\omega_k = |\boldsymbol{\omega}_k|$ — модуль вектора угловой скорости орбитального вращения системы. В пяти точках либрации (точках Лагранжа) градиент потенциала Роша равен нулю: $\nabla\Phi = 0$. Эквипотенциальная поверхность, проходящая через точку L_1 образует полости Роша первой и второй компонент системы. Размеры звезды-донора определяются границами ее полости Роша. Во внутренней точке L_1 была задана скорость, равная по модулю локальной скорости звука: $V_{L_1} = c_s = 6{,}6$ км/с. Была задана система граничных условий на поверхностях звезды-донора и звезды-аккретора. В частности, предполагалось, что все вещество, попавшее в ячейки используемой сетки, занимаемые аккретором (радиусом $R_a = 0{,}015\,A$), упало на звезду-аккретор и присоединилось к ней.

При описании трехмерной структуры течения в двойной системе использовалась система уравнений гравитационной газовой динамики с учетом радиационного нагрева и охлаждения газа для оптически тонкого случая:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \\ \dfrac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) + \operatorname{grad} P = -\rho \operatorname{grad} \Phi - 2\left[\boldsymbol{\omega}_k \times \mathbf{v}\right] \rho, \\ \dfrac{\partial \rho \left(\varepsilon + |\mathbf{v}|^2/2\right)}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} \left(\varepsilon + \dfrac{P}{\rho} + \dfrac{|\mathbf{v}|^2}{2}\right) = -\rho \mathbf{v} \operatorname{grad} \Phi + \rho^2 m_P^{-2} \left[\Gamma(T, T_a) - \Lambda(T)\right]. \end{cases}$$

Здесь ρ — плотность вещества, $\mathbf{v} = (u, v, \omega)$ — вектор скорости, P — давление, ε — внутренняя энергия, m_P — масса протона, $\Gamma(T, T_a)$ и $\Lambda(T)$ — функции радиационного нагрева и охлаждения (T_a — температура аккретора). Система газодинамических уравнений замыкается уравнением состояния идеального газа $P = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$ с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$.

Для решения системы газодинамических уравнений применялся метод Роу–Ошера–Эйнфельдта (Боярчук и др., 2002), адаптированный к использованию на многопроцессорном суперкомпьютере МВС-15000 Межведомственного суперкомпьютерного центра РФ.

В целях сокращения времени, требуемого для выхода системы на стационарный режим течения, моделирование проводилось в два этапа. На первом этапе было получено стационарное трехмерное решение с высокой температурой аккреционного диска $\sim 10^5$ К; при этом радиационный нагрев и охлаждение газа учитывалось приближенно: $\Gamma(T, T_a) = \Lambda(T) = 0$, $\gamma = 1{,}01$. Затем полученное решение использовалось в качестве начального приближения для моделирования газодинамики течения с учетом радиационного нагрева и охлаждения газа ($\Gamma(T,T_a) \neq 0$, $\Lambda(T) \neq 0$). Расчеты проводились до выхода на стационарный режим аккреции на протяжении $\sim 40 P_{\rm orb}$ ($P_{\rm orb}$ — орбитальный период) на первом этапе и $\sim 15 P_{\rm orb}$ на втором.

Результаты расчетов (Сытов и др., 2007) представлены на рис. 334. Здесь показано распределение плотности (в десятичной логарифмической шкале) и векторы скорости вещества в экваториальной плоскости системы. Как отмечают авторы, в полученном решении на мелкой сетке, позволяющей охватить большой объем пространства системы, присутствуют все выявленные ранее этой группой элементы структуры течения (см., например, обзор Фридмана и Бисикало, 2008).

1. Общая оболочка, которая формируется из вещества, движение которого не определяется гравитационным полем аккретора. Вещество общей оболочки принадлежит двойной системе в целом.

2. Околодисковое гало, сформированное из вещества, обращающегося вокруг аккретора и смешивающегося со струей вещества из точки L_1.

3. Аккреционный диск, образующийся из вещества, обращающегося вокруг аккретора, и не смешивающегося с веществом струи.

4. «Горячая линия» — ударная волна, формирующаяся в области столкновения околодискового гало и струи.

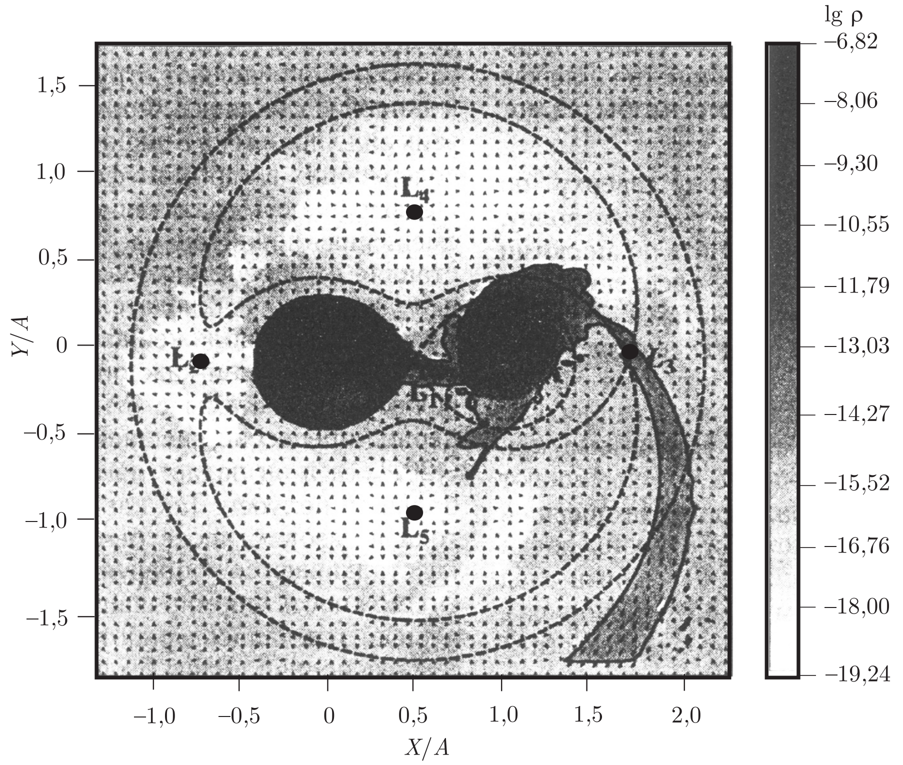


Рис. 334. Структура общей оболочки тесной двойной системы, находящейся в стационарном режиме аккреции. Показано распределение плотности (в десятичной логарифмической шкале) и вектора скорости в экваториальной плоскости системы. Обозначена звезда-донор (координаты центра масс $(0, 0)$), заполняющая свою полость Роша, и звезда-аккретор (координаты (1,0)). Штриховыми линиями показаны эквипотенциали поверхностей Роша и отмечены точки L_1–L_5. Сплошной линией ограничены области, в которых плотность вещества достаточно велика $\left(\rho > 5 \cdot 10^{-8}\rho_{L_1}\right)$. (Из работы Сытов и др., 2007)

5. Двухрукавная спиральная приливная волна в диске, образующаяся в результате приливного воздействия на диск со стороны звезды-донора.

6. Прецессионная волна плотности, которая расположена во внутренней области аккреционного диска и закручена против направления движения вещества. Эта волна прецессирует с периодом, зависящим от отношения масс компонент системы $q = m_2/m_1$. Согласно работам (Kumar, 1986, Warner, 1995), эта зависимость может быть приближенно описана следующим выражением:

$$P_{\text{прец}} \simeq P_{\text{orb}}\,\frac{4}{3}\,\frac{(1+q)^{1/2}}{q}\left(\frac{r}{A}\right)^{-3/2},$$

где r — характерный размер орбиты, $P_{\text{прец}}$ — период ее прецессии, A — радиус относительной орбиты.

В работе (Сытов и др., 2007) детально описана структура общей оболочки, наиболее заметной особенностью которой является длинный «шлейф» вещества из окрестности диска через точку L_3. Вещество «шлейфа» имеет достаточную скорость, чтобы газ мог покинуть расчетную область. На передней стороне перед диском образуется отошедшая ударная волна обусловленная обтеканием диска сверхзвуковым набегающим потоком газа общей оболочки, а с задней (по отношению к вектору скорости движения) стороны диска наблюдается турбулентный след, закрученный под действием силы кориолиса. Кроме того, вокруг точек L_4 и L_5 формируются два вихря. Потенциал Роша имеет максимумы в этих точках, поэтому вещество общей оболочки стремится переместиться в направлениях от точек L_4 и L_5, закручиваясь под действием сил кориолиса, что приводит к образованию двух крупномасштабных вихрей с центрами в этих точках.

В окрестности аккреционного диска наблюдается область столкновения вещества струи и околодискового гало («горячая линия»), а в самом аккреционном диске формируются приливные ударные волны, а также прецессионная спиральная волна плотности, которая в системе координат неподвижного наблюдателя практически неподвижна на временах порядка одного орбитального периода.

Подпитка внешних частей общей оболочки осуществляется за счет периодического истечения — выброса вещества диска из околодискового гало через окрестности точки L_3. Во всех остальных областях потоки вещества направлены либо к аккретору, либо к звезде-донору и не вносят вклада в наполнение оболочки веществом. Форма и положение значительной части диска определяется прецессионной волной плотности. Во внутренней части диска, свободной от возмущений со стороны приливных волн и «горячей линии», силы, связанные с градиентом газового давления, являются относительно малыми, и структура течения в данных частях диска определяется в основном силами гравитации и центробежными эффектами. Формируемые под действием этих сил линии тока во внутренних частях диска являются элписами, в фокусе которых расположена звезда-аккретор. Нецентральность гравитационного поля приводит к повороту больших полуосей эллипсов — линий тока, что приводит к прецессии в системе координат неподвижного наблюдателя с достаточно большим периодом (при отношении масс $q = 0{,}93$ период прецессии линии тока близок

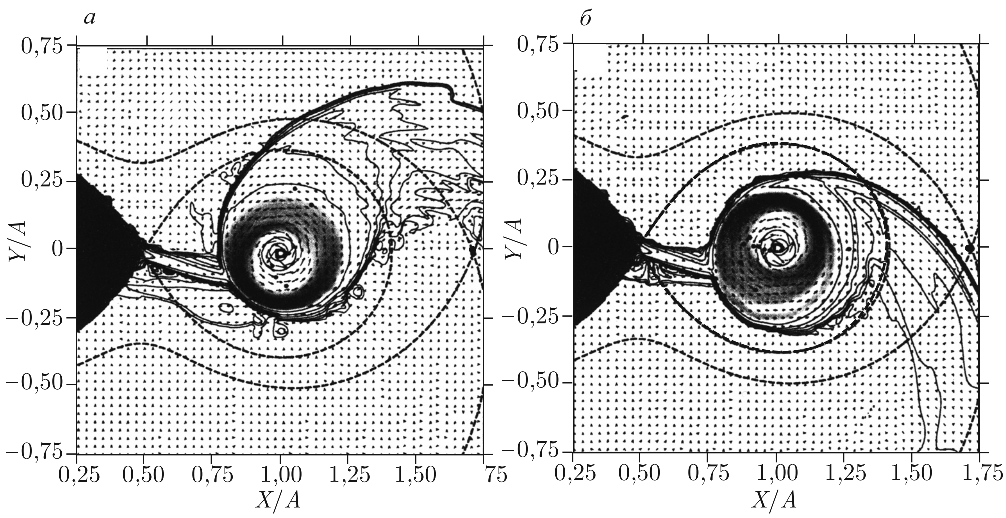


Рис. 335. Структура течения (в плоскости орбиты) для двух крайних положений отошедшей ударной волны, соответствующих максимальному удалению (*а*) и приближению (*б*) к аккретору. Показан аккретор (кружок в центре), часть звезды-донора, струя вещества из точки L_1, аккреционный диск и непосредственно примыкающие к нему элементы течения — отошедшая ударная волна, шлейф выбрасываемого вещества и турбулентный след за диском. Векторами показано поле скоростей. (Из работы Сытов и др., 2007)

к $\sim 20 P_{\text{orb}}$), причем период прецессии уменьшается с увеличением размера большой полуоси линии тока. Так как пересекающихся линий тока в газовом диске быть не может, линии тока сталкиваются, образуя спиральную структуру. Следует еще раз подчеркнуть, что эта спиральная волна в системе координат неподвижного наблюдателя практически неподвижна на временах порядка одного орбитального периода.

Численное моделирование (Сытов и др., 2007) показывает, что внешний конец прецессионной волны доходит практически до края аккреционного диска, из-за чего аккреционный диск является эллиптическим со значительной плотностью в апоастре, где находится внешняя часть прецессионной спиральной волны. При этом изменение положения апоастра диска относительно системы приводит к периодическому смещению головной отошедшей ударной волны, которая образуется в результате столкновения набегающего потока вещества общей оболочки с передним краем диска. На рис. 335 показана структура течения в плоскости орбиты системы для двух крайних положений отошедшей ударной воны, соответствующих максимальным удалению и приближению к аккретору (Сытов и др., 2007). В то время как прецессионная волна, а следовательно, и значительная часть диска, на временах порядка орбитального периода практически неподвижна в системе координат наблюдателя, остальные элементы течения меняют свое положение из-за орбитального вращения системы. Периодическое изменение положения диска и отошедшей ударной волны приводит к изменению темпа передачи углового момента веществу диска, а также к изменению структуры течения вблизи точки L_3 (см. рис. 335). Это обусловливает периодическое изменение (увеличение) величины потока массы во внешние слои общей оболочки через окрестности точки L_3, причем общая продолжительность такого выброса вещества составляет около половины орбитального периода.

Периодичность выбросов вещества в общую оболочку через окрестность очки L_3 должна приводить к неравномерному распределению вещества в общей оболочке. Как отмечают авторы (Сытов и др., 2007) при этом количество газа на луче зрения в оболочке будет меняться в зависимости от фазы орбитального периода системы, что должно приводить к дополнительным изменениям блеска системы. Поиск таких эффектов — важная наблюдательная задача астрофизики тесных двойных систем.

В целом работа Сытова и др. (2007) и другие работы группы Боярчука наглядно демонстрируют уникальные возможности трехмерного математического моделирования газодинамических процессов во взаимодействующих ТДС.

В последние годы группа А. А. Боярчука выполнила ряд работ по трехмерному моделированию структуры течения газа в тесных двойных системах с учетом магнитного поля. Предполагается, что собственное магнитное поле звезды-аккретора является потенциальным и имеет дипольную и квадрупольную компоненты. Учитывается наклон магнитной оси по отношению к оси вращения, диффузия магнитного поля, а также радиационный нагрев и охлаждение (см. недавний обзор: Жилкин, Бисикало и Боярчук, 2012).

8. Столкновение сверхзвуковых звездных ветров в ТДС

При наличии мощных звездных ветров у компонент ТДС их взаимодействие происходит даже тогда, когда компоненты далеки от заполнения своих полостей Роша. В случае высокоскоростных сверхзвуковых ветров горячих звезд наблюдаются столкновения ветров с образованием ударных волн, в которых может формироваться рентгеновское и нетепловое радиоизлучение.

Звездный ветер — это одно из общих свойств звезд.

Например, для Солнца темп потери массы в виде ветра $\dot{M} \approx 10^{-14} M_\odot$/год, скорость ветра $V_\mathrm{w} \approx 4 \cdot 10^7$ см/с, поток кинетической энергии ветра

$$L_\mathrm{w} = \frac{\dot{M} V_w^2}{2} \approx 10^{27}\ \text{эрг/с},$$

отношение потока кинетической энергии ветра к болометрической светимости ($L_\mathrm{bol} = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с)

$$\frac{L_\mathrm{w}}{L_\mathrm{bol}} \approx 10^{-6}\text{–}10^{-7}.$$

Для горячих массивных O-звезд

$$\dot{M} \approx 10^{-6} M_\odot/\text{год}, \quad V_\mathrm{w} \approx 10^8\ \text{см/с},$$
$$L_\mathrm{w} = \frac{\dot{M} V_\mathrm{w}^2}{2} \approx 10^{35}\text{–}10^{36}\ \text{эрг/с}, \quad \frac{L_\mathrm{w}}{L_\mathrm{bol}} \approx 10^{-2}\text{–}10^{-3}.$$

Для звезд Вольфа–Райе

$$\dot{M} \approx 10^{-5} M_\odot/\text{год}, \quad V_\mathrm{w} \approx 10^8\ \text{см/с},$$
$$L_\mathrm{w} = \frac{\dot{M} V_w^2}{2} \approx 10^{37}\ \text{эрг/с}, \quad \frac{L_\mathrm{w}}{L_\mathrm{bol}} \approx 10^{-1}\text{–}10^{-2}.$$

Таким образом, звездные ветры массивных горячих звезд являются сильно сверхзвуковыми и несут значительный поток кинетической энергии, достаточный, чтобы производить различные наблюдательные проявления при столкновении ветров в ТДС.

Наиболее специфическим наблюдательным проявлением столкновения звездных ветров в ТДС является рентгеновское излучение, формирующееся в горячей плазме за фронтом ударных волн. Важно подчеркнуть, что это рентгеновское излучение носит ударный характер, а не является следствием аккреции вещества на компактный объект. В этой связи рассмотрим несколько источников рентгеновского излучения ударного происхождения.

Шкловский (1962), используя теорию Седова (1957), предсказал рентгеновское излучение от туманностей — остатков вспышек сверхновых, которое генерируется при столкновении расширяющейся оболочки сверхновой с межзвездной средой; соответствующая рентгеновская светимость $L_x = 10^{34}$–10^{36} эрг/с. Это рентгеновское излучение было открыто для нескольких десятков остатков вспышек сверхновых (Лозинская, 1986, 2012).

Пикельнер и Щеглов (1968) предсказали рентгеновское излучение от ударных волн, формирующихся в результате столкновения звездных ветров массивных горячих звезд с межзвездной средой: $L_x \simeq 10^{33}$ эрг/с. Это рентгеновское излучение было открыто Бочкаревым (Bochkarev, 1988) с использованием архивных данных наблюдений с борта орбитальной обсерватории «Einstein»: $L_x \approx 10^{32}$ эрг/с. Черепащук (1967а, 1967б) выполнил первую оценку рентгеновской светимости и температуры горячего газа в области ударной волны, сформированной при столкновении звездных ветров в двойных WR+O-системах, содержащих звезду Вольфа–Райе и массивную горячую O-звезду. Для объяснения орбитальной переменности эмиссионной линии He II 4686 Åв спектре двойной затменной WR+O-системы V 444 Cyg он предложил модель головной ударной волны около O6-звезды, сформированной в результате столкновения ветров. Температура жесткого излучения за фронтом ударной волны была оценена, используя соотношение для сильной ударной волны

$$\frac{3}{2}\, kT = \frac{9}{32}\, m_p V_\mathrm{w}^2, \tag{846}$$

где V_w — скорость ветра звезды WR, $V_\mathrm{w} \simeq 10^8$ см/с, T — температура горячего газа в точке стагнации. Оказалось, что $T \approx 5 \cdot 10^7$ K; соответствующая рентгеновская светимость

$$L_x = \frac{\Omega \dot{M} V_{\mathrm{w}}^2}{2} \approx 10^{36}\ \text{эрг/с}, \tag{847}$$

где Ω — телесный угол области столкновения ветров около O6-звезды.

Поиски корреляции между звездами WR и рентгеновскими источниками вначале не были успешными (Амнуэль и Гусейнов, 1971, Черепащук, 1974). Оценка рентгеновской светимости и температуры горячего газа в области столкновения звездных ветров в массивных двойных системах O+O и WR+O с учетом расширения и адиабатического охлаждения движущегося горячего газа была сделана Прилуцким и Усовым (1975, 1976).

Значения рентгеновских светимостей для 13 хорошо изученных двойных WR+O-систем были вычислены в работе Черепащука (1976) с учетом эффектов столкновения звездных ветров и охлаждения горячей плазмы за фронтом ударной волны оптическим излучением O- и WR-звезд за счет действия обратного комптоновского механизма (Левич и Сюняев, 1971). Теоретические значения рентгеновской светимости лежат в пределах $L_x = 10^{31}$–10^{34} эрг/с с характерной температурой рентгеновского излучения kT порядка нескольких килоэлектронвольт. Первая попытка детектирования рентгеновского излучения от столкновения звездных ветров в двойных WR+O-системах была сделана в работе (Cooke et al., 1978). Эта попытка не привела к успеху, ввиду низкой чувствительности рентгеновских детекторов первого поколения.

Впервые рентгеновские кривые блеска двойных систем с компонентами WR (V 444 Cyg и HD50896) с использованием данных орбитальной обсерватории Einstein были получены в работе (Moffat et al., 1982): $L_x = 7 \cdot 10^{32}$–10^{33} эрг/с; была также обнаружена корреляция интенсивности и спектра рентгеновского излучения с фазой орбитального периода. Это свидетельствует о том, что рентгеновское излучение формируется в ударной волне, расположенной между компонентами и образованной в результате столкновения звездных ветров.

Рентгеновское излучение от сталкивающихся звездных ветров для многих двойных WR+O-систем было открыто в работе (Pollock, 1987) по наблюдениям с борта обсерватории Einstein, а также с борта обсерватории ROSAT (Pollock et al., 1995). Средняя рентгеновская светимость для одиночных звезд WR в диапазоне (0,2–4) кэВ составляет $L_x = 5 \cdot 10^{31}$ эрг/с, для WR+O-двойных средняя рентгеновская светимость равна $L_x = 10^{32}$–10^{34} эрг/с. В нескольких случаях была найдена корреляция наблюдаемой рентгеновской светимости и жесткости рентгеновского спектра с фазой орбитального периода, что является сильным аргументом в пользу того, что рентгеновское излучение формируется в области между O- и WR-компонентами в ударной волне, образованной при столкновении звездных ветров. Таким образом, хотя усиленная рентгеновская светимость двойных WR+O-систем может быть частично объяснена вкладом собственного рентгеновского излучения от короны O-звезды, наблюдаемая орбитальная переменность рентгеновской светимости и спектра доказывает существование горячей плазмы в ударной волне, образованной в результате столкновения ветров O и WR-звезд.

Спектроскопические свидетельства существования ударной волны между O6- и WN5-компонентами в затменной двойной системе V 444 Cyg были получены в работе (Shore and Brown, 1988) путем анализа абсорбционных компонент в профилях эмиссионных линий типа P Cyg в ультрафиолетовом диапазоне спектра по спектрам высокого разрешения, полученным с борта орбитальной обсерватории IUE (International Ultraviolet Explorer).

Таким образом, наличие ударных волн и рентгеновского излучения от столкновения звездных ветров в двойных WR+O-системах в настоящее время можно считать доказанным. Рентгеновское излучение от столкновения звездных ветров в двойных O+O-системах было открыто в 1991 г. в работе (Chlebovski and Garmany, 1991). Новые рентгеновские космические миссии (Chandra, XMM-Newton и др.) позволяют более детально изучать эффекты столкновения звездных ветров в двойных системах.

а) Об ускорении звездных ветров горячих звезд. В книге (Lamers and Cassinelli, 1999) описаны разнообразные механизмы ускорения звездных ветров звезд разных типов — от звезд солнечного типа, красных карликов и красных гигантов, до горячих O–B-звезд и звезд WR.

Поскольку в ТДС наиболее яркие наблюдательные проявления обнаруживаются от эффектов столкновения звездных ветров горячих O–B-звезд и звезд WR, рассмотрим механизм ускорения ветра горячей звезды давлением излучения за счет поглощения и рассеяния излучения звезды в большом количестве резонансных линий высокоионизованных ионов в далекой ультрафиолетовой области спектра.

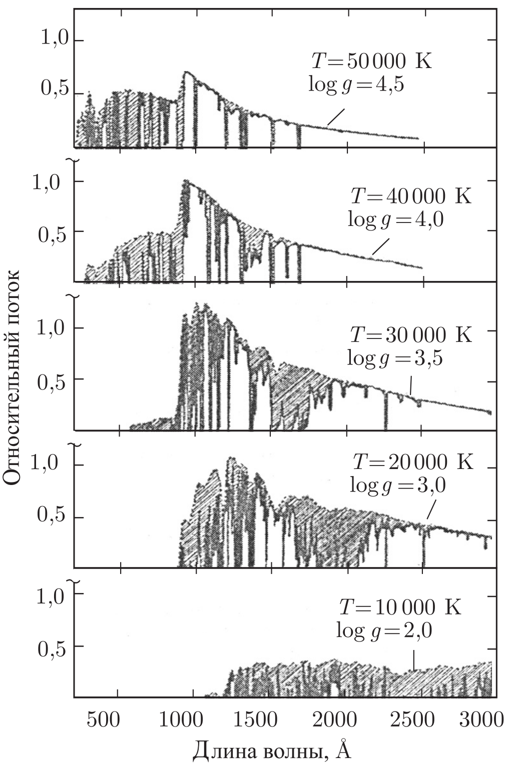


Рис. 336. Доля звездного излучения, которая рассеивается или поглощается в звездных ветрах звезд с различной эффективной температурой $T_{\rm ef}$

На рис. 336 представлены спектры горячих звезд в далеком ультрафиолете, на которых указана доля рассеянной или поглощенной радиации в ветре звезды. При очень высокой температуре звезды $T_{\rm ef} = 50\,000$ K наибольший вклад в поглощение дают линии ионов от Ne до Ca, главным образом Si, S, P. При температуре $25\,000\,{\rm K} \leqslant T_{\rm ef} \leqslant 40\,000$ K доминируют линии ионов C, N, O (главным образом, ионы NIV и OIV), а также элементов группы железа Fe. В интервале $6000\,{\rm K} < T_{\rm ef} < 25\,000$ K линии элементов группы железа дают основной вклад в поглощение и рассеяние излучения звезды ее ветром. При этом роль водорода и гелия относительно мала: она значительна только для холодных звезд с $T_{\rm ef} \lesssim 6000$ K.

Горячие звезды излучают максимум энергии в ультрафиолетовом диапазоне спектра, в котором их внешние атмосферы имеют много линий поглощения (см. рис. 336). Непрозрачность в линиях много больше непрозрачности в континууме. Например, непрозрачность в резонансной линии C IV 1550 Å при тепловых скоростях атомов, соответствующих температуре $\sim 10^4$ K, в $\sim 10^{10}$ раз больше, чем непрозрачность, обусловленная рассеянием на свободных электронах. В статической атмосфере с сильным поглощением в линиях излучение, идущее из фотосферы звезды, поглощается и рассеивается нижними слоями атмосферы звезды, при этом внешние слои атмосферы не получают прямой радиации от фотосферы в частотах линий, поэтому радиативное ускорение внешних частей атмосферы сильно уменьшено. Однако, как впервые было отмечено Соболевым в 1947 г., если внешние части атмосферы двигаются наружу, имеется градиент скорости движения поглощающих атомов. Это приводит к доплеровским смещениям линий поглощения во внешних частях движущейся атмосферы звезды и возможности поглощать в линиях прямое излучение фотосферы звезды внешними частями атмосферы. Это делает радиационное ускорение, обусловленное поглощением и рассеянием в спектральных линиях в атмосферах горячих звезд высокой светимости весьма эффективным для того, чтобы разгонять вещество звездного ветра. Радиационное ускорение звездных ветров, вызванное спектральными линиями, разгоняет ветер многих типов звезд спектральных классов O, B, A главной последовательности, гигантов и сверхгигантов. Роль давления радиации велика и при ускорении ветров звезд WR, однако наблюдаемые темпы потери массы $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot}$/год здесь так велики, что требуется, помимо давления радиации, привлекать дополнительные механизмы ускорения ветра (вращение ядра звезды WR, его пульсации и т. п.).

При изотропном рассеянии фотонов фотосферы звезды с собственной энергией $h\nu_0$ средний импульс, переданный рассеивающему атому или иону $\langle \Delta mv \rangle \sim h\nu_0/c$ (Ламерс и Кассинелли, 1999). Например, ион NIV, поглощающий фотон с длиной волны λ 765 Å (резонансная линия) увеличивает свою скорость на величину $h\nu_0/mc \approx 37$ см/с. Чтобы ускорить один ион N IV до предельной скорости ~ 2000 км/с (типичная предельная скорость ветра горячей звезды, достигаемая на больших расстояниях от нее) необходимо, чтобы ион N IV испытал $\sim 5 \cdot 10^6$ актов поглощения. Однако, из-за столкновения и взаимодействия с другими ионами, главным образом, H II, He II, He III, ион N IV разделит полученный импульс на много частиц. Кроме того, доля атомов азота в звездном веществе мала ($\sim 10^{-4}$ по числу частиц). Поэтому, чтобы ускорить ветер горячей звезды до предельной скорости $v_\infty = 2000$ км/с требуется в среднем $\sim 10^{11}$ актов поглощения на один поглощающий ион.

Наблюдения показывают, что предельная скорость v_∞ достигается быстро, за время $\sim 10^4$ с. Поэтому, чтобы радиативное ускорение было эффективным, ионы должны поглощать фотоны достаточно быстро, со скоростью $\sim 10^7$ фотонов в секунду. Поэтому только атомные переходы с уровней, имеющих достаточно короткое время жизни ($\tau < 10^{-7}$ с, соответствующая сила осциллятора $f \gtrsim 0{,}01$) дают эффективный вклад в радиационное ускорение звездных ветров. Линии поглощения с меньшими силами осцилляторов дают вклад в радиативное ускорение только в том случае, если соответствующих атомов очень много.

Фотоны, выходящие из фотосферы звезды, несут не только импульс, но и энергию. Потери энергии (точнее, мощности) звездой при разгоне радиацией ветра звезды, однако, не превышают $\sim 10^{-1}$–10^{-2} от светимости звезды.

Темп потери массы звездой $\dot{M}$ возрастает пропорционально числу сильных линий поглощения, формирующихся в ветре (Ламерс и Кассинелли, 1999). Например, горячие O-звезды со светимостью $\sim 10^5 L_{\odot}$ теряют $\dot{M} \simeq 10^{-6} M_{\odot}$/год. Это требует наличия в ветре звезды ~ 150 сильных линий поглощения. Существует верхний предел на темп потери массы, обусловленный давлением радиации в линиях. Если предположить, что все фотоны, выходящие из фотосферы звезды, поглощены или рассеяны в линиях звездного ветра, то импульс $\dot{M}_{\max} v_\infty$, полученный ветром, должен быть равен импульсу радиации, идущей из фотосферы звезды:

$$\dot{M}_{\max} v_\infty = \frac{L}{c}. \tag{848}$$

Это соотношение определяет верхний предел темпа потери массы:

$$\dot{M}_{\max} = \frac{L}{c\, v_\infty}, \tag{849}$$

соответствующий однократному рассеянию квантов излучения фотосферы звезды. В данном случае предполагается, что рассеянные фотоны распределены примерно изотропно и не вносят существенного вклада в перенос импульса в ветре. Хотя механизм многократного рассеяния также рассматривается в астрофизике, принято считать, что величина $\dot{M}_{\max}$ (см. формулу (849)), оцененная на основе модели однократного рассеяния, является достаточно сильной оценкой для верхнего предела темпа потери массы звездой в случае радиативного механизма ускорения ветра. Эффективность передачи импульса излучения ветру можно охарактеризовать параметром

$$\eta = \frac{\dot{M} v_\infty}{L/c} = \frac{N_{\text{ef}} v_\infty}{c}, \tag{850}$$

где N_{ef} число сильных поглощающих линий в ветре. Если ветер разгоняется за счет поглощения в N_{ef} сильных линиях, то предельная скорость ветра равна (Ламерс и Кассинелли, 1999):

$$v_\infty = \frac{c}{N_{\text{ef}}}. \tag{851}$$

Величина параметра η меняется в широких пределах для звезд разных спектральных классов: от $2{\cdot}10^{-2}$ до $6{\cdot}10^{-1}$ для горячих O-звезд и до ~ 60 для звезд WR. Именно ввиду огромной величины параметра η для звезд WR, сильно превышающей единицу, в данном случае требуется привлечение дополнительных механизмов ускорения звездного ветра.

В простейшей модели точечного центрального источника (ненулевыми размерами звезды здесь пренебрегаем) основное уравнение для импульса ветра, ускоряемого радиацией, записывается в виде (Ламерс и Кассинелли, 1999):

$$V\frac{dV}{dr} = -\frac{GM_*}{r^2} + \frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr} + g_e + g_L, \tag{852}$$

где M_* — масса центрального источника (звезды), g_e — радиационное ускорение, вызванное рассеянием излучения звезды в непрерывном спектре на свободных электронах, g_L — радиационное ускорение за счет рассеяния и поглощения излучения в линиях. Величина $g_e(r)$ записывается в виде:

$$g_e(r) = \frac{\sigma_e(r)\, L_*}{4\pi r^2 c} = \frac{GM_*}{r^2}\,\Gamma_e(r), \tag{853}$$

где

$$\Gamma_e(r) = \frac{\sigma_e(r)\, L_*}{4\pi c G M_*}, \tag{854}$$

L_* — болометрическая светимость звезды.

Непрозрачность для рассеяния на электронах (в см^2/г) равна

$$\sigma_e(r) = \sigma_T \frac{n_e}{\rho}, \tag{855}$$

где ρ — плотность истекающего газа. Для звезд ранних спектральных классов населения I Галактики $0{,}28 < \sigma_e < 0{,}35$ см^2/г. Если степень ионизации в атмосфере постоянна, то $\sigma_e(r)$ и, соответственно, $\Gamma_e(r)$ являются постоянными величинами (не зависят от r).

Величина радиативного ускорения в линиях g_L равна

$$g_L = \frac{\sigma_e^{\text{ref}} L_*}{4\pi c r^2} k t^{-\alpha} \left(\frac{10^{-11} n_e}{W}\right)^{\delta}, \tag{856}$$

где $\sigma_e^{\text{ref}} = 0{,}325$ см^2/г, а параметры k, α и δ затабулированы в опубликованных таблицах (Ламерс и Кассинелли, 1994) в зависимости от величин T_{ef} и g (эффективная температура и ускорение силы тяжести на поверхности звезды). Величины k, α и δ равны: для $T_{\rm ef} = 10\,000$ K и $\lg g = 1{,}5$ $k = 0{,}866$, $\alpha = 0{,}454$, $\delta = 0{,}058$; для $T_{\rm ef} = 30\,000$ K и $\lg g = 3{,}5$ $k = 0{,}375$, $\alpha = 0{,}522$, $\delta = 0{,}099$. В формуле (856) $W(r)$ — геометрический фактор дилюции:

$$W = \frac{1}{2}\left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_*}{r}\right)^2}\,\right],$$

t — параметр безразмерной оптической глубины, индекс «ref» в формуле (856) указывает отношение к системе отсчета, сопутствующей веществу звездного ветра. С учетом (853)–(856) уравнение движения для ветра, разгоняемого излучением, сводится к виду:

$$\left(1 - \frac{a^2}{v^2}\right) r^2 v \frac{dv}{dr} = -GM_*\left(1 - \Gamma_e\right) + 2a^2 r + C\left(r^2 v \frac{dv}{dr}\right)^\alpha, \tag{857}$$

где a — скорость звука, величина C почти постоянна:

$$C = \frac{\sigma_e^{\rm ref} L_* k}{4\pi c}\left(\frac{\sigma_e^{\rm ref} v_{\rm th}\dot{M}}{4\pi}\right)^{-\alpha}\left(\frac{10^{-11} n_e}{W}\right)^\delta,$$

$v_{\rm th}$ — средняя тепловая скорость протонов в ветре с температурой, равной эффективной температуре звезды:

$$v_{\rm th} = \sqrt{\frac{2k_{\rm B}T_{\rm ef}}{m_{\rm H}}},$$

$k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана.

Уравнение движения ветра (857) — нелинейное дифференциальное уравнение, решение которого представляет собой трудную задачу. В некоторых частных случаях эта задача решается. Например, в случае движения ветра с очень большой, сверхзвуковой скоростью ($v \gg a$), когда градиентом газового давления можно пренебречь, уравнение (857) приобретает более простой вид:

$$r^2 v \frac{dv}{dr} - C\left(r^2 v \frac{dv}{dt}\right)^\alpha = -GM_*\left(1 - \Gamma_e\right) = \text{const}. \tag{858}$$

Решение этого уравнения дает следующий закон изменения скорости ветра с расстоянием от центра звезды:

$$v\left(r\right) = \left[\frac{\alpha}{1-\alpha} 2GM_*\left(1 - \Gamma_e\right)\left(\frac{1}{R_*} - \frac{1}{r}\right)\right]^{1/2} = v_\infty \sqrt{1 - \frac{R_*}{r}}, \tag{859}$$

где

$$v_\infty = \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}\frac{2GM_*\left(1-\Gamma_e\right)}{R_*}} = \sqrt{\frac{\alpha}{1-\alpha}}\, v_{\rm esc}, \tag{860}$$

$v_{\rm esc}$ — скорость убегания на уровне фотосферы звезды.

Соответствующий темп потери массы равен:

$$\dot{M} = \frac{4\pi}{\sigma_e^{\rm ref} v_{\rm th}}\left(\frac{\sigma_e^{\rm ref}}{4\pi}\right)^{1/\alpha}\left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right)^{\frac{1-\alpha}{\alpha}}\left(k\alpha\right)^{1/\alpha}\left(\frac{10^{-11} n_e}{W}\right)^{\delta/\alpha}\left(\frac{L_*}{c}\right)^{1/\alpha}\left[GM_*\left(1 - \Gamma_e\right)\right]^{\frac{\alpha-1}{\alpha}}. \tag{861}$$

Имеется также аналитическое решение уравнения (857) для случая ненулевого градиента газового давления, но для изотермического ветра (Ламерс и Кассинелли, 1999). Кроме того, развиты методы учета ненулевых размеров звезды при решении уравнения движения ветра, разгоняемого давлением радиации. Оказалось, что пренебрежение ненулевыми размерами звезды приводит к завышенной величине темпа потери массы и к заниженному значению предельной скорости ветра v_∞.

Из выражения (859) следует, что в области сильно сверхзвукового движения ветра скорость нарастает по закону

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \tag{862}$$

где $\beta = 1/2$.

Этот закон находит качественное подтверждение наблюдениями линий поглощения в ветрах горячих OB-звезд. При моделировании звездных ветров и протяженных атмосфер горячих звезд и звезд WR параметр β считается свободным параметром задачи и обычно принимается близким к единице; величина v_∞ определяется из исследования абсорбционных компонент эмиссионных линий типа P Cyg в спектрах исследуемых звезд.

б) Газодинамические модели столкновения звездных ветров в двойных WR+O- и O+O-системах. После первых газодинамических исследований (Лебедев и Мясников, 1988, Luo et al., 1990, Байрамов и др., 1990, Usov, 1990, 1991, 1992, Myasnikov and Zhekov, 1991, 1993, Kallrath, 1991, Stevens et al., 1992) детальные двумерные и трехмерные газодинамические модели области столкновения звездных ветров в двойных WR+O- и O+O-системах были разработаны рядом групп.

Усовым (Usov, 1995) была развита простая двумерная аналитическая газодинамическая теория области столкновения звездных ветров в WR+O-системах. Теория основана на применении метода Черного (1961), в котором предполагается, что ударная волна сильная, так что отношение плотности газа перед фронтом ударной волны к плотности за ее фронтом мало.

При столкновении сверхзвуковых звездных ветров в массивной двойной системе (см. рис. 337) образуются две ударные волны S_1 и S_2 и контактная поверхность C между ними, по которой газ после столкновения и нагрева в ударных волнах уходит за пределы двойной системы.

При столкновении двух сферических ветров, двигающихся с предельной скоростью v^∞, расстояния $r_{\rm WR}$ и $r_{\rm OB}$ от WR- и OB-звезды, на которых ветры встречаются, определяются соотношениями

$$r_{\rm WR} = \frac{D}{1+\eta^{1/2}}, \quad r_{\rm OB} = \frac{\eta^{1/2} D}{1+\eta^{1/2}}, \tag{863}$$

где $\eta = \dfrac{\dot M_{\rm OB} v^\infty_{\rm OB}}{\dot M_{\rm WR} v^\infty_{\rm WR}}$, D — расстояние между центрами компонент.

Поскольку $\dot M_{\rm OB} \simeq (0{,}01\text{–}0{,}1)\,\dot M_{\rm WR}$, а $v^\infty_{\rm OB} \simeq v^\infty_{\rm WR}$, безразмерный параметр $\eta \ll 1$, поэтому контактная поверхность C в двойной WR+OB-системе расположена близко к OB-звезде (см. рис. 337). В случае OB+OB-системы, когда мощности ветров компонент близки, контактная поверхность C расположена посередине между компонентами.

Форма контактной поверхности определяется уравнением

$$|R_c(\chi)| \simeq r_{\rm OB} \frac{\chi}{\sin\chi}, \tag{864}$$

где $\chi \leqslant \pi/2$ — угол между линией центров компонент и радиусом-вектором контактной поверхности $R_c(\chi)$, идущим из центра OB-звезды к точке, расположенной на контактной поверхности. На промежуточных расстояниях от центра OB-звезды $r_{\rm OB} \ll r < P_{\rm orb} v^\infty_{\rm WR}/2$ контактная поверхность может быть аппроксимирована

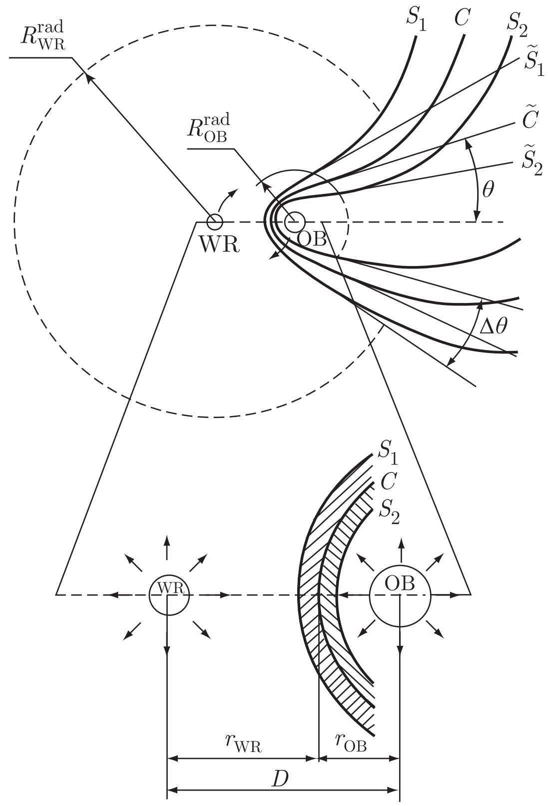


Рис. 337. Столкновение двух звездных ветров в WR+OB двойной системе. Здесь S_1 и S_2 обозначают ударные волны, C — контактная поверхность. $R_{\rm WR}^{\rm rad}$ и $R_{\rm OB}^{\rm rad}$ — радиусы радиофотосфер WR- и OB-звезд. Направление орбитального движения компонент указано стрелками. Внизу показана идеализированная схематическая картина ударных волн в WR+OB двойной системе, обусловленная столкновением звездных ветров. (Из работы Usov, 1995)

конической поверхностью $\widetilde{C}$ с углом раскрытия (Усов, 1995)

$$\theta \simeq 2{,}1\left(1-\frac{\eta^{2/5}}{4}\right)\eta^{1/3} \quad \text{для} \quad 10^{-4} \leqslant \eta \leqslant 1. \tag{865}$$

На этих же расстояниях ($r_{\rm OB} \ll r < P_{\rm orb}v_{\rm WR}^{\infty}/2$) ударные фронты S_1 и S_2 (см. рис. 337) могут также быть аппроксимированы коническими поверхностями $\widetilde{S}_1$ и $\widetilde{S}_2$. В случае широких WR+OB-систем, таких, как система WR140 ($P_{\rm orb} \simeq 2900^{\rm d}$), доля тепловой энергии горячего газа за фронтом ударной волны, потерянная за счет излучения, мала, и угол между коническими поверхностями $\widetilde{S}_1$ и $\widetilde{S}_2$ ударных фронтов $\Delta\theta \sim \theta$ (см. рис. 337). В случае, когда роль высвечивания для тепловой энергии горячей плазмы за фронтом ударных волн S_1, S_2 велика, угол $\Delta\theta < \theta$, и он стремится к нулю, когда ударная волна становится полностью радиативной. На расстояниях $r > P_{\rm orb}v_{\rm WR}^{\infty}/2$ контактная поверхность C и ударные фронты S_1, S_2 из-за орбитального обращения двойной системы изгибаются и начинают принимать спиральную форму (см. рис. 337).

Скорость звездного ветра OB-звезды $v_{\rm OB}(r)$ меняется от нуля при $r = R_{\rm OB}$ ($R_{\rm OB}$ — радиус OB-звезды) до $v_{\rm OB}^{\infty}$ для $r \geqslant r_{\rm ter}$ ($r_{\rm ter}$ — расстояние от центра OB-звезды, на котором скорость выходит на предельное значение). Величина $r_{\text{ter}} \approx (3\text{–}5)R_{\text{OB}}$. Если расстояние от центра OB-звезды $r_{\text{OB}} > r_{\text{ter}}$, звездные ветры WR- и OB-звезд сталкиваются, имея предельные скорости v_{WR}^{∞} и v_{OB}^{∞}. В этом случае расстояния r_{WR} и r_{OB}, определяющие форму контактной поверхности C, задаются уравнением (864). Если $R_{\text{OB}} < r_{\text{OB}} < r_{\text{ter}}$, газ ветра, истекающего из OB-звезды, не достигает предельной скорости v_{OB}^{∞} в точках формирования ударной волны. С другой стороны, газ ветра звезды WR тормозится давлением радиации OB-звезды по мере его приближения к этой звезде. Таким образом, в случае $R_{\text{OB}} < r_{\text{OB}} < r_{\text{ter}}$ скорость ветров звезд WR и OB в области формирования ударных волн понижена, что ведет к понижению температуры газа за фронтами ударных волн (Usov, 1990, 1992, Stevens et al., 1992). Если же $r_{\text{OB}} \leqslant R_{\text{OB}}$, то ветер OB-звезды подавлен лобовым давлением ветра WR-звезды со стороны WR-звезды.

Система уравнений, описывающая стационарное течение газа в областях ударных волн между фронтами S_1 и S_2 и контактной поверхностью C записывается в следующем виде (Usov, 1995):

уравнение неразрывности
$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \tag{866}$$

уравнение импульса
$$\rho\,(\mathbf{v}\nabla)\,\mathbf{v} = -\nabla P, \tag{867}$$

уравнение энергии
$$\rho \mathbf{v} \nabla \left(H + \frac{|v|^2}{2}\right) = -Q, \tag{868}$$

где ρ — плотность газа, Q — темп потери энергии за счет излучения единицы объема газа. Поскольку газ в области ударных волн практически полностью ионизован, его давление P и удельная энтальпия H выражаются как

$$P = \frac{\rho k T}{m_p \mu}, \quad H = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p}{\rho} = \frac{5}{2}\frac{kT}{2m_p\mu}, \tag{869}$$

где $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, μ — средний молекулярный вес, k — постоянная Больцмана, m_p — масса протона.

Температуры газа перед фронтом ударной волны (индекс 1) и за фронтом (индекс 2) связаны известными соотношениями Ранкина–Гюгонио:

$$\begin{gathered}
\rho_1 v_1^{(n)} = \rho_2 v_2^{(n)}, \quad p_1 + \rho_1 \left[v_1^{(n)}\right]^2 = p_2 + \rho_2 \left[v_2^{(n)}\right]^2, \\
v_1^{(\tau)} = v_2^{(\tau)}, \quad H_1 + \frac{1}{2}\left[v_1^{(n)}\right]^2 = H_2 + \frac{1}{2}\left[v_2^{(n)}\right]^2.
\end{gathered} \tag{870}$$

Здесь индексы n и τ обозначают нормальную и тангенциальную компоненты скорости. На контактной поверхности, очевидно, нормальная компонента скорости равна нулю: $v_n = 0$. Это условие, совместно с соотношениями Ранкина–Гюгонио (870), представляет собой полную систему граничных условий для системы нелинейных дифференциальных уравнений (866)–(868), с помощью которой можно определить параметры горячего газа за фронтами ударных волн S_1 и S_2 (см. рис. 337).

Если двойная система WR+OB широкая, $r_{\text{OB}} > r_{\text{ter}}$, ветры WR- и OB-звезд сталкиваются, имея предельные скорости v_{WR}^{∞} и v_{OB}^{∞}. Кроме того, в этом случае потери тепловой энергии за фронтами ударных волн за счет излучения малы. В этом случае оценка соответствующей рентгеновской светимости (Usov, 1992, 1995) следующая: для внешнего ударного слоя, между ударным фронтом S_1 и контактной поверхностью C (см. рис. 337)

$$L_{\text{ext}} \simeq 8 \cdot 10^{34} \left(\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{10^{-5} M_\odot/\text{год}}\right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}_{\text{OB}}}{10^{-6} M_\odot/\text{год}}\right)^{3/2} \left(\frac{v_{\text{WR}}^\infty}{10^3\ \text{км/с}}\right)^{-5/2} \times \\ \times \left(\frac{v_{\text{OB}}^\infty}{10^3\ \text{км/с}}\right)^{3/2} \left(\frac{D}{10^{13}\ \text{см}}\right)^{-1} \text{эрг/с}; \quad (871)$$

для внутреннего ударного слоя, между ударным фронтом S_2 и контактной поверхностью C

$$L_{\text{int}} \simeq 1{,}3 \cdot 10^{35} \left(\frac{\dot{M}_{\text{WR}}}{10^{-5} M_\odot/\text{год}}\right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}_{\text{OB}}}{10^{-6} M_\odot/\text{год}}\right)^{3/2} \left(\frac{v_{\text{WR}}^\infty}{10^3\ \text{км/с}}\right)^{1/2} \times \\ \times \left(\frac{v_{\text{OB}}^\infty}{10^3\ \text{км/с}}\right)^{-3/2} \left(\frac{D}{10^{13}\ \text{см}}\right)^{-1} \text{эрг/с}. \quad (872)$$

Здесь D — расстояние между центрами компонент OB и WR. Полная мощность рентгеновского излучения, испускаемого областью столкновения звездных ветров, равна сумме этих величин:

$$L_x = L_{\text{ext}} + L_{\text{int}}. \quad (873)$$

Точность аппроксимации рентгеновской светимости выражениями (871)–(873) для значения параметра $\eta \lesssim 0{,}1$ (см. формулу (863)) составляет порядка нескольких десятков процентов (для ударных волн без высвечивания). Следует отметить, что выражения (871)–(873) не учитывают поглощения рентгеновского излучения в звездном ветре (которое особенно существенно в мягком диапазоне $h\nu < 1$ кэВ), поэтому эти выражения применимы лишь для достаточно широких WR+O-систем с расстоянием между компонентами $D > 10^{13}$ см. (Usov, 1992).

В тесных двойных WR+O-системах $r_{\text{OB}} < r_{\text{ter}}$, и звездные ветры сталкиваются со скоростями, меньшими предельных. Поэтому рентгеновская светимость L_x может возрастать как $L_x \sim (v_{\text{WR}}, v_{\text{OB}})^{-1}$, в то же время, температура горячего газа за фронтом ударной волны падает как $T \sim (v_{\text{WR}}, v_{\text{OB}})^2$, поэтому спектр рентгеновского излучения становится более мягким. Таким образом, если $r_{\text{OB}} < r_{\text{ter}}$, основная часть этого мягкого рентгеновского излучения поглощается в ветрах WR- и OB-звезд, и полная наблюдаемая рентгеновская светимость уменьшается (Luo et al., 1990, Usov, 1990, 1992, Stevens et al., 1992).

В адиабатической ударной волне, сформированной при столкновении звездных ветров, газ сжимается в ~ 4 раза. Однако если двойная WR+O-система достаточно тесная, из-за действия механизма радиативного охлаждения горячей плазмы за фронтами ударных волн степень сжатия может быть значительно больше, и вблизи контактной поверхности может формироваться сильно сжатый и сравнительно холодный (из-за радиационных потерь) газ (Usov, 1991). Это может иметь место также и в весьма разделенных системах типа WR140 при прохождении WR- и O-компонент через периастр эллиптической орбиты. Сильное радиационное охлаждение в области контактной поверхности C связано с большой плотностью и сравнительно медленным движением газа вдоль контактной поверхности. Газ вблизи контактной поверхности может охлаждаться до $T \simeq 10^4$–10^5 K, при этом плотность этого «холодного» газа может составлять $\sim (10^3$–$10^4)\rho_{\text{w}}$, где ρ_{w} — плотность газа в ветре перед фронтом ударной волны (Usov, 1995). На расстоянии $\sim 10^{15}$ см от двойной системы этот плотный и холодный газ может формировать пылевую оболочку, которая переизлучает ультрафиолетовое излучение WR- и O-компонент в инфракрасный диапазон. Такое инфракрасное излучение от ряда двойных WC+O-систем, содержащих звезды WR углеродной последовательности, реально наблюдается (см., например, Williams et al., 1990).

Область столкновения звездных ветров в ТДС может быть источником формирования частиц высоких энергий и нетеплового излучения, которое генерируется этими частицами (см., например, Usov and Merlose, 1992). Нетепловое радиоизлучение, формируемое при столкновении звездных ветров, может быть наблюдаемо на частоте порядка нескольких ГГц лишь в том случае, если разделение компонент системы D больше радиуса соответствующей радиофотосферы $\sim 10^{14}$ см (Wright and Barlow, 1975). Дело в том, что звездные ветры звезд WR и OB непрозрачны в этом диапазоне спектра из-за действия механизма свободно-свободного поглощения. Поэтому нетепловое (в том числе, синхротронное) радиоизлучение от столкновения ветров может наблюдаться (и наблюдается) лишь для достаточно долгопериодических WR+OB-систем с периодами более месяца.

От ударных волн в ТДС, сформированных при столкновении звездных ветров, может наблюдаться также гамма-излучение вплоть до энергий $\sim 10^3$ МэВ (Eichler and Usov, 1993). Это жесткое излучение формируется либо за счет обратного комптон-эффекта (рассеяние ультрафиолетовых фотонов OB- и WR-звезд на релятивистских частицах, формируемых в ударных волнах), либо за счет протон-протонных столкновений с последующим распадом пионов.

В обзоре (Cherepashchuk, 2000a) суммированы основные теоретические работы по газодинамическому описанию эффектов столкновения звездных ветров в ТДС (O+O-системах, WR+O-системах, симбиотических двойных системах и т. п.), а также описаны наблюдательные проявления этих эффектов в оптическом, рентгеновском, радио- и инфракрасном диапазонах спектра. См. также недавний обзор (Corcoran, 2003) по наблюдениям рентгеновского излучения от столкновения звездных ветров в массивных ТДС.

Из новейших достижений в области исследования столкновения звездных ветров в ТДС следует отметить недавнее открытие с борта орбитальной гамма-обсерватории INTEGRAL от объекта η Car, представляющего собой массивную двойную систему с орбитальным периодом $\sim 5{,}5$ лет, жесткого рентгеновского излучения с энергией $h\nu > 20$ кэВ (Leyder et al., 2008). Это первое прямое обнаружение нетеплового жесткого излучения, сформированного в результате действия механизма обратного комптоновского рассеяния на релятивистских частицах, ускоренных в ударных волнах при столкновении звездных ветров в ТДС.

Мы описали простое аналитическое решение для двумерной модели столкновения звездных ветров в двойных WR+OB-системах (Усов, 1995). Рассмотрим развитие описанных выше результатов в рамках более сложных моделей столкновения звездных ветров.

Stevens et al., (1992) включили в модель столкновения звездных ветров эффекты радиационного охлаждения горячей плазмы, учли поглощение рентгеновского излучения в ветрах компонент (см. также Luo et al., 1990) и вычислили синтетические рентгеновские спектры. В работах (Myasnikov and Zhekov, 1991, 1993, White and Chen, 1995) было учтено комптоновское охлаждение горячей плазмы оптическим излучением компонент (см. также Черепащук, 1976). В этих работах также рассмотрены механизмы формирования нетеплового излучения от области столкновения звездных ветров.

В работах (Owocki and Gayley, 1995, Gayley et al., 1997) был учтен важный эффект быстрого радиативного торможения ветра звезды WR давлением излучения OB-звезды. Показано, что быстрое радиативное торможение может значительно изменить геометрию области взаимодействия ветров, в частности, привести к формированию ударной волны с большим углом раскрытия.

В работе (Myasnikov and Zhekov, 1998) была развита диссипативная модель сталкивающихся звездных ветров и исследована роль электронной теплопроводности в двумерной модели ветров. Показано, что, благодаря электронной теплопроводности плазма перед фронтом ударной волны нагревается, что приводит к уменьшению эффективного числа Маха. Александрова и Бычков (1998а,б) исследовали влияние фотоионизации плазмы перед фронтом ударной волны жесткой радиацией, формирующейся за фронтом ударной волны, а также учли электронную теплопроводность и обмен энергией между тяжелыми ионами и легкими электронами. Использовалась простая одномерная модель течения газа. Также в работе Александровой и Бычкова (2000) было исследовано влияние клочковатости звездных ветров на формирование рентгеновского излучения при их столкновении (см. также Черепащук, 1990). В работе (Walder and Folini, 1995) подчеркнута важность учета радиативного охлаждения горячей плазмы в решении проблемы устойчивости области столкновения звездных ветров.

Трехмерные газодинамические модели столкновения звездных ветров в ТДС развиты в работах (Walder, 1995, 1998, Walder et al., 1999, Pittard and Stevens, 1999, Walder and Folini, 2003). Орбитальное движение компонент ТДС существенно влияет на форму и ориентацию области взаимодействия звездных ветров. Это необходимо учитывать при корректной интерпретации орбитальной переменности интенсивности и спектра рентгеновского излучения. На рис. 338 приведены результаты трехмерных газодинамических расчетов столкновения звездных ветров в двойной WR+O-системе V 444 Cyg с орбитальным периодом $4{,}2^d$ (Walder, 1995). Показаны распределения плотности вещества и скорости в плоскости орбиты в крупном масштабе (слева) и в более мелком (справа). Слева жирными сплошными линиями

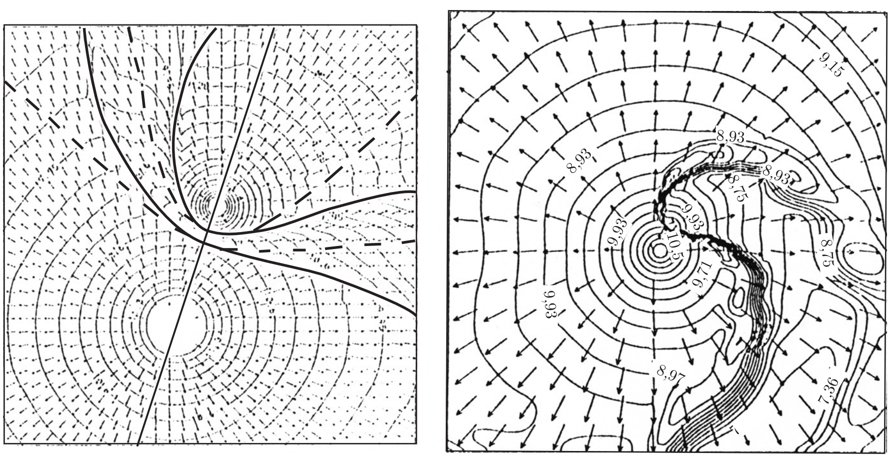


Рис. 338. Столкновение звездных ветров в двойной WR+O-системе V 444 Cyg, рассчитанное в рамках трехмерной газодинамики (Walder, 1995). Показаны в логарифмическом масштабе изолинии плотности и поле скоростей в орбитальной плоскости. Слева показана внутренняя часть области столкновения ветров в рамках адиабатической 3D-модели и дано сравнение этой модели с результатами адиабатической цилиндрически симметричной модели. Справа показан больший объем области столкновения ветров, где выполнен самосогласованный учет охлаждения плазмы. Нестабильности подавлены благодаря сравнительно низкому пространственному разрешению

показана внутренняя часть области взаимодействия ветров WR- и O-компонент ($v_{\mathrm{WR}}^{\infty} \simeq 2000$ км/с, $v_{\mathrm{O}}^{\infty} \simeq 2000$ км/с) в адиабатическом приближении. Пунктиром показаны ударные фронты, рассчитанные в цилиндрически симметричной модели. Справа изображена трехмерная модель столкновения ветров с учетом радиативного охлаждения горячей плазмы (в этом случае внутренняя и внешняя ударные волны почти совпадают). Видно (особенно на правой части рисунка), как орбитальное движение компонент искажает симметрию ударных фронтов относительно линии центров компонент.

На рис. 339 показаны результаты трехмерного газодинамического моделирования столкновения звездных ветров (Walder, 1995) в симбиотической двойной системе EG And, состоящей из красного гиганта спектрального класса M2,4III с медленным ветром ($v^{\infty} \simeq 30$ км/с) и горячего субкарлика с быстрым ветром ($v^{\infty} \simeq 500$ км/с). Видно, что из-за орбитального движения компонент ($P_{\mathrm{orb}} = 482^{d}$, $v_{\mathrm{orb}} \simeq 30$ км/с) область столкновения ветров сильно асимметрична относительно линии центров компонент.

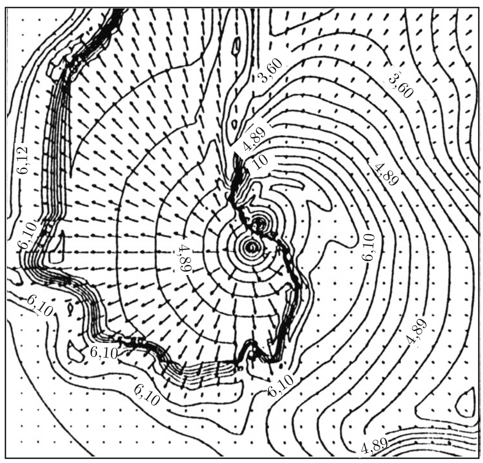


Рис. 339. Столкновение ветров в симбиотической двойной системе EG And, рассчитанное в рамках трехмерной газодинамической модели (Walder, 1995). Показаны изолинии плотности и поле скоростей в орбитальной плоскости. В данном случае форма области столкновения ветров почти полностью определяется орбитальным движением компонент

На рис. 340 приведена рентгеновская кривая блеска двойной системы WR+O γ^2 Vel с эллиптической орбитой, полученная со спутника ROSAT (Willis et al., 1995). Максимум рентгеновского излучения, обусловленного столкновением ветров, наблюдается вблизи прохождения звезд через периастр орбиты, причем рентгеновский поток меняется в течение орбитального периода более чем на порядок величины от $\sim 10^{32}$ до $\sim 10^{34}$ эрг/с из-за изменения расстояния между компонентами и поглощения в звездном ветре. Также на рис. 340 приведен спектр рентгеновского излучения, сформированного в результате столкновения ветров в двойной WR+O-системе HD193793 (наблюдения со спутника ASCA в диапазоне $\sim 0{,}3$–6 кэВ). Хорошо видна K-линия излучения высокоионизованного железа на энергии $\sim 6{,}6$ кэВ, что свидетельствует о том, что в рентгеновском спектре присутствует значительная тепловая компонента. Эти данные получены в работе (Skinner et al., 1995).

На рис. 341 приведена наблюдаемая спектральная плотность радиопотока от двойной WR+O-системы HD193793 на длинах волн 2 см и 6 см как функция положения

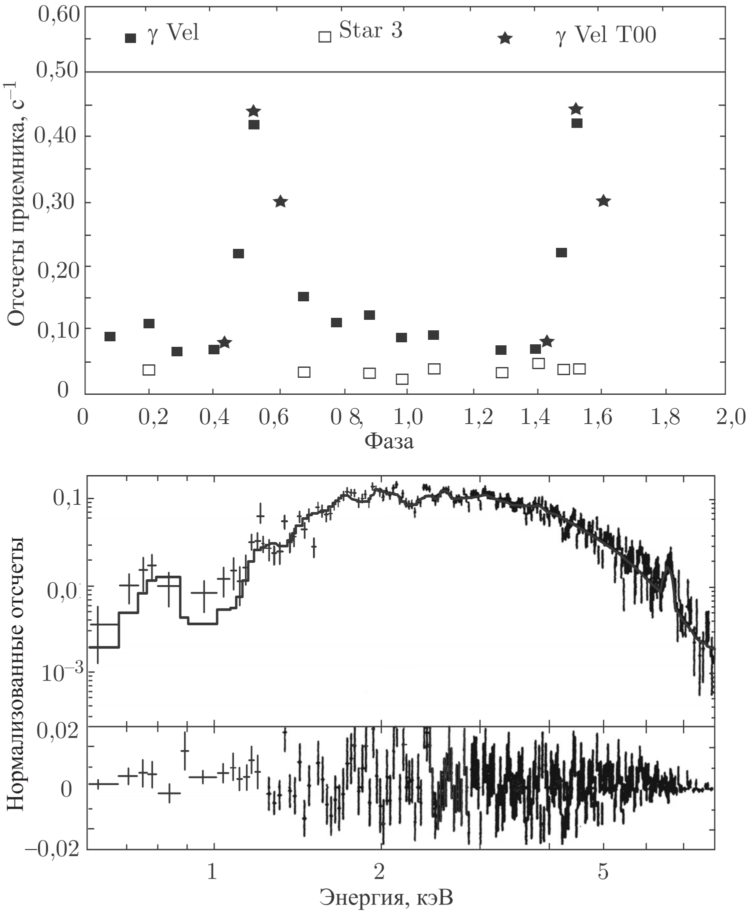


Рис. 340. Вверху: рентгеновская кривая блеска двойной WR+O-системы γ^2 Vel, полученная со спутника ROSAT (Willis et al., 1995). Светлые квадраты соответствуют звезде сравнения. Внизу: рентгеновский спектр двойной WR+O-системы HD193793, полученный со спутника ASCA (Skinner et al., 1995). Видна эмиссионная линия Fe K на энергии $\sim 6{,}6$ кэВ

звезд на эллиптической орбите. Видно, что интенсивность нетеплового радиоизлучения, формирующегося в ударных волнах при столкновении звездных ветров, меняется в течение орбитального периода более чем на порядок величины (Becker and White, 1995).

Прямое доказательство существования нетеплового радиоизлучения около OB-звезды в широкой двойной WR+OB-системе WR147(WN8+OB) получено в работе (Williams et al., 1997) с использованием наблюдений высокого углового разрешения (радиоастрономическая обсерватория MERLIN) — см. рис. 342. Видно, что южный радиоисточник (тепловой) совпадает с WR-звездой, а северный нетепловой источник (расположенный в верхней части рисунка) расположен вблизи OB-звезды. Его характерная вытянутая форма прямо свидетельствует о том, что этот нетепловой радиоисточник формируется в области взаимодействия ветров WR- и O-компонент.

Существование сравнительно холодных конденсаций газа в центральных частях области столкновения ветров было подтверждено трехмерными газодинамическими

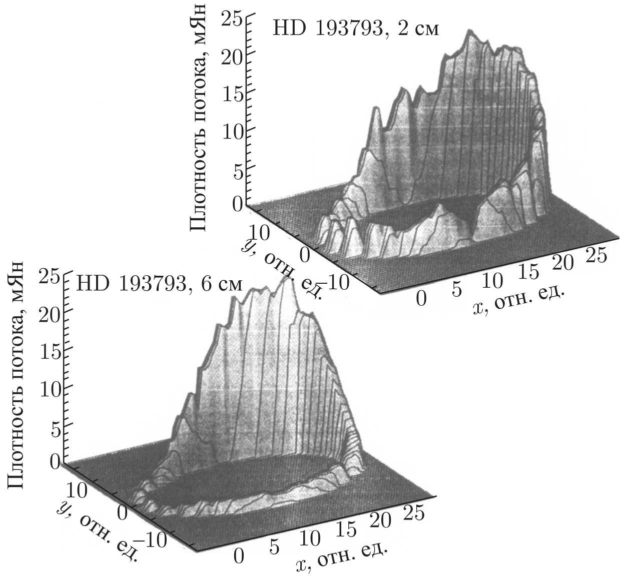


Рис. 341. Наблюдаемая плотность радиопотока от двойной WR+O-системы HD193793 как функция положения звезд на эллиптической орбите системы на длинах волн 2 и 6 см. (Из статьи Becker and White, 1995)

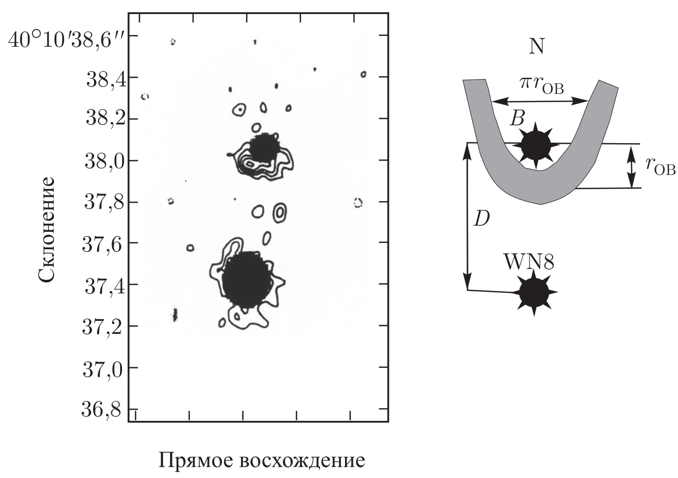


Рис. 342. Радионаблюдения с высоким угловым разрешением на частоте 5 ГГц двойной WR+O-системы WR147, полученные в работе (Williams et al., 1997). Левая часть рисунка представляет изображения компонент системы, правая дает схематическое изображение области столкновения звездных ветров. Детали см. в работе (Williams et al., 1997)

расчетами (Walder and Folini, 1995, Walder et al., 1999). Было показано, что поток газа в самых центральных частях зоны взаимодействия ветров, вблизи точки стагнации, является дозвуковым, поэтому газ может эффективно охлаждаться и сжиматься перед тем, как по контактной поверхности покинуть систему. Дополнительным фактором, стимулирующим сжатие и охлаждение газа в области столкновения ветров, является клочковатая структура звездного ветра звезды WR (Черепащук, 1990).

Долгопериодические двойные WC+O-системы (например, WR125, WR140, WR137) с эллиптическими орбитами демонстрируют истечение холодного, сжатого газа, что ведет к образованию пыли в момент прохождения периастра и вспышке инфракрасного излучения (Williams et al., 1990, 1992, 1994, Williams, 1999). Список из 7 эпизодически формирующих пыль двойных WR+O-систем (WR19, WR48a, WR70, WR98a, WR125, WR137, WR140) и описание их свойств даны в обзоре (Williams, 1999). Наиболее яркие наблюдательные проявления формирования пыли в WR двойных системах получены в работе (Tuthill et al., 1999), посвященной инфракрасным наблюдениям с высоким угловым разрешением системы WR104 ($P_{\rm orb} = 220 \pm 30$ дней). На рис. 343 показано инфракрасное изображение этой системы, на котором явно видна вращающаяся пылевая спираль, истекающая из двойной системы. Внизу на рис. 343 показана соответствующая модель системы со сталкивающимися ветрами и пылью, формирующейся вблизи контактной поверхности около OB-звезды. Эта пыль выносится орбитальным движением за пределы двойной системы в виде спирального пылевого «хвоста».

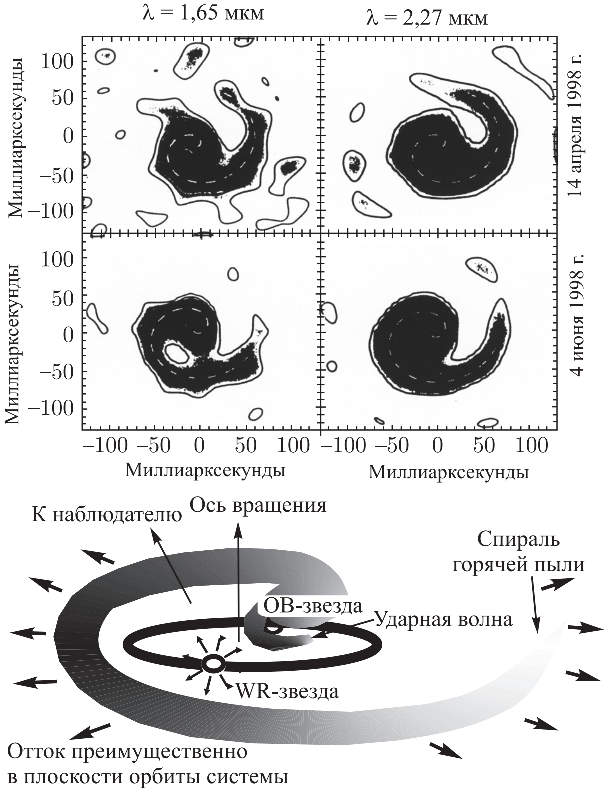


Рис. 343. Инфракрасное изображение с высоким угловым разрешением двойной WR+O-системы WR104, полученное в работе (Tuthill et al., 1999). Вверху показано наблюдаемое изображение двойной системы WR104, внизу представлено схематическое изображение структуры области столкновения звездных ветров и пылевого «хвоста»

Оптические проявления эффекта столкновения звездных ветров в WR+O-системах заметны в переменности профилей эмиссионных линий в спектре системы (см., например, Shore and Brown, 1988, St-Louis et al., 1996, Moffat, 1998, 1999).

Наблюдаемая переменность эмиссионных линий в этом случае может быть представлена как некоторая добавочная переменная эмиссионная компонента, возникающая в области столкновения ветров, которая наложена на стационарный эмиссионный профиль линии, формирующийся в невозмущенном ветре звезды WR, испытывающий доплеровские смещения, вызванные ее орбитальным движением (см. рис. 344). В работе (Moffat, 1999) приведен список из 23 двойных WR+O-систем, которые показывают спектроскопические свидетельства эффекта столкновения звездных ветров. В работе (Lührs, 1997) развита аналитическая модель ударного конуса в WR+O-системе (см. рис. 344), в котором формируется переменная эмиссионная компонента линии. Результаты применений этой модели к ряду WR+O-систем и определение наклонения орбиты для них по орбитальным изменениям переменной компоненты эмиссионной линии приведены в обзорах (Moffat, 1998, 1999), а также в работах (Bartzakos et al., 2001, Antokhin et al., 2000).

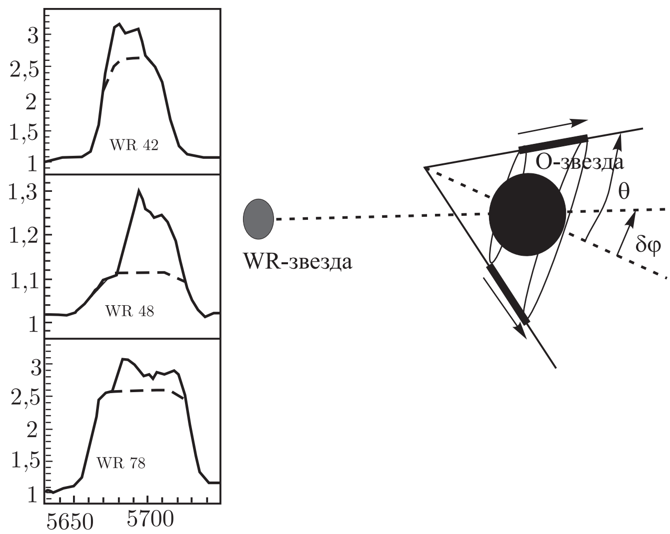


Рис. 344. Слева: переменная и непеременная части профиля эмиссионной линии C III 5696 Å для трех двойных WR+O-систем: WR42, WR48 и WR79 (St-Louis et al., 1996) Справа: картина двойной WR+O-системы с «ударным конусом» (Lührs, 1997)

В заключение отметим, что для долгопериодических WR+OB-систем, где ветры WR- и OB-звезд перед столкновением достигают своих предельных скоростей v_{WR}^{∞} и v_{OB}^{∞}, теоретические рентгеновские светимости L_x^T области взаимодействия ветров в целом согласуются с наблюдаемыми. Однако для короткопериодических WR+O-систем значения L_x^T получаются на порядок больше, чем наблюдаемые рентгеновские светимости. В обзоре (Cherepashchuk, 2000) описаны следующие возможные объяснения этому расхождению: комптоновское охлаждение горячей плазмы за фронтами ударных волн излучением OB- и WR-звезд, коллапс ударной волны на поверхность OB-звезды, клочковатая структура ветра звезды WR (Черепащук, 1990). Одной из причин расхождения наблюдаемой и теоретической рентгеновских светимостей для короткопериодических WR+O-систем может быть также сравнительно медленное ускорение ветра звезды WR (см. выше). Из нашего анализа атмосферного затмения в системе V 444 Cyg следует, что параметр β в законе Ламерса для распределения скоростей в ветре

$$v\,(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^{\beta}$$

значительно превышает общепринятое значение $\beta = 1$. Это означает, что ветер звезды WR достигает своей предельной скорости $v_{\rm ter}$ на больших расстояниях от «ядра» звезды WR. Этот факт должен учитываться в современных трехмерных газодинамических моделях столкновения звездных ветров в WR+OB-системах.

Следует отметить также открытие двойственности звезды WR Th35-42 (WR21a) после того, как от нее было обнаружено рентгеновское излучение (Mereghetti et al., 1994): $L_x = 10^{33}$–10^{34} эрг/с в диапазоне (0,1–2,4) кэВ с борта спутника ROSAT. Это рентгеновское излучение генерируется в области столкновения звездных ветров в двойной системе WN6+OB (см. недавнюю работу Нимелы и др. (Nimela et al., 2008), в которой определены параметры спектроскопической орбиты этой системы: $P_{\rm orb} = 31{,}673^{\rm d}$, $e = 0{,}64$). Возможность открытия новых двойных систем среди звезд WR по их рентгеновскому излучению, формирующемуся в ударных волнах при столкновении звездных ветров, была предсказана Черепащуком (1976).

В работе (Antokhin et al., 2004) развит метод расчета рентгеновского излучения от сталкивающихся звездных ветров в массивной ТДС в рамках модели геометрически тонкой ударной волны с радиационным высвечиванием. Эта модель применима для сравнительно короткопериодических ТДС, параметры которых удовлетворяют условиям:

$$\begin{cases} a < 100 R_\odot \dfrac{\dot{M}_{-6}}{v_{1000}^{5}}, \\ P < 26 \text{ дней} \cdot \left(\dfrac{20 M_\odot}{m_1 + m_2}\right)^{1/2} \dfrac{\dot{M}_{-6}^{1,5}}{v_{1000}^{7,5}}, \end{cases}$$

где a — большая полуось орбиты, P — орбитальный период, m_1, m_2 — массы компонент, $\dot{M}$ — темп потери массы за счет звездного ветра в долях $10^{-6} M_\odot$/год, v — локальная скорость ветра в единицах 1000 км/с. В работе учитывается детальная форма ударной волны, образованной при столкновении звездных ветров, не достигших своих предельных скоростей. При этом используется простая стационарная модель непрерывного ветра, в которой пренебрегается эффектом перемешивания горячей плазмы в ударной волне с холодной плазмой набегающего потока ветра. Это перемешивание может быть обусловлено влиянием неустойчивости на фронте образованной ударной волны с высвечиванием. Кроме того, предполагается, что ударная волна полностью радиативна и пренебрегается потерями энергии, связанными с адиабатическим расширением газа после прохождения им фронта ударной волны. Эти предположения естественны для сравнительно короткопериодических ТДС с массивными OB- или WR-звездами, у которых плотность звездного ветра весьма высока.

В силу сделанных упрощающих предположений, этот метод, как отмечают авторы (Antokhin et al., 2004), позволяет найти верхние пределы для рентгеновской светимости и жесткости соответствующего рентгеновского спектра. В методе удается разделить задачу вычисления рентгеновского потока от ударной волны на две части: вычисление локальной рентгеновской светимости и спектра в малой области ударной волны и вычисление полной рентгеновской светимости и спектра от всего фронта ударной волны сложной формы. Локальное рентгеновское излучение вычисляется в простой модели стационарной плоско-параллельной ударной волны. В этом приближении контактная поверхность, разделяющая вещество от ветра каждой из компонент системы и лежащая вблизи от фронта взаимодействия ветров, рассматривается как неподвижная стенка, которая останавливает движение вещества ветра в направлении нормали к ней.

В горячей области, непосредственно за фронтом адиабатической ударной волны, плотность вещества вначале возрастает до четырех раз (для одноатомного газа с $\gamma = 5/3$), а скорость вещества убывает до четырех раз. Затем, из-за действия механизма высвечивания движение вещества становится изобарическим, скорость газа постепенно замедляется вплоть до остановки на контактной поверхности, и плотность вещества сильно возрастает. Авторы (Antokhin et al., 2004) использовали современную базу данных по атомным характеристикам для вычисления спектра излучения и соответствующей функции охлаждения в зависимости от температуры и плотности. Это позволило им, интегрируя в направлении от фронта ударной волны до контактной поверхности, получить полную локальную рентгеновскую светимость и спектр среднего разрешения, включая как континуум, так и многочисленные линии излучения. Интегрирование локальной рентгеновской светимости и спектра по всему фронту ударной волны позволяет получить полную рентгеновскую светимость и спектр. Далее, учитывается ослабление рентгеновской интенсивности за счет поглощения в «теплом» ветре каждой из компонент в системе и в области взаимодействия ветров.

Осесимметричная форма контактной поверхности вычисляется из условия баланса импульсов двух ветров:

$$\rho_1 v_{1\perp}^2 = \rho_2 v_{2\perp}^2,$$

где ρ и v — локальная плотность и скорость ветров, индекс $\perp$ обозначает компоненту скорости, перпендикулярную к контактной поверхности. Это условие приводит к дифференциальному уравнению первого порядка, которое решается численно. Для обоих ветров принимается закон Ламерса для поля скоростей:

$$v_{1,2}(r) = v_{1,2}^{\infty} \left(1 - \frac{r_{*1,2}}{r}\right)^{\beta_{1,2}}.$$

Полная непоглощенная рентгеновская светимость L и спектр получаются интегрированием функции $S(y, E)$ (локальная светимость на энергии E с единицы поверхности фронта ударной волны) по всей поверхности фронта (y — координата локального элемента фронта вдоль оси, перпендикулярной линии, соединяющей центры компонент):

$$L(E) = 2\pi \int\limits_0^{\infty} \frac{S(y, E)}{\sin\theta} y\, dy,$$

где θ — угол наклона локальной области фронта к линии, соединяющей центры компонент.

Используя значение коэффициента непрозрачности для «теплого» ($T \simeq \simeq 30\,000$–$60\,000$) вещества ветра k_E и умножая его на интегральную плотность на луче зрения в направлении на наблюдателя (которое задается единичным вектором $\mathbf{m}$), авторы получают полную оптическую толщу в направлении на наблюдателя $\tau_{\mathbf{m}}$. Эта оптическая толща включает в себя оптическую толщу в плотном веществе в окрестности фронта и оптическую толщу в ветрах компонент. Наблюдаемый рентгеновский поток и спектр вычисляются по формуле

$$F(E, \mathbf{m}) = \frac{1}{4\pi R^2} \int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^{\infty} \frac{S(y, E) e^{-\tau_{\mathbf{m}}(y, \psi, E)}}{\sin\theta} y\, dy\, d\psi,$$

где ψ — азимутальный угол относительно оси X, соединяющей центры компонент, R — расстояние до двойной системы.

В работе (Antokhin et al., 2004) приведены модельные рентгеновские кривые блеска и спектры для ТДС разных типов. На рис. 345 приведена теоретическая рентгеновская кривая блеска для двойной системы со сталкивающимися ветрами компонент при наклонении орбиты $i = 45°$. Видно, что рентгеновская светимость от области взаимодействия звездных ветров меняется с фазой орбитального периода в несколько раз за счет поглощения в «теплых» ветрах компонент (плавные изменения) и в плотной области их взаимодействия (узкие и глубокие минимумы).

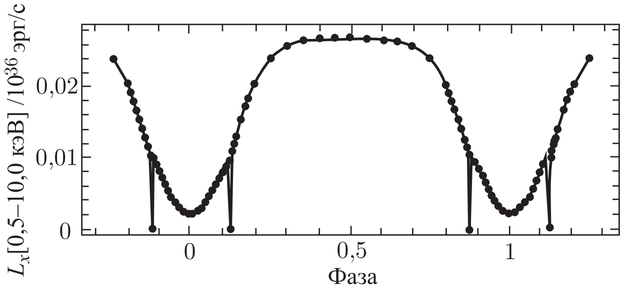


Рис. 345. Кривая блеска в рентгеновском диапазоне спектра тесной двойной системы с массивными компонентами, обусловленная затмениями области столкновения звездных ветров. Орбита системы эллиптическая ($e = 0{,}4$, $\omega = 270°$). Приняты следующие параметры: $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}$/год, $v_{\infty} = 2000$ км/с (для обеих звезд), большая полуось орбиты $a = 60 R_{\odot}$, радиусы звезд равны $10 R_{\odot}$. (Из работы Antokhin et al., 2004)

Хотя метод, предложенный в работе (Antokhin et al., 2004), основан на использовании ряда упрощающих предположений, он может быть эффективно использован для анализа рентгеновских наблюдений многих массивных тесных двойных систем с орбитальными периодами менее нескольких десятков дней. В этом заключается главное отличие этого метода от метода, предложенного в работе (Usov, 1992) (и описанного выше), который применим лишь к долгопериодическим массивным тесным двойным системам, где взаимодействие ветров компонент происходит в адиабатическом режиме, и эффекты радиационного охлаждения плазмы за фронтом ударных волн пренебрежимо малы. Суммируем основные упрощающие предположения, используемые в работе (Antokhin et al., 2004). Как отмечают авторы, эти упрощающие предположения следующие.

1. Пренебрегается возможным перемешиванием вещества, которое, из-за действия различных неустойчивостей, может происходить в ударных волнах с высвечиванием, а также пренебрегается охлаждением вещества за счет адиабатического расширения. Поэтому, как отмечают авторы, их метод позволяет получить лишь верхний предел для рентгеновской светимости и жесткости рентгеновского спектра.

2. Предполагается двумерность и осесимметричность взаимодействия ветров, т. е. пренебрегается влиянием орбитального движения, приводящего к искажению внешних частей ударных волн, что делает задачу трехмерной.

3. Поглощение рентгеновского излучения в ветрах компонент и в области их взаимодействия рассматривается при фиксированных параметрах, и не учитывается обратное влияние рентгеновского излучения на параметры поглощающей среды.

4. Используется фиксированный закон распределения скоростей в ветре (закон Ламерса) и пренебрегается эффектами радиативного торможения ветров компонент.

Авторы отмечают возможности дальнейшего развития метода и подчеркивают, что даже при таких упрощающих предположениях предложенный ими метод может использоваться для анализа рентгеновских кривых блеска и спектров большого числа массивных двойных O+O- и WR+O-систем. Благодаря работе высокоэффективных рентгеновских орбитальных обсерваторий Chandra и XMM-Newton высококачественные рентгеновские наблюдения массивных одиночных и двойных звезд стали получаться в массовом порядке (см., например, Antokhin et al., 2008). Это делает метод, предложенный в работе (Antokhin et al., 2004), весьма перспективным.

в) Взаимодействие звездного ветра с компактным объектом в ТДС. Мы рассмотрели два вида взаимодействия звезд-компонент ТДС: обмен масс через внутреннюю точку Эйлера–Лагранжа L_1 и столкновение звездных ветров компонент. Рассмотрим еще один важный вид взаимодействия: взаимодействие звездного ветра одной из компонент ТДС со спутником — компактным объектом (белым карликом, нейтронной звездой, черной дырой). Этот вид взаимодействия важен для таких типов ТДС, как массивные рентгеновские двойные системы, в которых нейтронная звезда или черная дыра аккрецирует ветер OB-звезды-сверхгиганта, недозаполняющего свою полость Роша, или экваториальный ветер быстро вращающейся Be-звезды. Аккреция из ветра важна для симбиотических двойных систем, где белый карлик или горячий субкарлик аккрецирует медленный ветер красного гиганта, а также для весьма разделенных систем типа ζ Aur, в которых звезда главной последовательности аккрецирует ветер холодной компоненты.

Рассмотрим кратко процесс аккреции вещества ветра на компактный объект.

На рис. 346 показана схематическая картина обтекания звездным ветром компактного спутника в ТДС. Звезда-донор, истекающая в виде ветра, предполагается расположенной далеко от компактного объекта (система разделенная), поэтому линии тока для вещества в ветре приближенно можно считать параллельными. Для простоты рассмотрения предполагается, что скорость орбитального движения много меньше скорости ветра.

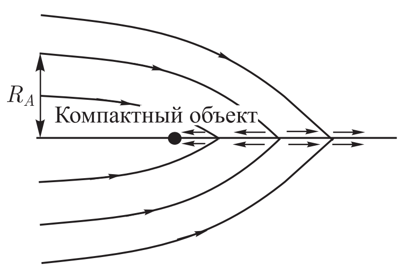


Рис. 346. Аккреция Бонди–Хойла на компактный объект

В работе (Hoyle and Lyttleton, 1939) предполагалось, что в рамках описанной модели в ветре двигаются отдельные частицы, которые взаимодействуют друг с другом неупругим образом на оси симметрии течения (см. рис. 346). Провзаимодействующие частицы двигаются вдоль оси симметрии: часть из них падает на компактный объект, а часть — удаляется от него. В такой модели можно ввести максимальный прицельный параметр, так называемый радиус захвата частиц R_A, для которого все частицы, лежащие внутри соответствующего цилиндра, будут захвачены релятивистским объектом и упадут на него. Радиус захвата может быть определен из условия равенства удельной кинетической и потенциальной энергии частиц:

$$\frac{GM}{R_A} = \frac{v^2}{2}, \tag{874}$$

где M — масса компактного объекта, v — скорость удаленной частицы от него. Отсюда находим:

$$R_A = \frac{2GM}{v^2}. \tag{875}$$

В этой модели все вещество ветра, заключенное внутри цилиндра радиусом R_A, будет аккрецировано релятивистским объектом. Соответствующий темп потери массы:

$$\dot{M}_{HL} = \pi R_A^2 \rho_\infty v = \frac{4\pi G^2 M^2 \rho_\infty}{v^3}, \tag{876}$$

где ρ_∞ — плотность вещества ветра в набегающем потоке вдали от компактного объекта.

Формулу (876) можно записать в более наглядном виде:

$$\dot{M}_{HL} = \frac{\pi R_A^2}{4\pi a^2}\dot{M}_{\rm w} = \frac{G^2 M^2}{a^2 v^4}\dot{M}_{\rm w}, \tag{876$'$}$$

где a — радиус относительной орбиты, $\dot{M}_{\rm w} = 4\pi a^2 \rho_\infty v$ — темп потери массы ветром.

В работе (Bondi and Hoyle, 1944) вместо идеализированной аккреционной линии с формально бесконечной плотностью была рассмотрена более реалистичная модель аккреционного конуса с конечной плотностью. В случае, когда движение вещества в аккреционном конусе сильно сверхзвуковое и эффектами давления можно пренебречь (аккреционный поток с доминирующей скоростью), авторы получили следующее выражение для темпа аккреции:

$$\dot{M}_{B-H} = \frac{4\pi\alpha G^2 M^2 \rho_\infty}{v^3} = \alpha\frac{G^2 M^2}{a^2 v^4}\dot{M}_{\rm w}, \tag{877}$$

где $1/2 \lesssim \alpha \lesssim 1$ — свободный параметр, зависящий от начальных условий. Случай, когда движение вещества при аккреции дозвуковое (аккреционный поток с доминирующим давлением) был рассмотрен в работе (Bondi, 1952) с использованием модели сферической аккреции из статической газовой среды. В этом случае темп аккреции выражается в виде:

$$\dot{M}_B = \pi\lambda(\gamma)\, R_B^2 \rho_\infty c_\infty = \frac{4\pi\lambda(\gamma)\, G^2 M^2 \rho_\infty}{c_\infty^2}, \tag{878}$$

где

$$R_B = \frac{2GM}{c_\infty^2}, \tag{879}$$

c_∞ — скорость звука на бесконечности, $\lambda(\gamma) = 0{,}25$–$1{,}12$, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты.

Формулы (877), (878) описывают два крайних случая аккреции вещества из ветра (сильно сверхзвуковая и дозвуковая аккреция). Случай, промежуточный между этими двумя крайними случаями, дается следующей интерполяционной формулой (Bondi, 1952):

$$\dot{M}_B \approx \frac{4\pi G^2 M^2 \rho_\infty}{v^3}\frac{\mu^3}{\left(1+\mu^2\right)^{3/2}}, \tag{880}$$

где μ — число Маха на бесконечности.

Было проведено много численных гидродинамических исследований аккреции Бонди–Хойла (см., например, Hunt, 1979, Okuda, 1983, Fryxell et al., 1987, Shima et al., 1985). На основе двумерных газодинамических вычислений (Shima et al., 1985) получена следующая формула для темпа аккреции Бонди–Хойла:

$$\dot{M} = F(\gamma,\, \mu)\,\frac{4\pi G^2 M^2 \rho_\infty}{v^3} = F(\gamma,\, \mu)\,\dot{M}_{HL}, \tag{881}$$

где усредненное по числу Маха μ значение функции $F(\gamma, \mu)$ равно 0,75 для $\gamma = 5/3$ и ~ 1 для $\gamma \lesssim 4/3$. $\dot{M}_{HL}$ дано формулой (876). Таким образом, теория Бонди–Хойла (см. формулу (880)) хорошо согласуется с результатами газодинамических расчетов.

Компактный объект аккрецирует из звездного ветра не только массу, но и угловой момент, поскольку этот объект движется в ветре с орбитальной скоростью $v_{\rm orb}$, и вектор относительной скорости между ветром и объектом $v_{\rm rel} = \sqrt{v_{\rm w}^2(r) + v_{\rm orb}^2}$

наклонен по отношению к линии центров компонент на угол β, определяемый соотношением $\operatorname{tg}\beta = v_{\mathrm{orb}}/v_{\mathrm{w}}$ (см. рис. 347). Обычно предполагают, что весь угловой момент, заключенный в аккреционном цилиндре (или конусе) с радиусом захвата R_A, аккрецируется компактным объектом (см., например, Davidson and Ostriker, 1973, Illarionov and Sunyaev, 1975, Shapiro and Lightman, 1976, Wang, 1981, Livio, 1994). Тогда получается следующая оценка удельного углового момента, захваченного из ветра компактным объектом (Livio, 1994):

$$j \simeq \frac{1}{2}\,\omega_{\mathrm{orb}} R_A^2 \eta, \tag{882}$$

где $\omega_{\mathrm{orb}} = 2\pi/P_{\mathrm{orb}}$,

$$\eta = 1 + \frac{7}{2}\,a\,\frac{v'_{\mathrm{w}}\,(a)}{v_{\mathrm{w}}\,(a)}. \tag{883}$$

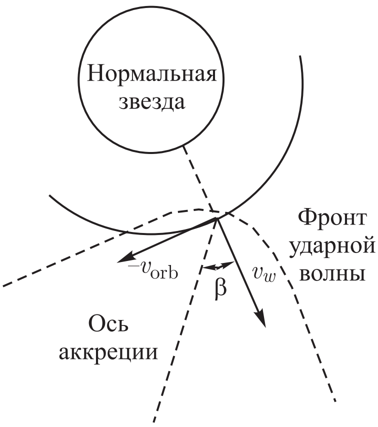


Рис. 347. Аккреция из звездного ветра. Здесь v_{orb} — орбитальная скорость аккрецирующего объекта, v_{w} — скорость звездного ветра

Здесь a — радиус относительной орбиты системы, $v'_{\mathrm{w}}(\mathrm{a})$ — производная от скорости ветра v_{w} по r — расстоянию от центра звезды-донора, источника ветра. Величина j считается положительной, если направление вектора углового момента, захваченного компактным объектом, совпадает с направлением вектора орбитального момента и отрицательной в противоположном случае.

Как отмечено в работе (Davies and Pringle, 1980), вещество ветра, падающее вдоль оси симметрии аккреционного цилиндра или конуса на точечный компактный объект, строго говоря, имеет нулевой угловой момент. И только эффекты двумерной и трехмерной газодинамики падения вещества ветра на компактный объект обеспечивают аккрецию ненулевого углового момента этим объектом (Soker and Livio, 1984, Livio et al., 1986, Anzer et al., 1987). Поэтому формула (882) дает лишь оценку верхнего предела углового момента, аккрецируемого компактным объектом из звездного ветра (величина j, оцененная по этой формуле, может быть завышена до 5 раз).

Теория аккреции вещества на компактный объект из звездного ветра спутника в ТДС имеет важное значение для понимания механизмов ускорения и замедления осевого вращения аккрецирующих намагниченных нейтронных звезд — рентгеновских пульсаров, а также для выяснения условий, при которых во время аккреции из звездного ветра вокруг компактного объекта может сформироваться аккреционный диск. Кроме того, изучение различных неустойчивостей режима аккреции вещества из звездного ветра (например, так называемой «flip–flop» неустойчивости — см. Matsuda et al., 1987) важно для интерпретации различных видов быстрой переменности рентгеновских двойных систем.

Подробнее об аккреции вещества звездного ветра компактными объектами можно прочесть в книгах (Shore et al., 1994, Липунов, 1987). Детальная теория квазисферической аккреции в двойных рентгеновских пульсарах развита в работе (Shakura et al., 2012).

Глава VIII

ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ НА ПОЗДНИХ СТАДИЯХ ЭВОЛЮЦИИ

1. Общие сведения о поздних ТДС

Тесные двойные системы на поздних стадиях эволюции (далее именуемые как поздние ТДС) — это системы, находящиеся на стадии эволюции после первичного обмена масс. В Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996) содержится около 650 систем этого типа. Первая версия этого Каталога (Асланов и др., 1989) содержала 345 поздних ТДС разных типов. В настоящее время в ГАИШ готовится новая расширенная версия каталога поздних ТДС, включающая его электронную версию.

Первые идеи об эволюции ТДС с обменом масс были высказаны в работах (Crawford, 1955, Morton, 1960, Paczynski, 1966, Снежко, 1967, Kippenhahn and Weigert, 1967). Поздние стадии эволюции ТДС, следующие после завершения первичного обмена масс, были исследованы в работах (Тутуков и Юнгельсон, 1973, van den Heuvel, 1976, Корнилов и Липунов, 1983).

Исследования поздних ТДС представляют особый интерес для науки по следующим причинам: возможность проверки теории эволюции звезд с непостоянной массой; возможность открытия и исследования принципиально новых объектов (нейтронных звезд и черных дыр); возможность проверки ОТО Эйнштейна (двойные пульсары и т. п.), яркие наблюдательные проявления, обусловленные как экстремальными свойствами пекулярной компоненты (звезда WR, белый карлик, нейтронная звезда, черная дыра), так и процессами акреции вещества.

В работах (Cherepashchuk, 1995b, 2007, Черепащук, 2001б) даны обзоры наблюдаемых характеристик поздних ТДС разных типов. Ниже мы приводим краткое описание наблюдаемых параметров и основных особенностей поздних ТДС. Подчеркнем, что яркие наблюдательные проявления большинства поздних ТДС в рентгеновском, ультрафиолетовом, оптическом, инфракрасном и радио диапазонах обусловлены процессами взаимодействия компонент (звездные ветры, газовые потоки, аккреционные диски, джеты, ударные волны и т. п.).

2. Массивные ТДС

В массивных ТДС (сумма масс $M_1 + M_2 > 30M_\odot$) основной движущей силой эволюции системы является ядерная эволюция компонент: расширение более массивной компоненты в процессе ее ядерной эволюции с последующим заполнением своей полости Роша. Кроме того, в массивных ТДС на всех этапах эволюции не происходит вырождения компонент, и в конце эволюции компонент образуется звезда WR, нейтронная звезда или черная дыра.

а) WR+OB-системы. После завершения первичного обмена масс первоначально более массивная компонента теряет из-за обмена масс основную часть своей водородной оболочки, и образуется звезда WR — обнаженное невырожденное гелиевое ядро с небольшой водородной оболочкой и мощным звездным ветром, обогащенным гелием и продуктами CNO-цикла.

Вторая компонента системы аккрецирует основную часть массы предшественника звезды WR, имеющей нормальный химический состав, и остается звездой главной последовательности спектрального класса O или раннего B, причем масса этой звезды возрастает по сравнению с ее начальным значением.

Обмен масс в первом приближении можно считать консервативным. Хотя потеря массы в виде звездных ветров компонент и, в особенности, эффекты столкновения ветров (Cherepashchuk, 1995a, 2007) могут приводить к значительным отклонениям от консервативного режима. Кроме того, при большом различии в значениях начальных масс компонент (начальное отношение масс $q = M_2/M_1 \lesssim 0{,}3$) может реализоваться режим эволюции массивной ТДС с общей оболочкой, что приводит к значительному сокращению размера орбиты и сильной потери массы из системы.

В случае короткопериодических массивных ТДС может реализоваться случай M эволюции ТДС (см. выше), когда из-за быстрого осевого вращения звезды, стимулированного приливными эффектами, в теле звезды возникает меридиональная циркуляция вещества, что приводит к обогащению гелием атмосферы массивной звезды и появлению у нее признаков звезды WR до того, как звезда заполнит свою полость Роша.

Двойные WR+OB-системы — это хорошо изученный класс поздних массивных ТДС (см., например, труды одной из последних конференций по массивным звездам и звездам WR (van der Hucht et al., 2003), а также Каталог галактических звезд WR, (van der Hucht, 2001)). В Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996) приведены сведения о 26 двойных WR+O-системах типа SB2 (с наблюдаемыми спектрами обеих компонент), а также данные по 15 WR+O-системам типа SB1 (у которых наблюдается спектр только одной WR-компоненты). В табл. 87, заимствованной из работы (Черепащук и Каретников, 2003), приведена сводка данных по WR+O-системам типа SB2 и SB1. Массы компонент в большинстве случаев оценены с использованием наклонений орбит i, полученных на основе поляриметрических исследований. Для затменных систем (V 444 Cyg, CV Ser, CQ Cep, CX Cep и др.) величина i определена из анализа затмений.

Таблица 87

Данные по (WR+O)-двойным из нового каталога Ван дер Хухта (van der Hucht, 2001), из каталога Черепащука и др. (Cherepashchuk et al, 1996) и работ (Черепащук, 2001, Schnurr et al., 2009a,b, 2008, Niemela et al., 2008)

Система	Спектр	M_{WR}, $M_\odot$	M_{O}, $M_\odot$	P, сут	e
BAT99-129	WN3(h)+O5V	15	24,6	2,7689(2)	0
HD63099	WC5+O7	9	32	14,305	0,0
γ^2 Vel	WC8+O7,5 III-V	9,5	30	78,53(1)	$0{,}33 \pm 0{,}01$
HD90657	WN5+O4-6	19	37	8,2546(1)	$0{,}04 \pm 0{,}03$
HD92740	WN7h+O9 III-V	55	21	80,336(1)	$0{,}60 \pm 0{,}01$
HD94305	WC6+O6-8	16	34	18,82	0
HD94546	WN4+O8 V	4	9	4,8306(1)	0,00
HD97152	WC7+O7 V	14	23	7,886(3)	0,00
HDE 311884	WN6+O5 V	51	60	6,2393(1)	0
HD152270	WC7+O5-8	11	29	8,8908(5)	0
CV Ser	WC8d+O8-9 IV	13	27	29,704(2)	$0{,}19 \pm 0{,}03$

Продолжение табл. 87

Система	Спектр	M_{WR}, $M_\odot$	M_O, $M_\odot$	P, сут	e
HD186943	WN3+O9,5 V	17	36	9,5550	$0{,}07 \pm 0{,}04$
HD190918	WN5+O9 I	17:	34:	112,4(2)	$0{,}39 \pm 0{,}07$
V 444 Cyg	WN5+O6 III-V	9,3	27,9	4,212435	$0{,}04 \pm 0{,}01$
HD193793	WC7pd+O4-5	27:	60:	2900 ± 10	$0{,}85 \pm 0{,}01$
CX Cep	WN4+O5 V	20	28,3	2,12687	0
HD211853	WN6/WCE+O6 I(+WN+O)	15	27	6,6884(+3,4696)	$0{,}0 + 0{,}000$
CQ Cep	WN6+O9 II-Ib	24	30	1,6412436	$0{,}01 \pm 0{,}01$
B22	WC6+O5-6 V-III:	12:	35:	14,926	0,17
B32	WC4+O6 V-III:	5	30	1,91674	0
AB8	WO4+O4 V	14	52	16,644	0,19
HD5980	WN4+O7 I	8:	27:	19,266	0,49
AB6	WN3+O7	8	47	6,681	0
HD193928	WN5+O5 V-III	45	30	21,6895(3)	$0{,}02 \pm 0{,}03$
WR20a	WN6ha/O3f+WN6a/O3f	83	82	3,686	0
WR21a (Wack2134)	O3f/WN6ha+O4:	> 87	> 53	31,673(2)	0,64
NGC 3603-A1	WN6ha+WN6	116 ± 31	89 ± 16	3,7724	0
R145	WN6h+O	$> 116 \pm 33$	$> 48 \pm 20$	$158{,}8 \pm 01$	0,70
Система	Спектр	$f_{WR}(M)$, $M_\odot$		P, сут	e
HD62910	WN7/WCE+?	0,20		85,37	0,4
HD192641	WC7pd+O9	12,1		4765 ± 50	$> 0{,}12$
HD193077	WN5o+B?	4,7(8)		1538,0	$0{,}28 \pm 0{,}07$
AS422	WN+WC+?	7,7:		22,0	0
B26	WN7+?	2,4		1,9075	0
B65	WN7+?	4,2		3,0032	0
B72	WN6+B1 Ia	3,8		4,3092	0
B82	WN6+O5	0,02		4,377	0
B86	WNL/Of	1,6:		52,7:	0
B87	WN6+?	0,10		2,7596	0
B90	WN7+?	1,4:		25,17:	0
HD16523	WC5+?	0,007–0,016		2,4096	0,0
NGC 3603-C	WN6	7,0		8,89(1)	$0{,}30 \pm 0{,}04$

Орбитальные периоды WR+O-систем P лежат в пределах от $\sim 1{,}6^{\mathrm{d}}$ до $\sim 4800^{\mathrm{d}}$. Значения эксцентриситетов орбит $e \approx 0$ для $P \leqslant 14^{\mathrm{d}}$, и $e = 0{,}3$–$0{,}8$ для $P > 70^{\mathrm{d}}$. Отношение масс $q = m_{\mathrm{WR}}/m_{\mathrm{OB}}$ лежит в диапазоне $q = 0{,}17$–$2{,}67$. Массы звезд WN лежат в пределах $(4\text{–}60)M_{\odot}$, массы звезд WC — в пределах $(5\text{–}30)M_{\odot}$. Средняя масса WN-звезд составляет $21M_{\odot}$, для WC-звезд она равна $13M_{\odot}$. Мы не учитываем здесь массы звезд WN в двойной системе WR20a (WN6ha+WN6ha, $P = 3{,}675^{\mathrm{d}}$, $e = 0$) $M_1 = 83M_{\odot}$, $M_2 = 82M_{\odot}$ (Bonanos et al., 2004) и других системах подобного типа, поскольку по своим характеристикам и эволюционному статусу эти звезды WR, по-видимому, отличаются от классических звезд WR как гелиевых остатков первоначально массивных звезд (Тутуков и др., 2008). Модель звезды WR как гелиевого остатка первоначально массивной O-звезды в тесной двойной O+O-системе, образовавшегося в результате обмена масс, подтверждается данными по массам, радиусам и эффективным температурам звезд WR, полученным из анализа затмений в системах V 444 Cyg и BAT 99-129 (Черепащук, 1975, Cherepashchuk et al., 1984, Антохин и Черепащук, 2001a, 2007), а также из анализа наблюдений рентгеновской двойной системы Cyg X-3, содержащей звезду типа WN3-7 (van Kerkwijk et al., 1992, Cherepashchuk and Moffat, 1994).

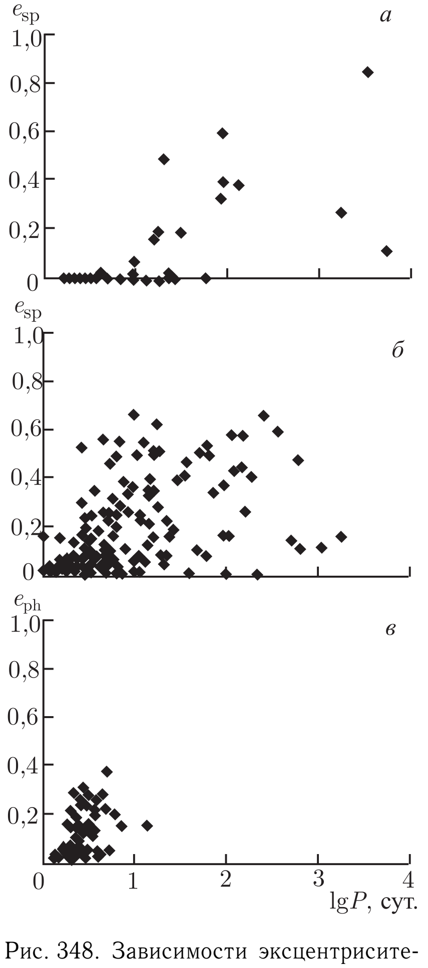


Рис. 348. Зависимости эксцентриситета орбит e от орбитальных периодов для (WR+O) (*а*) и (OB+OB) (*б*) систем из каталога (Batten et al., 1989) и тесных двойных систем в Большом Магеллановом Облаке (*в*). (Из работы Черепащук, Каретников, 2003)

В работе (Черепащук и Каретников, 2003) приведены наблюдательные аргументы в пользу того, что большинство звезд WR в WR+O-системах сформировалось в результате обмена масс, а не вследствие сильной радиальной потери массы в виде звездного ветра первоначально более массивной компонентой (Moffat, 1995). На рис. 348 приведены эксцентриситеты орбит e как функция орбитальных периодов P для различных ТДС: WR+OB-систем и разделенных OB+OB-систем. Видно, что распределения эксцентриситетов орбит для WR+OB- и OB+OB-систем радикально различаются. В то время как величина переходного периода P_{tr} для разделенных OB+OB-систем составляет 2–$2{,}8^{\mathrm{d}}$, значение P_{tr} для WR+OB-систем близко к 14^{d}, что в 5–7 раз больше. Под переходным периодом P_{tr} понимается значение орбитального периода, соответствующее переходу от круговых орбит к эллиптическим. Для $P < P_{\mathrm{tr}}$ эксцентриситеты орбит всех ТДС близки к нулю ($e < 0{,}1$), для $P > P_{\mathrm{tr}}$ эксцентриситеты орбит в большинстве случаев значимо отличны от нуля ($e > 0{,}1$), хотя могут встречаться и нулевые эксцентриситеты. Округление орбит в массивных ТДС для $P < P_{\mathrm{tr}}$ связано с приливной диссипацией энергии орбитального движения компонент в динамических приливах с радиационным демпфированием (Zahn, 1977). В случае OB+OB-систем на рис. 348 представлены системы разных возрастов. Наиболее молодые OB+OB-системы (для которых время диссипации короткое) сохраняют значительные эксцентриситеты орбит вплоть до весьма коротких орбитальных периодов $P_{\rm tr} = 2$–$2{,}8^{\rm d}$. С увеличением возраста OB+OB-системы ($T > 10^7$–10^8 лет) величина $P_{\rm tr}$ должна увеличиваться, так как время диссипации возрастает, и короткопериодические орбиты успевают округлиться. Поэтому на зависимостях $e(P)$ для OB+OB-систем, начиная со значения $P_{\rm tr} = 2$–$2{,}8^{\rm d}$ наблюдается широкая полоса значений эксцентриситета e от 0 до 0,6 (см. рис. 348). На зависимости $e(P)$ для WR+OB-систем значение переходного периода гораздо больше, $P_{\rm tr} = 14^{\rm d}$, но это не означает, что возраст WR+OB-систем очень велик, и округление орбит для систем с $P < 14^{\rm d}$ произошло лишь вследствие приливной диссипации в первоначальной OB+OB-системе. Дело в том, что абсолютный возраст WR+OB-систем известен из независимых соображений: эти системы часто связаны с молодыми рассеянными скоплениями, группировками ранних звезд и областями звездообразования, а также с областями H II, средний возраст которых очень короткий — порядка 10^6–10^7 лет. Поэтому есть веские основания считать, что в WR+OB-системах действовал механизм округления орбиты, дополнительный к механизму приливной диссипации. По-видимому, этим дополнительным механизмом округления орбит в WR+OB-системах был обмен масс. Так что рис. 348 наглядно демонстрирует нам наблюдательное свидетельство того, что звезды WR в WR+OB-системах произошли в результате обмена масс в первоначальных OB+OB-системах.

В работе (Cherepashchuk et al., 1984) из анализа ультрафиолетовых, оптических и инфракрасных кривых блеска затменной системы V 444 Cyg (WN5+O6) был сделан вывод о том, что звездный ветер WN5-звезды не непрерывен, а имеет клочковатую, облачную структуру. Позднее Черепащуком (1990) было показано, что ввиду того, что радио и инфракрасные потоки теплового излучения ветров звезд WR квадратично зависят от электронной плотности в ветре, величины темпа потери массы звезд WR $\dot{M}$, ввиду клочковатости их ветров, завышены в 2–4 раза (основная масса определений $\dot{M}$ для WR-звезд следует из наблюдений их ИК- и радио-потоков). В настоящее время этот вывод считается общепризнанным.

Учет клочковатости ветра звезд WR (Черепащук, 2001a) позволил устранить так называемый парадокс сходимости в эволюции массивных звезд (Langer, 1989). Из-за завышенной величины темпа потери массы в виде ветра $\dot{M}$ и сильной зависимости $\dot{M}$ от массы звезды, расчет эволюции массивной звезды с учетом потери массы в виде ветра приводит к эффектам сходимости: практически независимо от начальной массы массивной звезды масса соответствующего гелиевого остатка (звезды WR) в конце эволюции составляет примерно постоянную величину $\sim 4M_\odot$, а масса ее углеродно-кислородного ядра ~ 1–$2M_\odot$. Но тогда как понять существование черных дыр в двойных системах с массами в 10–$16M_\odot$ (Черепащук, 2003)? Ведь это надежный наблюдательный факт. Уменьшение темпа потери массы в виде ветра в ~ 3 раза позволило устранить эффект сходимости (Черепащук, 2001a) и получить диапазон масс углеродно-кислородных ядер звезд WR в конце эволюции, лежащий в широких пределах ~ 2–$20M_\odot$. Этот диапазон масс CO-ядер звезд WR (последующий коллапс которых должен приводить к формированию релятивистских объектов и вспышкам сверхновых типа Ib/c) согласуется с наблюдаемым диапазоном масс релятивистских объектов: $(1$–$2)M_\odot$ для нейтроных звезд и $(4$–$16)M_\odot$ для черных дыр (Черепащук, 2001a, 2003).

б) «Спокойные» рентгеновские двойные. После взрыва как сверхновой первой звезды WR в WR+OB-системе образуется релятивистский объект в паре с нормальной OB-звездой главной последовательности, не заполняющей свою полость Роша. Взрыв сверхновой обусловливает высокую пространственную скорость центра масс системы и значительный эксцентриситет результирующей орбиты, (двойная система остается связанной, если при взрыве сверхновой выбрасывается менее половины ее суммарной массы).

Если нормальная звезда не сильно раскрутилась во время первичного обмена масс и не является Ве-звездой с мощным экваториальным ветром, то аккреция вещества из радиального звездного ветра на релятивистский объект происходит с очень низким темпом, и яркий рентгеновский источник в такой системе не зажигается. Таким образом, образуется «спокойная» рентгеновская двойная система.

В Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996) приведен список из 37 предполагаемых «спокойных» рентгеновских двойных — OB-звезд с высокими пространственными скоростями и большими высотами над галактической плоскостью (обусловленными, предположительно, взрывом сверхновой в ТДС и формированием релятивистского объекта). Двойственность, в данном случае заподозрена по квазипериодической переменности лучевых скоростей OB-звезд, а также по фотометрической переменности, которая может быть связана с эффектом эллипсоидальности OB-звезды. Окончательных доказательств того, что это действительно «спокойные» рентгеновские двойные системы, содержащие неаккрецирующие релятивистские объекты, пока не получено. Более того, вполне возможно, что высокие пространственные скорости этих OB-звезд и большие высоты z над галактической плоскостью обусловлены не взрывом сверхновой в ТДС, а «испарением» одиночных OB-звезд из массивных звездных скоплений (Poveda et al., 1967).

Открытие ТДС, состоящих из массивных В и Ве-звезд и радиопульсаров доказало реальное существование «спокойных» рентгеновских двойных систем. В этих системах В- или Ве-звезда не заполняет свою полость Роша, и рентгеновская светимость релятивистского объекта — радиопульсара практически равна нулю. Например, в «спокойной» рентгеновской двойной системе, состоящей из радиопульсара PSR 1259-63 и массивной Ве-звезды SS2883 (Jonston et al., 1992) орбитальный период составляет $\sim 5{,}8$ лет, а эксцентриситет орбиты очень велик ($e \simeq 0{,}97$), что, по-видимому, свидетельствует о произошедшем взрыве сверхновой в системе. В другой «спокойной» рентгеновской двойной системе, содержащей В-звезду и радиопульсар PSR J0045-7319, орбитальный период составляет $\sim 51^{\mathrm{d}}$ и эксцентриситет орбиты $e \simeq 0{,}80$ (Kaspi et al., 1994). К настоящему времени, открыто 4 таких «спокойных» рентгеновских двойных систем, содержащих В или Ве-звезду и радиопульсар.

в) Массивные транзиентные рентгеновские двойные с Ве-звездами. Эти массивные рентгеновские двойные системы имеют относительно большие орбитальные периоды и значительные эксцентриситеты орбит. Систематически большие орбитальные периоды у Be/X-ray двойных систем по сравнению с квазистационарными массивными рентгеновскими двойными (типа Cyg X-1 и Cen X-3) обусловлены тем, что после переноса масс в случае В (по Коппенхану и Вайгерту) звезда с меньшей массой (В-звезда) оставляет много меньшую часть своей массы в виде гелиевой звезды, чем это делает звезда большей массы (см., например, Shore et al., 1994). Поэтому увеличение орбитального периода в случае консервативного обмена масс в модели В переноса масс будет значительно больше для ТДС, содержащих звезды-доноры меньших масс, чем в случае массивных доноров при одном и том же начальном отношении масс. Для объяснения больших значений e у рентгеновских Ве-транзиентов требуется привлечение гипотезы об асимметричном взрыве сверхновой в ТДС (Shore et al., 1994).

В Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996) приведены данные о 24 массивных рентгеновских Be-транзиентных систем. Более полный список рентгеновских Be-транзиентов ($\sim$ 100 объектов) приведен в обзоре (Raguzova and Popov, 2005). Вспышки рентгеновского излучения у таких систем происходят в моменты, близкие к моменту прохождения нейтронной звезды через периастр орбиты, когда нейтронная звезда аккрецирует плотный экваториальный ветер вращающейся Be-звезды.

Орбитальные периоды Be/X-ray транзиентов $P \approx 10$–1000^{d}, $e = 0{,}2$–$0{,}8$. Оптические звезды — быстро вращающиеся Be-звезды ($v \sin i = 70$–450 км/с) с мощным экваториальным звездным ветром, стимулированным осевым вращением Be-звезды. Рентгеновские источники — нейтронные звезды, в большинстве случаев рентгеновские пульсары (периоды пульсаров $P_{\mathrm{puls}} = 0{,}07$–$6000$ с) Во время рентгеновской вспышки светимость достигает значений $L_x = 10^{38}$–10^{39} эрг/с, длительность вспышки $\Delta t \approx 30^{\mathrm{d}}$. Рентгеновские спектры сравнительно жесткие ($kT \approx 15$ кэВ). В спокойном состоянии рентгеновская светимость $L_x \simeq 10^{33}$–10^{34} эрг/с.

г) Квазистационарные массивные рентгеновские двойные. Когда оптическая звезда в процессе своей ядерной эволюции приблизится к границам своей полости Роша, стимулированный приливными силами со стороны релятивистского объекта звездный ветер приведет к формированию аккреционного диска. Аккреция вещества из диска на релятивистский объект обусловливает появление яркого рентгеновского источника с квазистационарной светимостью $L_x \simeq 10^{36}$–10^{38} эрг/с.

Известны десятки таких квазистационарных, массивных рентгеновских двойных систем (см., например, Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Оптические компоненты здесь — массивные O–B-сверхгиганты, близкие к заполнению своих полостей Роша. Орбитальные периоды относительно короткие: $P \simeq 1{,}4$–9^{d}. Эксцентриситеты орбит близки к нулю: $e \simeq 0{,}0$–$0{,}1$. Долгопериодическая, возможно, прецессионная переменность в рентгеновском диапазоне наблюдается у некоторых систем ($P_{\mathrm{prec}} \approx 30$–$300^{\mathrm{d}}$). Рентгеновские источники — нейтронные звезды и черные дыры. Периоды вращения нейтронных звезд — рентгеновских пульсаров $P_{\mathrm{puls}} \approx 0{,}7$–$600$ с. Средняя рентгеновская светимость $L_x \approx 10^{36}$–10^{39} эрг/с. Системы с черными дырами: Cyg X-1, LMC X-3, LMC X-1, M 33 X-7 и др. Ни один из этих массивных ($m_x > 3M_\odot$) рентгеновских источников (кандидатов в черные дыры) не является рентгеновским пульсаром.

Недавно среди массивных рентгеновских двойных систем был открыт новый класс объектов: быстрые рентгеновские транзиенты с O–B-сверхгигантами (Supergiant Fast X-ray Transients). Этот новый класс массивных рентгеновских двойных систем был окончательно выделен в результате обзора области галактической плоскости, выполненного с борта орбитальной гамма-обсерватории INTEGRAL (Sguera et al., 2005, Negueruela et al., 2006). Число таких систем достигает нескольких десятков. Для них характерно наличие коротких вспышек рентгеновского излучения длительностью в несколько часов. Рентгеновская светимость в максимуме вспышки достигает $L_x = 10^{36}$–10^{37} эрг/с, в спокойном состоянии $L_x \sim 10^{32}$ эрг/с. Спектральные свойства рентгеновского излучения подобны свойствам рентгеновских пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах (Romano et al., 2008). Эти системы проводят основное время в состоянии аккреции с промежуточным значением рентгеновской светимости $L_x \approx 10^{34}$ эрг/с. Подробнее об этих системах см. работы (Sidoli et al., 2008. 2009a,b). Природа коротких рентгеновских вспышек в этих системах пока окончательно не ясна.

д) Двойные $\mathbf{WR_2}$+с-системы. После вторичного обмена масс в массивной ТДС формируется WR_2+c-система, состоящая из звезды WR «второго поколения» и релятивистского объекта.

Предшественником таких систем, по-видимому, является знаменитый объект SS 433, представляющий собой массивную рентгеновскую двойную систему на продвинутой стадии эволюции, когда «нормальная» звезда заполнила свою полость Роша и истекает на релятивистский объект в тепловой шкале времени эволюции (Cherepashchuk, 1981, Margon, 1984). В системе сформировался сверхкритический аккреционный диск (Shakura and Sunyaev, 1973) вокруг релятивистского объекта. Таким образом, в данном случае имеет место интенсивный вторичный обмен масс с темпом $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_\odot$/год, поэтому система SS 433 может рассматриваться как предшественник WR_2+c-системы. Следует подчеркнуть, что объект SS 433 представляет собой пример массивной двойной системы с интенсивным вторичным обменом масс, когда общая оболочка в системе не образуется, а унос из системы углового момента и массы происходит через формирование сверхкритического аккреционного диска с последующим истечением интенсивного радиального звездного ветра из него.

Открытие звезды WR в пекулярной короткопериодической рентгеновской двойной системе Cyg X-3 (van Kerkwijk et al., 1992) доказало реальность существования WR_2+c-систем. Недавно открыты еще две системы такого типа: система IC 10 X-1 в галактике IC 10, состоящая из звезды WNE и черной дыры, с орбитальным периодом $p \simeq 1{,}46^\mathrm{d}$, а также система NGC 300 X-1 (WN5+c, $P \simeq 1{,}35^\mathrm{d}$). Причем в случае системы Cyg X-3 есть веские основания утверждать, что эта очень короткопериодическая система сформировалась в результате вторичного обмена масс в массивной двойной системе в режиме эволюции с общей оболочкой (Cherepashchuk and Moffat, 1994). Наблюдаемые характеристики системы Cyg X-3: $P \simeq 4{,}8$ часа, $L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с (1–60 кэВ), $L_\gamma \simeq 2 \cdot 10^{37}$ эрг/с; это гамма-, рентгеновский, инфракрасный, оптический и радио-источник. Наблюдаются радио-вспышки с интенсивностью в максимуме до 20 Ян, а также радиоджеты ($v \simeq 0{,}35\,c$), подобные джетам в системе SS 433. Феномен пульсара в системе не наблюдается. Видимая величина системы Cyg X-3 $V \simeq 23^m$, полное межзвездное поглощение до системы $A_V = 15^m$, расстояние $d \approx 11$ кпк. Инфракрасная звездная величина системы Cyg X-3 $K \approx 12^m$. Спектральный класс оптической WR-звезды WN3-7. По-видимому, переменность спектрального класса звезды WR связана с переменным эффектом ее рентгеновского прогрева со стороны аккрецирующего из звездного ветра релятивистского объекта. Подробнее об объектах Cyg X-3 и SS 433 см. в Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996); о системах IC 10 X-1 и NGC 300 X-1 см. ниже.

3. Маломассивные поздние ТДС

Эволюция маломассивных поздних ТДС существенно определяется механизмами уноса углового момента из системы, обусловленными истечением магнитного звездного ветра и излучением гравитационных волн. На некоторых стадиях эволюции маломассивных ТДС происходит вырождение компонент, что обусловливает «ветвление» эволюционных путей системы по нескольким каналам.

а) Рентгеновские новые. В рентгеновских новых аккреция вещества из аккреционного диска идет на центральный релятивистский объект (нейтронную звезду или черную дыру). Основная причина вспышек рентгеновских новых — неустойчивость в аккреционном диске, приводящая к резкому изменению турбулентной вязкости вещества. Эта неустойчивость связана с тем, что при сравнительно низком темпе поступления вещества в аккреционный диск от маломассивной оптической звезды, его температура в спокойном состоянии ниже температуры ионизации водорода (~ 7000 K). Небольшие изменения темпа поступления вещества в диск, обусловленные, например, активностью оптической звезды, заполняющей свою полость Роша, приводят к изменению степени ионизации водорода в диске и непрозрачности вещества в нем. Это вызывает генерацию неустойчивостей в диске, усиление турбулентной вязкости в нем и, соответственно — увеличение темпа аккреции на релятивистский объект, приводящего к мощной вспышке рентгеновского излучения (см., например, обзор: Cherepashchuk, 2000c и ссылки в нем).

Число известных рентгеновских новых составляет много десятков (см., Каталог: Cherepashchuk et al., 1996; а также обзор: Cherepashchuk, 2000c). Орбитальные периоды лежат в интервале $P \approx 0{,}2$–$33{,}5^{\mathrm{d}}$, эксцентриситеты орбит $e = 0$. Оптические звезды — M-, K-, A- и B-карлики, субгиганты и гиганты. Длительность рентгеновских вспышек порядка месяцев. В течение вспышки рентгеновская светимость возрастает в 10^2–10^6 раз и достигает величины $L_x \simeq 10^{37}$–10^{38} эрг/с. Рентгеновская светимость в спокойном состоянии $\sim 10^{31}$–10^{33} эрг/с. Длительность спокойного состояния может достигать многих лет. Релятивистские компаньоны — нейтронные звезды и черные дыры (см. обзор Черепащука, 2003 и ссылки в нем). Примеры рентгеновских новых с черными дырами: A0620-00, GS 2023+338, GS 1124-68, GRS 1915+105 и др. Ни один из массивных рентгеновских источников ($m_x > 3M_\odot$) в этих системах не является рентгеновским пульсаром. Спектры рентгеновского излучения рентгеновских новых сравнительно мягкие ($kT \approx 2$ кэВ), по сравнению с Be/X-ray транзиентами. Для некоторых рентгеновских новых (GRO J1655-40, GRS 1915+105 и др.) наблюдаются радиовспышки и коллимированные релятивистские джеты на нисходящей ветви рентгеновской вспышки. Такие объекты принято называть микроквазарами (список микроквазаров см. в обзоре Черепащука, 2003).

Рентгеновские новые формируются из массивных ТДС с очень большим начальным отношением масс: $q = M_1/M_2 > 30$, когда массивная звезда с $M_1 \approx 50M_\odot$ соседствует с маломассивной звездой позднего спектрального класса массой $M_2 \sim 1M_\odot$. Последующий обмен масс на стадии с общей оболочкой приводит к формированию тесной двойной системы, содержащей звезду WR и маломассивную K–M-звезду. Взрыв звезды WR как сверхновой приводит к формированию предшественника рентгеновской двойной системы с релятивистским объектом и маломассивной K–M-звездой. Последующее сокращение размеров орбиты, обусловленное потерей системой углового момента за счет истечения магнитного звездного ветра из K–M-звезды и излучения системой гравитационных волн, приводит к заполнению K–M-звездой своей полости Роша, формированию аккреционного диска вокруг релятивистского объекта и, далее — к феномену рентгеновской новой. Таким образом, согласно теории эволюции ТДС, должны существовать двойные WR+K-M-системы, содержащие маломассивные спутники — нормальные K–M-звезды. В работе Черепащука (2001a) было высказано предположение, что предполагаемые WR+c-системы, у которых было заподозрено наличие релятивистских спутников, и которые показывают признаки периодической спектральной и фотометрической переменности, на самом деле содержат не релятивистские объекты, а маломассивные K–M-звезды. Поиск таких «спокойных» K–M-спутников у звезд WR представляет собой важную наблюдательную задачу. Такой поиск ведется, см. например, работы (Рустамов и Черепащук, 2011, 2012).

С другой стороны, должны существовать «спокойные» рентгеновские двойные системы с неаккрецирующими релятивистскими объектами и маломассивными спутниками — K–M-звездами, не заполняющими свои полости Роша. После взрыва звезды WR как сверхновой и образования релятивистского объекта такие (K–M)+c-системы должны обладать большими пространственными скоростями (относящимися к их центрам масс) и значительными высотами z над галактической плоскостью. Поиск таких «спокойных» (K–M)+c-систем представляет собой важную наблюдательную задачу современной астрофизики.

б) Яркие рентгеновские двойные галактического балджа. Известно несколько десятков таких рентгеновских двойных систем (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Орбитальные периоды относительно короткие: $P \leqslant 1$–10^{d}, эксцентриситеты орбит $e = 0$. Рентгеновская светимость в среднем квазистационарна: $L_x \approx 10^{36}$–10^{38} эрг/с, но меняется иррегулярным образом; амплитуда такой переменности может достигать двух порядков величины. Оптические компоненты — маломассивные G–M-звезды: $m_v \leqslant 1{,}5 M_{\odot}$. Релятивистские компаньоны — нейтронные звезды с относительно слабым магнитным полем. Для многих рентгеновских двойных этого типа открыты квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения (QPO): для системы Sco X-1 частота QPO $\nu_c = 5{,}9$–$6{,}4$ Гц, для Cyg X-2 $\nu_c = 5{,}2$–6 Гц, для 4U1758-25 $\nu_c = 20$–24 Гц и др. Наблюдаются также очень высокочастотные QPO с частотой до 1 килогерца.

в) Рентгеновские барстеры. Рентгеновские барстеры в основном распределены в Галактическом балдже и в шаровых скоплениях. В Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996) приведены данные о нескольких десятках таких объектов — маломассивных рентгеновских двойных систем. Длительность рентгеновских вспышек составляет $\Delta t = 1$–40 с. Рентгеновская светимость в максимуме достигает $\sim 10^{37}$ эрг/с. Оптические компаньоны — маломассивные звезды поздних спектральных классов. Различают два типа рентгеновских барстеров. В случае рентгеновского барстера 1 го типа, рентгеновская вспышка вызвана термоядерным взрывом накопленного аккрецируемого вещества на поверхности слабо намагниченной, нейтронной звезды. В случае рентгеновского барстера 2 го типа рентгеновская вспышка — результат проявления неустойчивости в аккреционном диске.

г) Катаклизмические двойные системы. Феномен катаклизмической двойной (переход от спокойного состояния к продолжительным вспышкам оптического излучения) связан с нестабильной аккрецией вещества из диска на центральный белый карлик. Это очень распространенный и хорошо изученный тип нестационарных ТДС (см., например, Chochol et al., 2005). Катаклизмические двойные системы состоят из маломассивной «нормальной» G–M-звезды (классов светимости III-V), заполняющей свою полость Роша, и аккрецирующего белого карлика. Известно несколько сотен катаклизмических двойных (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Орбитальные периоды в большинстве случаев короткие: $P < 1^{\mathrm{d}}$, эксцентриситеты орбит $e = 0$. Катаклизмические двойные системы могут быть разделены на три больших класса, в зависимости от величины H магнитного поля белого карлика.

1. При $H < 10^5$ Гс вокруг белого карлика формируется аккреционный диск, касающийся экваториальной поверхности белого карлика. Аккреция вещества из диска осуществляется в пограничном слое белого карлика.

2. При $H \approx 10^5$–10^6 Гс аккреционный диск разрушается во внутренних частях магнитным полем вращающегося белого карлика (его магнитосферой). В этом случае внешние части аккреционного диска сохраняются, а аккреция вещества из диска осуществляется вдоль силовых линий магнитного поля на магнитные полюса белого карлика. Наблюдается феномен промежуточного поляра: например, хорошо известная система DQ Her, в которой наблюдаются регулярные пульсации оптического и рентгеновского излучения, обусловленные осевым вращением белого карлика.

3. При $H = 10^7$–10^8 Гс радиус магнитосферы белого карлика превышает радиус орбиты двойной системы. Аккреционный диск вокруг белого карлика не формируется. Перенос масс от «нормальной» G–M-звезды и аккреция вещества осуществляется

непосредственно вдоль силовых линий магнитосферы белого карлика на его магнитные полюса. Это феномен поляра. Оптическая и рентгеновская светимость поляра обычно промодулирована орбитальным периодом двойной системы; наблюдается сильная переменная круговая и линейная поляризация излучения, промодулированная орбитальным периодом. Обзор данных по полярам и промежуточным полярам опубликован Андроновым (Andronov, 2008).

В зависимости от амплитуды оптических вспышек, катаклизмические двойные подразделяются на три типа: новые (орбитальные периоды $P \approx 0{,}05$–250^{d}, амплитуда вспышки $\Delta V > 11^m$), повторные новые ($\Delta V \approx 7$–11^m, интервал между вспышками $\Delta T \approx 20$–80 лет) и карликовые новые ($\Delta V \approx 2$–6^m; $\Delta T \approx 10$–100^{d}). Вспышки новых и, по-видимому, повторных новых, связаны с термоядерным горением накопленного аккрецирующего вещества на поверхности вырожденного белого карлика; в случае карликовых новых вспышки связаны с выделением гравитационной энергии при усиленной аккреции вещества из аккреционного диска на поверхность белого карлика. При этом усиленная аккреция обусловлена усиленной турбулентной вязкостью вещества в диске, вызванной действием различных неустойчивостей.

В Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996) суммированы также сведения о предкатаклизмических двойных системах — системах, состоящих из белого карлика и «нормальной» красной карликовой звезды, еще не успевшей заполнить свою полость Роша. Также в этом Каталоге представлены сведения о двойных белых карликах (орбитальные периоды $P \approx 0{,}02$–$0{,}05^{\mathrm{d}}$).

Список из 59 разделенных тесных двойных систем с белыми карликами с известными орбитальными периодами ($P_{\mathrm{orb}} = 0{,}0272$–$30{,}09^{\mathrm{d}}$) и суммарными массами компонент приведен в докторской диссертации Юнгельсона (2011). Там же описаны возможные эволюционные сценарии для таких систем. Обзор по взаимодействующим двойным белым карликам — звездам типа AMC Vn приведен в работе (Solhein, 2010). Известно ~ 25 двойных систем, которые классифицируются как системы типа AMC Vn или как кандидаты в системы этого типа. Орбитальные периоды таких систем очень короткие, могут достигать ~ 3 мин. Поэтому они могут быть источниками излучения гравитационных волн, которые по-видимому, сможет обнаружить будущая космическая гравитационно-волновая обсерватория LISA (Evans et al., 1987, Nelemans et al., 2004). Звезды типа AMC Vn могут быть также предшественниками сверхновых типа Ia (Ruiter et al., 2009). Эволюция звезд типа AMC Vn рассматорена в докторской диссертации Юнгельсона (2011), где рассмотрены взаимодействующие двойные белые карлики и системы с донорами — гелиевыми звездами. Существуют три сценария формирования систем типа AMC Vn. В первом из них гелиевый и углеродно-кислородный белые карлики сближаются из-за потери углового момента при излучении гравитационных волн. В результате гелиевый белый карлик (менее массивный и с большим радиусом) заполняет свою полость Роша. Звезда типа AMC Vn формируется, если возможен устойчивый обмен масс, т. е. когда отношение масс компонент значительно отличается от единицы.

Второй сценарий предполагает, что место гелиевого белого карлика занимает маломассивная гелиевая невырожденная звезда ($m \simeq 0{,}33$–$0{,}65 M_{\odot}$), сформировавшаяся в случае обмена масс. Система типа AMC Vn возникает, если гелиевая звезда, благодаря своему длительному времени жизни, сравнимому с временем жизни ее предшественника на Главной последовательности, успевает заполнить свою полость Роша до того, как содержание гелия в ее ядре уменьшается до $Y_c \approx 0{,}1$ и начинается сжатие звезды.

Третий сценарий формирования звезд типа AMC Vn предполагает формирование катаклизмической двойной системы, в которой звезда Главной последовательности заполнила свою полость Роша после выгорания значительной части водорода в ядре ($X_c \lesssim 0{,}4$) или непосредственно после формирования гелиевого ядра малой массы ($\sim 0{,}01 M_\odot$). В этом случае минимальный орбитальный период двойной системы составляет ~ 10 мин, а не 80 мин, как это имеет место для обычных катаклизмических двойных систем. Для реализации этого сценария необходима потеря углового момента из системы за счет магнитного звездного ветра.

Каталог 1602 предкатаклизмических двойных систем, находящихся на стадии эволюции после стадии с общей оболочкой (по данным обзора SDSS), а также результаты статистического анализа систем данного типа, представлены в работе (Rebassa-Mansergas et al., 2010).

Сводка данных по 118 горячим субкарликам в паре со спутниками — белыми карликами или звездами главной последовательности, приведена в докторской диссертации Юнгельсона (2011). Орбитальные периоды таких систем лежат в пределах $0{,}073$–127^d.

д) Симбиотические двойные системы. Несколько десятков симбиотических двойных систем с известными орбитальными периодами представлены в Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996). Эти системы состоят из красного гиганта (спектральный класс G–M) и белого карлика или субкарлика (радиусом $R = 0{,}01$–$1 R_\odot$, температурой $T \approx 30\,000$–$150\,000$ K), аккрецирующего медленный радиальный ветер красного гиганта. В некоторых случаях вторая звезда-аккретор является звездой главной последовательности или даже нейтронной звездой. Орбитальные периоды симбиотических двойных велики — от 70^d до нескольких десятков лет, величины эксцентриситетов орбит $e = 0{,}0$–$0{,}3$. Иногда красный гигант является переменной звездой типа Мира Кита. В зависимости от амплитуды оптических вспышек, симбиотические двойные могут быть разделены на три группы.

1. Классические симбиотические двойные; амплитуда вспышек $\Delta V = 2$–3^m (CI Cyg, Z And).
2. Повторные новые; $\Delta V = 5$–7^m (T CrB, RS Oph).
3. Симбиотические новые; $\Delta V = 6$–10^m (AG Peg, HM Sge, RR Tel).

Иногда симбиотические новые называются медленными новыми; вспышки от них наблюдались лишь один раз.

Происхождение вспышек в большинстве случаев вызвано термоядерным горением водородной плазмы, накопленной на поверхности белого карлика в результате аккреции вещества из медленного ветра красного гиганта. Длительность таких вспышек достигает несколько десятков лет. Более короткие вспышки ($\Delta T < 1$–3 г.) обусловлены выделением гравитационной энергии при аккреции. У некоторых симбиотических двойных обнаружены коллимированные джеты (со скоростями $v \approx 10^2$ км/с), которые появляются во время оптических и радио вспышек.

е) «Ультрамягкие» рентгеновские двойные. Известно около десятка таких систем, многие из которых открыты в Большом Магеллановом Облаке. Эти системы состоят из маломассивной звезды, заполняющей свою полость Роша и аккрецирующего белого карлика. Орбитальные периоды $\sim 1^d$. Главная особенность таких систем — большая рентгеновская светимость $L_x \approx 10^{37}$–10^{38} эрг/с в сочетании с очень мягким рентгеновским спектром: $kT \approx 20$–50 эВ. Рентгеновская светимость квазистационарна. Она обусловлена стационарным термоядерным горением аккрецируемого из диска вещества на поверхности белого карлика. При этом рентгеновская светимость аккрецирующего белого карлика близка к эддингтоновскому пределу. Для стабильного режима термоядерного горения требуется темп аккреции в узком диапазоне $\dot{M} = (1$–$4) \cdot 10^{-7} M_\odot/$год. Поскольку вспышки и сброс вещества отсутствуют, предполагается, что белые карлики в таких системах могут увеличивать свою массу в процессе аккреции до чандрасекаровского предела и коллапсировать в нейтронную звезду. Типичный пример такой системы: CAL 83/4U0543-682.

4. Голубые переменные высокой светимости (LBV-объекты)

Голубые переменные высокой светимости (Luminous Blue Variables) принадлежат к классу объектов, впервые выделенных Конти (Conti, 1984). Некоторые из LBV-объектов являются одними из самых мощных по стационарному излучению звездных объектов во Вселенной. Они характеризуются сильной фотометрической переменностью (амплитудой до нескольких величин) на различных характерных временах — от месяцев до сотен лет. Некоторые из LBV-объектов окружены небольшими туманностями, сформированными материей, выброшенной из звезды, причем имеются указания на обогащение выброшенного вещества продуктами термоядерного нуклеосинтеза. Соответствующий темп потери массы может достигать $10^{-2} M_{\odot}$/год. Список известных LBV-объектов приведен в работе (Lamers, 1987). В Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996) приведены данные о десятке наиболее изученных LBV-объектов. См. также недавнюю монографию (Conti et al., 2008).

Существуют три точки зрения на природу LBV-объектов: одиночная очень массивная ($M \geqslant 100 M_{\odot}$) звезда; массивная ТДС на стадии эволюции с общей оболочкой после стадии рентгеновской двойной системы; объект Ландау–Торна–Житкова (Ландау, 1937, Thorne and Zytkov, 1977), представляющий собой одиночную массивную звезду с релятивистским объектом в центре.

Обнаружение космическим телескопом «Хаббл» коллимированных джетов от LBV-объекта η Car (Hester et al., 1991), а также открытие периодических рентгеновских затмений у этого объекта с периодом 5,54 лет свидетельствует в пользу модели LBV-объектов как тесных двойных систем. Открытие звезды WR в рентгеновской двойной системе Cyg X-3 с очень коротким орбитальным периодом $\sim 4{,}8$ часа (van Kerkwijk et al., 1992) позволяет предполагать существование значительного числа объектов Ландау–Торна–Житков в Галактике (Cherepashchuk and Moffat, 1994).

5. Радиопульсары в двойных системах

К настоящему времени (2013 г.) известно около 200 радиопульсаров в двойных системах; параметры около 30 из них представлены в Каталоге (Cherepashchuk et al., 1996). Орбитальные периоды лежат в пределах $P \approx 0{,}07\text{–}1300^{\mathrm{d}}$; эксцентриситеты орбит $e = 0{,}0\text{–}0{,}97$; компаньоны — нейтронные звезды, белые карлики (звездные величины $V = 21\text{–}23^{m}$), B- и Be-звезды, планеты. Периоды осевого вращения пульсаров лежат в интервале 0,0016–1 с. Большинство короткопериодических, миллисекундных пульсаров являются компаньонами двойных систем. Они представляют собой подкрученные (recycled) пульсары, аккумулирующие орбитальный угловой момент ТДС во время вторичного обмена масс (Бисноватый-Коган и Комберг, 1974). Существуют также радиозатменные пульсары в двойных системах (например, PSR 1057+20), в которых имеет место испарение спутника — белого карлика, который нагревается релятивистским корпускулярным ветром пульсара.

Недавнее открытие двух пульсаров в двойной системе J0737-3039AB (Burgay et al., 2003, Lyne et al., 2004) подтвердило предсказание Бисноватого-Когана и Комберга (1974) о раскрученных пульсарах и позволяет осуществить многостороннюю проверку ОТО Эйнштейна (см. обзоры: Бисноватый-Коган, 2006, Stairs et al., 2008, Hobill, 2008).

Согласно теории эволюции ТДС (см., например, Shore et al., 1994), пульсары в двойных системах с эллиптическими орбитами и относительно массивными компаньонами (нейтронные звезды, массивные белые карлики) сформировались в результате взрыва сверхновой. Пульсары с круговыми орбитами и сравнительно маломассивными спутниками (белые карлики малой массы) сформировались в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела при перетекании массы со спутника — невырожденной маломассивной звезды и последующей аккреции. Сильное возрастание орбитального периода такой системы обусловлено перетеканием вещества в ядерной шкале времени эволюции от менее массивной нормальной звезды на более массивный белый карлик.

6. Важнейшие результаты

Мы изложили основные наблюдательные характеристики поздних ТДС разных типов. Существует много наблюдательных задач по иссследованию этих объектов; особенно перспективным для решения этих задач представляется рентгеновский и УФ-диапазон. Список ряда задач по исследованию поздних ТДС в УФ-диапазоне представлен в нашем обзоре (Черепащук, 2001б). Следует подчеркнуть, что наблюдаемые характеристики поздних ТДС в основных чертах согласуются с предсказаниями теории эволюции ТДС с обменом масс (см., например, Масевич и Тутуков, 1988, Shore et al., 1994), несмотря на огромный диапазон эволюционных стадий звезд (от звезд главной последовательности до белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр) и сильные изменения масс звезд в ТДС в процессе эволюции с обменом масс. Это укрепляет нашу уверенность в том, что мы правильно понимаем физику и эволюцию звезд.

Имеются ряд новых наблюдательных фактов, которые стимулируют дальнейшее развитие теории эволюции ТДС, например, эффект столкновения звездных ветров в массивных ТДС, который может обусловливать неконсервативность обмена масс, влияние эффектов осевого вращения на эволюцию звезд (эволюция звезд с перемешиванием вещества в их недрах, когда реализуется случай M эволюции ТДС — см. выше).

Суммируем важнейшие результаты исследования поздних ТДС, имеющие принципиально важное значение для астрофизики.

1. Открыты двойные радиопульсары с B- и Be-спутниками, что доказало реальное существование «спокойных» рентгеновских двойных систем;

2. Открыты два радиопульсара в двойной системе J0737-3039AB. Это подтвердило идею подкрученных пульсаров (Бисноватый-Коган и Комберг, 1974) и дало возможность многосторонней проверки ОТО в сильных гравитационных полях;

3. Открыты тесные двойные белые карлики. Это очень важно для эволюционной теории и объяснения вспышек сверхновых типа Ia как результата слияния белых карликов в ТДС (Iben and Tutukov, 1984);

4. Открыта звезда WR в очень короткопериодической рентгеновской двойной системе Cyg X-3. Это доказало реальное существование двойных WR_2+c-систем, состоящих из WR-звезды, образовавшейся после вторичного обмена масс в массивной ТДС, и релятивистского объекта, образовавшегося в результате взрыва сверхновой. Очень короткий орбитальный период ($\sim$ 4,8 часа) свидетельствует о том, что система Cyg X-3 сформировалась в результате эволюции с общей оболочкой. Это дает основания предполагать, что в Галактике весьма вероятно существование объектов Ландау–Торна–Житков. Недавно открыты еще две системы такого типа: IC 10 X-1 и NGC 300 X-1.

5. Открытие объекта SS 433 дало новый пример эволюции массивной ТДС во время вторичного обмена масс. В этом случае общая оболочка не образуется, а унос массы и углового момента из системы осуществляется в результате формирования вокруг релятивистского объекта сверхкритического аккреционного диска

с последующим «испарением» его в виде мощного радиального звездного ветра. Объект SS 433 оказался первым примером нового класса объектов — микроквазаром (список известных микроквазаров в Галактике приведен в обзоре Черепащука, 2003).

6. Новые результаты интерпретации затменных кривых блеска двойных WR+O-систем V 444 Cyg и BAT 99-129 (Антохин и Черепащук, 2001a, 2007) показали, что «классические» звезды WR имеют малые радиусы для своих масс ($R_{\text{core}} < 4R_{\odot}$) и высокие температуры «ядер» ($T_{\text{core}} > 40\,000$–$50\,000$ K). Малый радиус и высокая температура <<ядра>> звезды WN3-7 в очень короткопериодической рентгеновской двойной системе Cyg X-3 подтверждают эти результаты. Эти данные свидетельствуют о том, что «классические» звезды WR — это обнаженные гелиевые ядра массивных звезд, потерявших основную часть своих водородных оболочек в результате обмена масс.

7. Открытие компактных рентгеновских источников ультравысокой светимости со светимостью до 10^{42} эрг/с (см., например, Colbert and Mushotzky, 1999) позволяет предположить либо наличие черных дыр промежуточных масс ($M \simeq 10^2$–$10^4 M_{\odot}$), либо объектов типа SS 433 — микроквазаров, направление джетов которых близко к лучу зрения земного наблюдателя.

8. Достигнуты определенные успехи в оптических отождествлениях космических гамма-всплесков. В последние годы накапливается много данных в пользу модели длинных гамма-всплесков как явления, сопровождающего коллапс быстро вращающегося ядра массивной звезды и формирования керровской черной дыры с релятивистскими джетами. В этой модели быстрое вращение ядра массивной звезды может поддерживаться орбитальным движением близкого спутника в короткопериодической поздней ТДС (Тутуков и Черепащук, 2003, 2004).

9. Определены массы свыше 50 пульсаров в двойных системах (см., например, Абубекеров и др., 2004, Lorimer, 2008). Массы рентгеновских и радиопульсаров, а также массы рентгеновских барстеров 1-го типа не превышают $3M_{\odot}$ — верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО Эйнштейна. Из исследований поздних ТДС получены два очень важных результата, которые имеют большое значение для фундаментальной физики.

10. Из анализа векового укорочения орбитальных периодов радиопульсаров в двойных системах (PSR1913+16, J0737-3039AB и PSR1534+12) получены свидетельства существования гравитационных волн.

11. Определены массы свыше 20 надежных кандидатов в черные дыры в массивных и маломассивных рентгеновских двойных системах (см., например, обзор Черепащука, 2003). Оценены угловые моменты вращения для девяти звездных черных дыр. Замечательно то, что ни один из этих массивных ($m_x > 3M_{\odot}$) компактных рентгеновских источников не показывает признаков наблюдаемой поверхности (не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа) в полном согласии с предсказанием ОТО Эйнштейна.

7. Рентгеновские новые

а) Введение. Описанный выше класс поздних ТДС содержит большое число объектов, отличающихся огромным разнообразием характеристик. Подробное описание всех типов поздних ТДС составляет предмет отдельной монографии. Мы остановимся лишь на одном классе поздних ТДС — рентгеновских новых, который отличается большим разнообразием наблюдательных проявлений объектов и включает в себя наибольшее число известных кандидатов в черные дыры.

Именно с исследованием рентгеновских новых тесно связаны успехи последних лет в открытии и изучении черных дыр звездных масс. Это связано с тем, что оптическими звездами в рентгеновских новых являются звезды сравнительно малых масс, время ядерной эволюции которых велико. Поэтому, если такая маломассивная звезда в паре с релятивистским объектом заполняет свою полость Роша, она истекает на релятивистский объект и формирует рентгеновский источник очень продолжительное время — сотни миллионов и миллиарды лет. Таким образом, огромная продолжительность стадии аккреции и рентгеновского источника делает весьма вероятным открытие релятивистских объектов в частности, черных дыр, именно в составе рентгеновских новых. Важно и то, что рентгеновские новые привлекают к себе особое внимание наблюдателей, поскольку они демонстрируют мощные и сравнительно продолжительные вспышки рентгеновского излучения, обусловленные тем, что при низком темпе поступления вещества от маломассивной оптической звезды в аккреционный диск аккреция на релятивистский объект, как правило, идет в нестационарном режиме.

Рентгеновские новые принадлежат к хорошо известному классу транзиентных рентгеновских источников, которые были открыты еще до запуска первого специализированного рентгеновского спутника Uhuru (Grader et al., 1966, Harries et al., 1967, Chodil et al., 1968). Много ярких транзиентных рентгеновских источников было открыто после запуска спутника Uhuru и серии других специализированных сканирующих и наводящихся рентгеновских спутников: Vela, Ariel 5, OSO 7, Hakucho, SAS 3, HEAO1, EXOSAT (Cominsky et al., 1978, Bradt et al., 1979, Amnuel et al., 1974, 1979a,b, Bradt and McClintock, 1983). В соответствии со спектральными характеристиками в рентгеновском диапазоне, которые обычно регистрировались около максимума рентгеновской вспышки, рентгеновские транзиенты были подразделены на два класса (см., например, White et al., 1984): жесткие и мягкие транзиенты. Характерная температура тормозного излучения для жестких и мягких транзиентов составляет $kT_{\rm brem} > 15$ кэВ и $kT_{\rm brem} < 15$ кэВ соответственно. Мы не будем подробно описывать свойства жестких рентгеновских транзиентов. Жесткие транзиенты входят в состав массивных рентгеновских двойных систем с оптическими компонентами — Be-звездами, имеющих эллиптические орбиты и большие орбитальные периоды ($e = 0{,}1$–$0{,}8$, $p \approx 10$–$1000^{\rm d}$). Большинство из них — рентгеновские пульсары — вращающиеся намагниченные нейтронные звезды. Принято считать, что рентгеновские вспышки жестких транзиентов есть результат резкого возрастания темпа аккреции вещества на магнитные колонки нейтронной звезды. Это резкое возрастание темпа аккреции может происходить, когда нейтронная звезда проходит вблизи периастра орбиты двойной системы, приближается к быстро вращающейся Be-звезде и погружается в ее нестационарный экваториальный ветер. Обычно рентгеновские кривые блеска у жестких транзиентов примерно симметричны, времена возрастания и падения рентгеновской светимости порядка недель и месяцев, причем иногда наблюдается также вспышечная активность на более коротких временах (Maraschi et al., 1976). В максимуме вспышки жесткие рентгеновские транзиенты проявляют себя как ярчайшие рентгеновские источники со светимостью $L_x = 10^{36}$–10^{38} эрг/с. Когда удается зарегистрировать рентгеновское излучение в спокойном состоянии жесткого транзиента, соответствующая светимость L_x в 10^1–10^4 раз слабее. Рентгеновские вспышки в жестких транзиентах не сопровождаются соответствующими оптическими вспышками ввиду высокой оптической светимости Be-звезды и относительно малого рентгеновского прогрева оптической звезды и аккреционного диска. Основные характеристики для 24 хорошо изученных жестких рентгеновских Be-транзиентов суммированы в Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996). Полный список этих объектов опубликован в Каталоге (van Paradijs, 1995), а также в недавнем обзоре Рагузовой и Попова (Raguzova and Popov, 2005).

Рентгеновские новые, которые являются предметом нашего рассмотрения, в большинстве случаев принадлежат к классу мягких рентгеновских транзиентов.

Это маломассивные рентгеновские двойные системы, состоящие из маломассивной оптической звезды главной последовательности или субгиганта и гиганта спектрального класса M–B с массой обычно менее $2M_{\odot}$, заполняющей свою полость Роша, и нейтронной звезды или черной дыры с орбитальным периодом от долей суток до десятков суток. Хотя подавляющее большинство рентгеновских новых являются мягкими транзиентами ($kT_{\rm brem} < 15$ кэВ), в некоторых случаях (например, открытые недавно системы GRS1716-249, GS 2023+338, GROJO422+32) рентгеновские новые показывают чисто степенные рентгеновские спектры, лишенные избытка мягкого рентгеновского излучения. При этом такие системы имеют в качестве оптических компаньонов маломассивные звезды и показывают кривые блеска в рентгене, типичные для мягких рентгеновских транзиентов. Некоторые мягкие транзиенты показывают феномен рентгеновского барстера 1-го типа (короткие, ~ 1 с, вспышки рентгеновского излучения, обусловленные термоядерным взрывом накопленного вещества на поверхности слабонамагниченной нейтронной звезды), однако феномен рентгеновского пульсара у рентгеновских новых — мягких транзиеннтов не наблюдается.

Основные характеристики рентгеновских новых следующие (подчеркнем, что рентгеновские новые принципиально отличаются от классических оптических новых, в которых наблюдаемые особенности связаны с аккрецией вещества на белый карлик).

1. Раз в несколько лет в рентгеновских новых происходит эпизодическое увеличение рентгеновской светимости на фактор 10^2–10^6, со временем подъема светимости в несколько дней и последующим экспоненциальным падением на временах порядка нескольких десятков дней, без признаков переменности на коротких временах в мягком конце рентгеновского спектра (1–6 кэВ).

2. В большинстве случаев во время вспышки наблюдается мягкий рентгеновский спектр ($kT_{\rm brem} < 15$ кэВ).

3. Рентгеновская вспышка сопровождается соответствующей оптической вспышкой, обусловленной рентгеновским прогревом оптической M–A-звезды и аккреционного диска.

4. Во время начальной стадии оптической вспышки в спектре наблюдается голубой континуум, почти лишенный каких-либо особенностей.

5. В максимуме рентгеновской вспышки отношение рентгеновской светимости к оптической составляет $L_x/L_{\rm opt} \sim 100$.

6. В спокойном состоянии рентгеновской новой в ее оптическом спектре наблюдаются континуум и линии поглощения оптической M–A-звезды, а также эмиссионные линии и слабый континуум от аккреционного диска.

7. Оптическая переменность рентгеновских новых в спокойном состоянии обусловлена главным образом эффектом эллипсоидальности оптической звезды на фоне слабой квазипостоянной светимости аккреционного диска.

Резюмируя, можно заключить, что под рентгеновскими новыми принято понимать долгоживущие мягкие рентгеновские транзиенты, содержащие в качестве релятивистских компаньонов нейтронные звезды и черные дыры, а в качестве оптических спутников — сравнительно маломассивные M–B-звезды, заполняющие свои полости Роша.

Около половины мягких рентгеновских транзиентов принадлежат к подклассу «сверхмягких» транзиентов (White et al., 1984). «Сверхмягкие» транзиенты имеют в максимуме вспышки сравнительно низкоэнергичную тепловую компоненту ($kT_{\rm brem} \simeq$ несколько кэВ), совместно с заметным высокоэнергичным «хвостом» (вплоть до энергии ~ 1 МэВ). «Сверхмягкие» рентгеновские транзиенты быстро увеличивают свою яркость в течение нескольких дней, становясь ярчайшими источниками на рентгеновском небе, а затем ослабевают в течение нескольких месяцев, показывая вторичную, менее яркую вспышку рентгеновского и оптического излучения, спустя 2–3 месяца после первичной вспышки. Многие исследователи (см., например, White et al., 1984) отмечают подобие рентгеновских спектров «сверхмягких» транзиентов и спектра рентгеновской двойной системы с черной дырой Cyg X-1 в высоком состоянии рентгеновской активности. Это дало основания для попыток идентифицировать «сверхмягкие» рентгеновские транзиенты с тесными двойными системами, в которых релятивистским компаньоном является черная дыра, а не нейтронная звезда. Однако следует подчеркнуть, что природа различия в рентгеновских спектрах мягких и «сверхмягких» транзиентов пока окончательно не выяснена, поэтому этот критерий идентификации черных дыр следует применять с осторожностью.

Детальные исследования ряда «сверхмягких» рентгеновских транзиентов (например, A0620-00, GS2000+25 и др.) в спокойном состоянии дали убедительные свидетельства наличия в этих двойных системах черных дыр. Для многих «сверхмягких» рентгеновских транзиентов гипотеза о том, что они обусловлены аккрецией на черную дыру, основывается на том, что в течение вспышки они показывают рентгеновские спектральные и временные характеристики подобные тем, что наблюдаются в системе Cyg X-1, а именно:

1) бимодальное спектральное поведение с высоким «сверхмягким» состоянием и с очень жестким низким состоянием;

2) по крайней мере для наиболее ярких транзиентов наблюдается ненасыщенный жесткий «хвост» в спектре рентгеновского излучения, обусловленный комптонизацией, вплоть до энергий ~ 1 МэВ;

3) наличие миллисекундных рентгеновских флуктуаций в жестком конце рентгеновского спектра.

Однако, например, в системе Cir X-1, которая показывает рентгеновские флуктуации на коротких временах и бимодальное спектральное поведение, были открыты вспышки рентгеновского излучения, характерные для рентгеновского барстера 1-го типа, что является явным свидетельством наличия в этой системе аккрецирующей нейтронной звезды. Среди свидетельств существования черной дыры наличие степенного «хвоста» в рентгеновском спектре является наиболее важным критерием, но степенные «хвосты», которые тянутся вплоть до энергий ~ 150 кэВ были открыты и у некоторых аккрецирующих нейтронных звезд, например, у мягкого транзиента KS 1731-260, показывающего феномен рентгеновского барстера 1-го типа (Barret et al., 1992).

Таким образом, по-видимому, ни один из описанных рентгеновских признаков наличия черной дыры, взятый по отдельности, не может служить для надежного отождествления черной дыры только по данным рентгеновских наблюдений. Однако совокупность некоторых из этих признаков могла бы служить для идентификации черной дыры. В частности, степенной «хвост» и бимодальное поведение рентгеновского спектра никогда не наблюдались одновременно у рентгеновских двойных систем, содержащих нейтронную звезду. В табл. 88 суммированы спектральные и временные свойства некоторых аккрецирующих черных дыр и нейтронных звезд в рентгеновских двойных системах (согласно работам McClintock, 1991, Сюняев и др., 1988).

Некоторые мягкие и «сверхмягкие» рентгеновские транзиенты являются транзиентными радиоисточниками (A0620-00, Cen X-4, GS 2000+25). На стадии спада рентгеновской светимости радиоспектры этих источников имеют нетепловые спектральные индексы. Транзиентное радиоизлучение в данном случае, по-видимому, формируется в расширяющемся облаке релятивистских электронов и магнитных полей, которые формируются на фронтах сильных ударных волн (см., например, Kuulkers et al., 1999).

Таблица 88

Рентгеновские характеристики некоторых рентгеновских двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами

Название источника	Тип	Бимодальный спектр	Высокое сверхмягкое состояние	Степенной «хвост»	Быстрая переменность $\Delta t \lesssim 10$ мс	Тип объекта
Cyg X-1	BH	x	x	x	x	HMXB
LMC X-3	BH		x	x		HMXB
LMC X-1	BH		x	x		HMXB
GS 2023+338	BH			x	x	X-ray nova
A0620-00	BH	x	x	x		X-ray nova
GS 2000+25	BH	x	x	x		X-ray nova
GX 330-4	BH	x	x	x	x	LMXB
Cir X-1	NS	x	x		x	X-ray burster
V0331+53	NS				x	X-ray pulsar

Примечание: BH — черная дыра, NS — нейтронная звезда, HMXB — массивная рентгеновская двойная система, X-ray nova — рентгеновская новая, LMXB — маломассивная рентгеновская двойная система, X-ray burster — рентгеновский барстер, X-ray pulsar — рентгеновский пульсар.

Во время рентгеновской вспышки оптические светимости мягких транзиентов относительно велики, оптические спектры типичны для аккреционных дисков; в то же время, во время низкой рентгеновской светимости (спокойное состояние) рентгеновская светимость слаба, и оптические спектры характерны для M-B звезд главной последовательности или субгигантов и гигантов.

Детальная фотометрия и спектроскопия оптического спутника в спокойной стадии рентгеновского транзиента позволяет определить параметры двойной системы, в частности, найти функцию масс оптической звезды $f_v(m)$, наклонение орбиты i и отношение масс $q = m_x/m_v$. Это позволяет дать надежную оценку массы как оптической звезды m_v, так и релятивистского объекта m_x (см., например, McClintock and Remillard, 1986, Shahbaz et al., 1994; см. также обзоры: Черепащук, 1996, 2003, Charles, 1999, и ссылки в них).

В течение последних десятилетий наблюдения с бортов различных специализированных рентгеновских обсерваторий (например, Ginga, Granat, Compton, Asca, Chandra, XMM-Newton, RXTE, Integral и др.) открыли много рентгеновских новых с частотой примерно 1–2 в год. Многие из этих рентгеновских новых были тщательно изучены в широком спектральном диапазоне — от рентгеновского до оптического и радиодиапазона (см., например, Sunyaev et al., 1991, Tanaka and Levin, 1995, Cowley, 1992). Массы более десятка черных дыр были измерены в составе рентгеновских новых (см., например, White and van Paradijs, 1996, Cherepashchuk, 1996, 2003, Chen et al., 1997, Filippenko et al., 1999).

Рентгеновские новые предоставляют нам уникальную возможность исследования нестационарной аккреции вещества на черную дыру и нейтронную звезду в широком диапазоне изменения темпа аккреции. Исследования рентгеновских новых очень важны для понимания механизмов формирования и эволюции тесных двойных систем с начальным отношением масс, сильно отличающимся от единицы, в которых формируются черные дыры и нейтронные звезды.

В обзоре (Cherepashchuk, 2000c) приведен список из 34 известных рентгеновских новых и указаны их важнейшие наблюдательные характеристики. Число рентгеновских новых, известных к настоящему времени, приближается к 50 (см. также Каталог маломассивных рентгеновских двойных систем: Liu et al., 2007).

Ввиду важности проблемы рентгеновских новых был опубликован ряд обзоров и каталогов по этим объектам (см., например, van Paradijs and Verbunt, 1984, White et al., 1984, Amnuel and Guseinov, 1979a,b, Бисноватый-Коган, 1985, van Paradijs, 1995, Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka and Levin, 1995, Chen et al., 1997, Cherepashchuk, 2000c). Новый теоретический подход к исследованию рентгеновских новых, основанный на идее адвекционно-доминированного высокотемпературного двухкомпонентного квази-сферического течения на черную дыру был развит в последнее время (см., например, Abramovicz et al., 1995, Narayan et al., 1996, 1997). Следует отметить однако, что оценки влияния омического нагрева на адвекционно-доминированные аккреционные потоки показывают (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1997, Bisnovatyi-Kogan, 1999), что конверсия аккреционной тепловой энергии в изучение может быть значительно более эффективной, чем это предполагается в модели адвекционно-доминированного диска, в которой рассматриваются только кулоновские взаимодействия между горячими ионами и сравнительно холодными электронами.

В обзоре (Chen et al., 1997) были суммированы наблюдательные данные по рентгеновским и оптическим проявлениям рентгеновских новых, проанализированы основные характеристики рентгеновских новых. В Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996) представлены важнейшие характеристики для 16 хорошо изученных рентгеновских новых и описаны индивидуальные особенности каждой из этих систем. Рентгеновские характеристики многих рентгеновских новых описаны в обзорах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka, 1999).

б) Общие сведения о рентгеновских новых. Как следует из изложенного выше, рентгеновские новые принадлежат к классу маломассивных рентгеновских двойных систем (LMXBs), состоящих из сравнительно маломассивной оптической звезды, заполняющей свою полость Роша, и черной дыры (BH) или слабо намагниченной нейтронной звезды (NS). Среди более чем 130 известных LMXBs около 2/3 систем являются квазистационарными LMXBs и 1/3 — мягкими рентгеновскими транзиентами (рентгеновскими новыми) (см., например, van Paradijs, 1995, Cherepashchuk et al., 1996). Интересно то, что среди известных маломассивных рентгеновских двойных систем, содержащих нейтронные звезды (NS LMXBs), имеются как квазистационарные рентгеновские источники, так и транзиентные (относительное число транзиентов $\sim 20\%$), в то же время, среди известных маломассивных рентгеновских двойных систем, содержащих черные дыры (BH LMXBs), имеется только очень небольшое число квазистационарных рентгеновских источников (например, 1E1740-294 и GRS 1758-258), а большинство известных BH LMXBs являются транзиентными.

Оптические компоненты у NS LMXBs являются маломассивными звездами главной последовательности, субгигантами, белыми карликами или красными гигантами. Например, аккрецирующая нейтронная звезда была открыта в составе симбиотической двойной системы GX 1+4 (V2116 Oph), которая состоит из рентгеновского пульсара с периодом ~ 2 мин и красного гиганта M5III (Davidsen et al., 1977, Chakrabarty and Roche, 1997). На примере системы 4U1829-30 (LMXB) Бисноватый-Коган (1990) рассмотрел LMXB, которая формируется в результате вторичного обмена масс, приводящего к LMXB, состоящей из нейтронной звезды и белого карлика по схеме LMXB I $\rightarrow$ миллисекундный радиопульсар $\rightarrow$ LMXB II с оптическим компаньоном — белым карликом. Эволюция такой двойной системы под влиянием излучения гравитационных волн была рассмотрена в работе Бисноватого-Когана (1990).

Оптическими компонентами известных BH LMXBs являются маломассивные звезды главной последовательности или субгиганты и гиганты.

В LMXB перенос масс обычно вызван тем, что оптическая звезда заполняет свою полость Роша, что может быть обусловлено либо расширением звезды в процессе ее ядерной эволюции (если ее масса более $\sim 0{,}8M_\odot$), либо сокращением размеров орбиты системы, вызванным потерей системой орбитального углового момента, либо обоими механизмами совместно. Вокруг релятивистского объекта формируется аккреционный диск, что приводит к разнообразным наблюдательным проявлениям, как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах спектра.

Поскольку нейтронные звезды и черные дыры обычно формируются при коллапсах железных ядер массивных звезд, по крайней мере часть LMXBs должна была сформироваться из массивных ТДС через стадию неконсервативного обмена масс. Неконсервативная эволюция массивных двойных систем может быть обусловлена либо значительным отличием от единицы отношения масс компонент (см., например, Shore et al., 1994), либо присутствием в системе третьего тела (De Kool et al., 1987, Eggleton and Verbunt, 1986). Прогресс в понимании эволюции LMXBs был достигнут после рассмотрения двух механизмов потери углового момента двойной системой: излучения гравитационных волн (для орбитальных периодов $p < 10$ часов) и торможения системы за счет истечения магнитного звездного ветра. Развитие этих идей, с использованием современных трехмерных газодинамических моделей течения газа в ТДС (см., например, Федорова и др., 2000) привело к выводу, что в некоторых случаях, соответствующих относительно большой массе аккретора, потеря массы из системы может приводить не только к уменьшению углового момента ТДС, но и к его увеличению, что обеспечивает стабилизацию процесса обмена масс. Это возможно потому, что газ, истекающий из системы, вращается в направлении, противоположном орбитальному движению компонент.

LMXB характеризуются очень высоким отношением рентгеновской и оптической светимостей ($L_x/L_{\rm opt} = 100$–2000) и в случае NS LMXBs — относительно мягким рентгеновским спектром ($kT = 5$–10 кэВ). LMXBs показывают скорее больше различий, чем сходств в их наблюдательных проявлениях. Как следствие этого, LMXBs подразделяются на множество подтипов. В зависимости от их распределения на небе, рентгеновских спектральных свойств, оптических характеристик, а также характера рентгеновской переменности, LMXBs относятся к классам рентгеновских двойных систем в шаровых скоплениях, рентгеновских барстеров, мягких и «сверхмягких» рентгеновских транзиентов, ярких рентгеновских источников галактического балджа (большинство из которых показывают квазипериодические флуктуации рентгеновского излучения, являются QPO-источниками). Более детальную информацию об LMXBs можно найти в Каталогах (см., например, van Paradijs, 1995, Tanaka and Levin, 1995, Cherepashchuk et al., 1996).

К настоящему времени предложены, по крайней мере, две модели для NS LMXBs. В первой модели (Mitsuda et al., 1984) рентгеновское излучение формируется как во внутренних частях аккреционного диска, так и с поверхности нейтронной звезды. Рентгеновское излучение от внутренних частей аккреционного диска описывается как комбинация чернотельных излучений с различной температурой (Shakura and Sunyaev, 1973) с внутренней краевой температурой порядка 1 кэВ. В то же время рентгеновское излучение от поверхности нейтронной звезды описывается чернотельным спектром с температурой около 2 кэВ. Кроме того, рентгеновское излучение от поверхности нейтронной звезды и, возможно, от внутренних частей аккреционного диска, подвержено переработке в результате комптоновского рассеяния на горячих электронах в короне аккреционного диска. Другая модель предложена в работе (White et al., 1985). В этой модели рентгеновский спектр описывается ненасыщенным комптоновским рассеянием низкоэнергичных фотонов, но без специфических требований, накладываемых на геометрию диска. Для некоторых LMXBs с высокой светимостью эта модель требует наличия чернотельной компоненты, которая может формироваться в оптически толстом пограничном слое между аккреционным диском и нейтронной звездой. Обе эти модели удовлетворительно описывают форму рентгеновских спектров LMXBs.

Как правило, для определения физических параметров LMXBs используются косвенные методы исследований, поскольку когерентные рентгеновские пульсации в таких системах наблюдаются очень редко. Это связано с тем, что магнитные поля у нейтронных звезд в LMXBs как правило много слабее, чем в HMXBs. Замечательно то, что те редкие LMXBs, которые показывают феномен рентгеновского пульсара (GX1+4/V2116Oph, HerX-1/HZHer, 4U1626-673/KZ TrA и др.), имеют рентгеновские спектры, обладающие такой же жесткостью, как в случае HMXBs. Это является сильным указанием на то, что разделение на жесткие и мягкие рентгеновские спектры связано с разницей в геометрии аккреционных потоков. Для нейтронных звезд с магнитным полем порядка 10^{12} Гс и докритическим темпом аккреции, аккреционный поток управляется магнитным полем на сравнительно большом расстоянии (порядка 10^3 км) от поверхности нейтронной звезды (вблизи радиуса Альфвеновской поверхности); в этом случае большая часть падающего вещества достигает нейтронной звезды через аккреционную колонку на сравнительно малой площади (вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды). Для магнитных полей менее 10^8 Гс радиус магнитосферы нейтронной звезды становится сравнимым с радиусом нейтронной звезды; в этом случае аккрецируемое вещество растекается по большей площади на поверхности нейтронной звезды. Это приводит к формированию более мягкого рентгеновского спектра при аккреции.

В работе (Сюняев и Шакура, 1986) было рассчитано выделение энергии в аккреционном диске и в пограничном слое на поверхности медленно вращающейся нейтронной звезды. Авторы отметили, что радиус нейтронной звезды может быть существенно меньше, чем радиус последней устойчивой орбиты. В этом случае аккреционный диск может существовать только на расстояниях от нейтронной звезды, превышающих радиус последней устойчивой орбиты. Частицы с теми энергией и угловым моментом, которые они имеют на последней устойчивой орбите, свободно падают с большой скоростью на поверхность нейтронной звезды и выделяют энергию через посредство ядерных столкновений и плазменных неустойчивостей. Этот механизм может объяснить наличие жестких «хвостов» в рентгеновских спектрах (вплоть до энергий ~ 100 кэВ), иногда появляющихся в спектрах ряда рентгеновских барстеров, которые были обнаружены в наблюдениях на орбитальных обсерваториях «Гранат», RXTE и GRO. Теория дисковой аккреции в гравитационном поле быстро вращающейся нейтронной звезды с индуцированным вращением квадрупольным распределением массы была развита в работе Сибгатуллина и Сюняева (1998).

Мягкие рентгеновские транзиенты (рентгеновские новые) есть класс LMXB, который излучает рентгеновский поток в течение сравнительно коротких вспышек, разделенных продолжительными интервалами времени, соответствующими спокойному состоянию, в котором рентгеновская светимость обычно менее, чем 10^{32}–10^{33} эрг/с. В течение спокойного состояния вклад аккреционного диска в оптическую светимость системы сравнительно мал, и оптическая светимость рентгеновских новых в спокойном состоянии обусловлена в основном вкладом оптического спутника.

Это дает уникальную возможность изучать характеристики оптической звезды (ее спектр, эффективную температуру, светимость, расстояние и т. п.), а также определять орбитальные параметры двойной системы, включая массы компонент. У квазистационарных LMXBs вклад аккреционного диска всегда преобладает в общей оптической светимости системы, и в данном случае определение параметров оптической звезды и орбитальных параметров системы представляет непростую задачу. Знание параметров оптической звезды в рентгеновских новых позволяет определять эволюционный статус этих LMXBs.

Следует подчеркнуть, что оптические исследования доказали, что перенос масс от оптической звезды на релятивистский объект продолжается даже в стадии спокойного состояния рентгеновской новой. В стадии спокойного состояния в спектрах рентгеновских новых наблюдаются сильные и часто двугорбые эмиссионные линии водорода и гелия (H_α, H_β, H_γ, He II 4686 Å и др.), характерные для вращающихся дискообразных оболочек, а также голубой континуум от аккреционного диска (см., например, van Paradijs et al., 1980). Оптический вклад от аккреционного диска в спокойном состоянии рентгеновских новых в V-полосу достигает $\sim 30\,\%$ для NS LMXB Cen X-4 (Chevalier et al., 1989), от 30 % до 60 % для BH LMXB GROJ0422-32 (Filippenko et al., 1995a), $\sim 55\,\%$ для BH LMXB A0620-00 (McClintock et al., 1995). Оптическая светимость аккреционного диска в этих системах в спокойном состоянии $\sim 10^{32}$ эрг/с (Tanaka and Shibazaki, 1996). Продолжающийся обмен масс в спокойном состоянии рентгеновских новых свидетельствует о том, что оптические звезды в этих системах заполняют свои полости Роша. При той низкой рентгеновской светимости, которая наблюдается в спокойном состоянии рентгеновских новых ($L_x \lesssim 10^{31}$–10^{33} эрг/с), оптическая светимость «спокойного» аккреционного диска ($\sim 10^{32}$ эрг/с) не может быть обусловлена переработкой рентгеновского излучения центрального источника. Оптическое излучение в данном случае может приходить либо от внешних частей аккреционного диска, которые нагреваются за счет вязкой диссипации и выделения гравитационной энергии, либо за счет выделения кинетической энергии струи в области взаимодействия газовой струи и диска.

Свойства рентгеновских новых очень разнообразны. Поэтому важным представляется дать корректное определение понятия рентгеновской новой. В своем обзоре Chen et al. (1997) предлагают определить транзиентный рентгеновский источник как рентгеновскую новую, если он удовлетворяет, по крайней мере, четырем условиям из следующих пяти:

1) рентгеновский источник испытал, по крайней мере, одну вспышку, длительностью более 10 суток;

2) он не отождествлен с жестким Be-рентгеновским транзиентом;

3) его рентгеновская кривая блеска имеет типичный профиль с быстрым подъемом и более медленным экспоненциальным спадом;

4) его рентгеновский поток в максимуме вспышки, по крайней мере, в 10 раз больше, чем в спокойном состоянии;

5) продолжительность спокойного состояния источника, по крайней мере, в 10 раз больше, чем продолжительность вспышки.

На основании этих критериев Chen et al. (1997) отобрали 24 уверенно отождествленных рентгеновских новых и 20 возможных рентгеновских новых. В обзоре (Cherepashchuk, 2000a) суммированы данные о 34 отождествленных рентгеновских новых.

Многие рентгеновские новые являются повторными новыми (см., например, Chen et al., 1997). Для некоторых повторных рентгеновских новых удалось отождествить оптические вспышки по старым архивным фотопластинкам. Например, рентгеновская новая A0620-00 вспыхивала в ноябре 1917 г.: $B_{\max} = 12^m$, $\Delta m_v = 6{,}4^m$, $\tau_d = 90{,}5^{\mathrm{d}}$

(здесь $B_{\max}$ — звездная величина B в максимуме, Δm_v — амплитуда вспышки в визуальных лучах, τ_d — продолжительность вспышки); для GS 2023+338 вспышка произошла в октябре 1938 г.: $V_{\max} = 12{,}5^m$, $\Delta m_v = 6{,}5^m$, $\tau_d = 25{,}2^{\mathrm{d}}$, а также в августе 1956 г.: $V_{\max} = 14{,}1^m$.

В табл. 89 приведены некоторые характеристики повторных рентгеновских новых. Эта таблица заимствована из работы (Chen et al., 1997). Видно, что даже для одной и той же рентгеновской новой характеристики повторных вспышек различаются в широких пределах.

Таблица 89

Список повторных рентгеновских новых (из работы Chen et al., 1997)

Источник	Вспышка (год/месяц)	Log L_x (эрг/с) Рентгеновский диапазон (кэВ)
1	2	3
0042+32	1970, февраль	37,75 (25–300)
	1977, февраль	37,65 (1–20)
0620-00	1917, ноябрь	—
	1975, август	38,10 (3–6)
0836-429	1971, январь	37,10 (2–6)
	1990, ноябрь	36,82 (1–20)
1354-64	1967, апрель	39,17 (3–8)
	1971?	36,91 (2–6)
	1987, февраль	37,67 (1–20)
1456-32	1969, июль	38,02 (3–12)
	1979, май	36,80 (3–6)
1524-62	1974, ноябрь	37,30 (3–6)
	1990, август	37,40 (0,1-2,4)
1543-47	1971, август	37,79 (2–6)
	1983, август	38,44 (1,5-3,8)
	1992, апрель	37,85 (20–300)
1608-522	1970, апрель	37,43 (3–12)
	1970, сентябрь	37,35 (3–12)
	1971, июнь	37,31 (3–12)
	1971, сентябрь	37,36 (3–12)
	1975, ноябрь	36,78 (3–12)
	1977, июль	37,61 (1–10)
	1979, февраль	37,24 (3–6)
	1979, апрель	37,16 (3–6)

Продолжение табл. 89

Источник	Вспышка (год/месяц)	Log L_x (эрг/с) Рентгеновский диапазон (кэВ)
1	2	3
	1983, апрель	37,35 (2–20)
	1991, апрель	36,61 (20–100)
1630-47	1971, февраль	38,06 (2–6)
	1972, октябрь	37,81 (2–6)
	1974, апрель	38,25 (2–6)
	1976, июнь	38,35 (2–6)
	1977, ноябрь	38,56 (3–6)
	1979, март	37,48 (1–50)
	1984, апрель	38,45 (1–50)
	1987, октябрь	36,24 (1–10)
	1989, март	38,14 (2–28)
	1992, сентябрь	36,62 (2–10)
J1655-40	1994, август	38,12 (1–200)
	1995, август	37,99 (1–200)
	1996, июль	38,04 (2–11)
1908+005	1969, декабрь	36,80 (3–6)
	1970, август	36,50 (3–6)
	1971, сентябрь	36,82 (3–6)
	1972, апрель	36,58 (3–6)
	1973, январь	36,81 (3–6)
	1974, апрель	37,11 (3–6)
	1975, июнь	36,89 (3–6)
	1976, июнь	36,77 (3–6)
	1978, июнь	36,94 (3–6)
	1979, март	36,59 (3–6)
	1980, май	36,19 (1–22)
	1987, март	37,55 (1–6)
	1988, октябрь	37,16 (1–6)
	1989, сентябрь	36,86 (1–6)
2023+338	1938, октябрь	—

Продолжение табл. 89

Источник	Вспышка (год/месяц)	Log L_x (эрг/с) Рентгеновский диапазон (кэВ)
1	2	3
	1956, август	—
	1989, май	39,31 (1,7–37)

Классификация мягких рентгеновских транзиентов — рентгеновских новых, а также описание наблюдательных признаков аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр представлены в обзорах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka and Levin, 1995).

Согласно предсказаниям ОТО Эйнштейна и современной теории звездной эволюции, нейтронные звезды с массами, превышающими $3M_\odot$ не могут быть стабильными и коллапсируют в черные дыры. Поэтому если измеренная масса компактного рентгеновского источника превышает $3M_\odot$, то это может служить четким свидетельством того, что мы имеем дело с аккрецирующей черной дырой. Масса релятивистского объекта может быть измерена с помощью спектроскопических и фотометрических наблюдений рентгеновской новой в спокойном состоянии. В частности, спектроскопические наблюдения позволяют определить функцию масс оптической звезды $f_v(m)$, которая является абсолютным нижним пределом для массы релятивистского объекта.

Твердым указанием на наличие аккрецирующей нейтронной звезды является феномен рентгеновского барстера 1-го типа, который обусловлен термоядерным взрывом накопленного вещества на поверхности нейтронной звезды. Рентгеновский барстер 1-го типа легко отличить от рентгеновского барстера 2-го типа (проявление неустойчивости в аккреционном диске) по постепенному помягчанию рентгеновского спектра на нисходящей ветви вспышки, обусловленному падением температуры чернотельного спектра из-за охлаждения горячей плазмы в конце вспышки.

Представляется очень заманчивым иметь возможность отождествления нейтронных звезд и черных дыр по одним рентгеновским данным, поскольку детальные оптические исследования рентгеновских новых в спокойном состоянии, ввиду их слабости, не всегда удается выполнить.

Как уже отмечалось, в работе (White et al., 1984) было предложено считать «сверхмягкий» рентгеновский спектр признаком наличия черной дыры в рентгеновской новой. Характерная температура рентгеновского излучения, формирующегося при дисковой аккреции на черную дыру, должна быть ниже, чем в случае нейтронной звезды, ввиду того, что масса черной дыры больше, чем масса нейтронной звезды, а характерная температура внутренних частей аккреционного диска пропорциональна $m_x^{-1/2}$ для фиксированного темпа аккреции или $m_x^{-1/4}$ для фиксированного отношения $L_x/L_{\rm Edd}$ (Shakura and Sunyaev, 1973, Mitsuda et al., 1984). Но, как отмечалось выше, существуют уверенно отождествленные черные дыры в рентгеновских новых (например, системы GS 2023+338, GRO J0422+32), которые имеют лишь один степенной спектр рентгеновского излучения во всех стадиях рентгеновской светимости без каких-либо признаков «сверхмягкой» компоненты (см., например, Zycki et al., 1999). Поэтому «сверхмягкий» рентгеновский спектр не может рассматриваться как уверенный признак наличия черной дыры в рентгеновской новой. С другой стороны, наличие степенного спектра без «сверхмягкой» компоненты также недостаточно для классификации LMXB как рентгеновской новой с черной дырой или нейтронной звездой (Tanaka and Shibazaki, 1996).

Переход из состояния с мягким рентгеновским спектром в состояние с жестким спектром (подобно тому, как это имеет место в системе Cyg X-1) также не может служить однозначным свидетельством наличия черной дыры в LMXB (см., например, Tanaka and Shibazaki, 1996). Наблюдения рентгеновских новых показывают, что независимо от того, является ли компактный объект нейтронной звездой или черной дырой, рентгеновский спектр меняется от мягкого состояния в стадии высокой светимости до состояния с жестким степенным спектром с фотонным индексом 1,5–2,0 в стадии с низкой светимостью (см., например, Tanaka and Levin, 1995). Однако экспоненциальное обрезание рентгеновского спектра для NS LMXBs наблюдается на более низких энергиях ($kT = 30$–50 кэВ), чем для BH LMXBs ($kT = 100$–150 кэВ); более того, рентгеновские спектры для NS LMXBs в мягком состоянии являются более жесткими, чем спектры BH LMXB (Сюняев и др., 1991a,b).

в) Рентгеновские спектры. Рентгеновские спектры рентгеновских новых описаны в обзорах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka and Levin, 1995, Tanaka, 1999). Свойства примерно 20 аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр (большинство из которых компоненты рентгеновских новых) в жестком рентгеновском диапазоне (~ 40–300 кэВ) были исследованы в 1990–1994 гг. телескопом SIGMA орбитальной обсерватории «Гранат» (см., например, Сюняев и др., 1991a, в, 1993). В работах (Сюняев и др., 1991а,б) была высказана гипотеза о существовании связи между жесткостью рентгеновского спектра в этом диапазоне (~ 40–300 кэВ) и природой аккрецирующего релятивистского объекта (нейтронная звезда, черная дыра) — см. рис. 349, взятый из работы Гильфанова (1995). Эта гипотеза была подтверждена

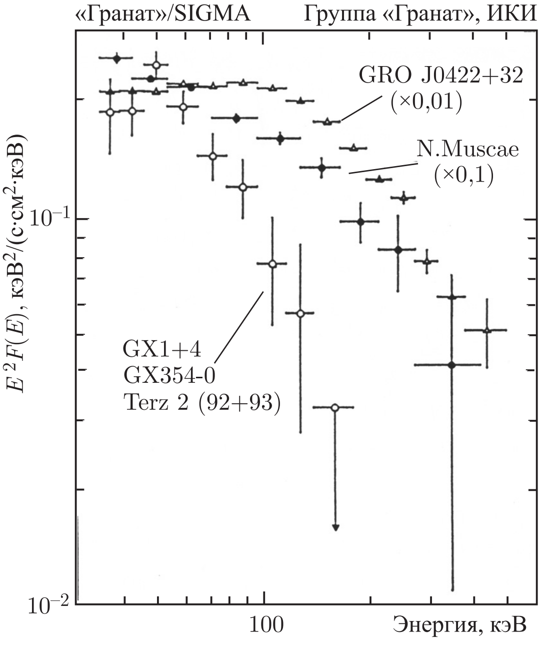


Рис. 349. Рентгеновские спектры на энергиях более 35 кэВ рентгеновских новых с нейтронными звездами и черными дырами, полученные на спутнике «Гранат» группой Р. А. Сюняева (Gilfanov, 1995). Спектры представлены в форме $F(E) \cdot E^2$. Здесь GX1+4, GX354-0 и Terz 2 (92+93) — рентгеновские двойные с нейтронными звездами. Системы GRO J0422+32 и N. Muscae содержат черные дыры

результатами пятилетних наблюдений около 20 рентгеновских двойных систем в широком диапазоне (0,3 кэВ–1 МэВ), выполненных на обсерватории «Гранат». На рис. 350, взятом из работы Гильфанова (1995), приведены характеристики жесткости рентгеновских спектров аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр в диапазоне 40–300 кэВ. Видно, что в среднем, аккрецирующие нейтронные звезды имеют величину фотонного индекса $\alpha \simeq 2{,}8$–$3{,}5$ (средняя температура тормозного излучения $kT = 30$–60 кэВ), в то время как аккрецирующие черные дыры имеют $\alpha \approx 2$ и среднюю температуру тормозного излучения $kT \simeq 60$–140 кэВ.

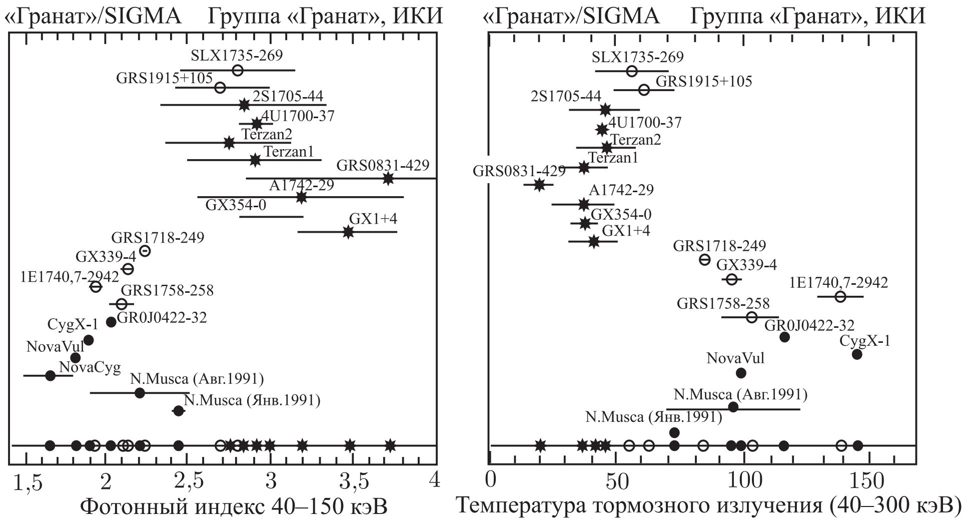


Рис. 350. Жесткость спектров галактических рентгеновских двойных систем, включая рентгеновские новые, которые наблюдались телескопом SIGMA рентгеновской обсерватории «Гранат» группой Р.А. Сюняева в 1990–1994 гг. Жесткость выражена через наклон рентгеновского спектра в диапазоне 40–150 кэВ (левая часть рисунка) и температуру тормозного излучения, позволяющую наилучшим образом аппроксимировать наблюдательные данные в диапазоне 40–300 кэВ (правая часть рисунка). Рентгеновские двойные с известной природой релятивистской компоненты отмечены звездочками (нейтронные звезды) и темными кружками (черные дыры). Для рентгеновской новой X-ray Nova Mus 1991 величины параметров жесткости для сверхвысокого спектрального состояния и низкого состояния приведены раздельно. Все точки спроектированы, для наглядности, на горизонтальную прямую внизу рисунка

Темп аккреции вещества $\dot{M}$ для рентгеновских новых во время вспышки меняется на много порядков величины — от максимума в пике рентгеновской светимости до минимума во время окончания спада этой светимости. При различных значениях $\dot{M}$ наблюдаются разнообразные явления. Когда рентгеновская светимость велика — $L_x > 10^{37}$ эрг/с, наблюдаются заметные различия в рентгеновских спектрах между NS LMXBs и BH LMXBs (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka, 1999). В этой («высокой») стадии NS LMXBs показывают две компоненты рентгеновского спектра: чернотельную компоненту, которая, по-видимому, формируется в оптически толстом пограничном слое вблизи поверхности нейтронной звезды, и более мягкую компоненту, излучаемую внутренними частями аккреционного диска (Mitsuda et al., 1984, White et al., 1988, Tanaka and Shibazaki, 1996) и представленную суперпозицией чернотельных спектров с разной температурой (Shakura and Sunyaev, 1973). Характерная температура мягкой компоненты $\sim 1{,}5$ кэВ для рентгеновской светимости

$L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с. В случае низкой рентгеновской светимости $L_x < 10^{37}$ эрг/с, спектры NS LMXB становятся степенными (Tanaka and Shibazaki, 1996). В то же время, в случае BH LMXBs чернотельная компонента рентгеновского спектра, которая присутствует в спектрах NS LMXBs, отсутствует. Однако в стадии высокой светимости $L_x > 10^{37}$ эрг/с, в спектрах BH LMXBs наблюдается «сверхмягкая» компонента, соответствующая суперпозиции чернотельных спектров от оптически толстого аккреционного диска с температурой $kT \leqslant 1{,}2$ кэВ. Жесткая степенная компонента рентгеновского спектра иррегулярно меняет свою интенсивность, эти изменения не коррелируют с интенсивностью мягкой компоненты спектра. При рентгеновской светимости $L_x < 10^{37}$ эрг/с спектры BH LMXBs становятся всегда степенными.

Две замечательные особенности были отмечены в обзоре (Tanaka, 1999), при исследовании спада рентгеновской светимости после максимума в случае как BH LMXBs так и NS LMXBs:

1. Для светимости вблизи $L_x < 10^{37}$ эрг/с, происходит переход от мягкого, теплового спектра к жесткому степенному спектру. Жесткая степенная компонента спектра быстро усиливается, и спектр превращается в сплошной степенной спектр в стандартном рентгеновском диапазоне (~ 2–10 кэВ) в течение нескольких дней. В это время начинают проявляться быстрые высокоамплитудные флуктуации рентгеновского потока. Переход от двухкомпонентного спектра в сплошной жесткий степенной спектр сопровождается изменением наклона рентгеновского спектра: фотонный спектральный индекс меняется от 2–3 до $\sim 1{,}5$. Этот спектральный переход не сопровождается значительным уменьшением рентгеновской светимости и, следовательно, согласно (Tanaka, 1999), этот переход не связан с переходом от радиационно-доминированного диска к адвекционно-доминированному диску.

2. В последней стадии спада рентгеновской светимости после вспышки наблюдается внезапное «выключение» рентгеновской светимости. Сразу после стадии с $L_x \approx \approx 10^{36}$ эрг/с, как в случае NS LMXBs, так и в случае BH LMXBs, спад рентгеновского потока убыстряется, и рентгеновская светимость быстро уменьшается до значения $L_x < 10^{32}$–10^{33} эрг/с в диапазоне 0,5–10 кэВ в течение нескольких дней; таким образом, LMXB приходит в спокойное состояние. Как было отмечено в обзоре (Tanaka, 1999), такое наблюдаемое «выключение» рентгеновской светимости свидетельствует о драматическом изменении в структуре аккреционных потоков, которое происходит при темпе аккреции $\dot{M} \simeq 10^{16}$ г/с как для NS LMXBs, так и для BH LMXBs.

В работе (Esin et al., 1997) были суммированы основные спектральные характеристики аккрецирующих черных дыр в рентгеновских новых как во время вспышки, так и в спокойном состоянии. Было выделено 5 различных спектральных состояний в диапазоне 1–10 кэВ (см., например, Grebenev et al., 1991a, 1993, 1997, van der Kliz, 1994, Novak, 1995, Tanaka and Levin, 1995, Tanaka and Shibazaki, 1996).

1. Спокойное/выключенное состояние.

Спектры рентгеновских новых, соответствующие спокойному состоянию, являются существенно нетепловыми, с фотонным индексом, соответствующим несколько более мягкому спектру, чем это имеет место в низком состоянии, и с рентгеновской светимостью L_x^q на несколько порядков ниже, чем в остальных четырех состояниях (van Paradijs et al., 1987; McClintock et al., 1995, Narayan et al., 1997a,b, Asai et al., 1998).

2. Низкое/жесткое состояние.

В этом состоянии наблюдается степенной рентгеновский спектр с фотонным индексом $\alpha_N \sim 1{,}5$–$1{,}9$ и экспоненциальным завалом на ~ 100 кэВ. Рентгеновская светимость в низком/жестком состоянии обычно составляет менее 10 % от эддингтоновской светимости (Novak, 1995, Esin et al., 1997).

3. Высокое/мягкое состояние.

В этом состоянии в рентгеновском спектре преобладает «сверхмягкая» чернотельная компонента с характерной температурой ~ 1 кэВ (Grebenev et al., 1991a,b, 1992, Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka, 1999) и полной светимостью, превосходящей светимость в низком состоянии. В дополнение к тепловой компоненте (которая вносит в суммарную рентгеновскую светимость $\sim 70\,\%$–$90\,\%$ от полной светимости) также заметен степенной «хвост» в рентгеновском спектре, хотя эта жесткая компонента значительно менее интенсивна, чем в низком состоянии. Жесткая степенная компонента рентгеновского спектра сильно переменна, в отличие от мягкой чернотельной компоненты, которая является весьма стабильной. Фотонный индекс степенного спектра существенно зафиксирован на значении $\alpha_N \sim 2{,}5$ (Tanaka and Shibazaki, 1996).

4. Промежуточное состояние.

Это состояние рентгеновских новых было открыто в работах (Sunyaev et al., 1992, Grebenev et al., 1993, Ebisawa et al., 1994, Belloni et al., 1996, Mendez and van der Klis, 1997). Это состояние наблюдается как переходное между низким и высоким состояниями. Наблюдаемые рентгеновские спектры в этом состоянии имеют промежуточные характеристики между низким и высоким состоянием.

5. Очень высокое состояние.

Иногда в некоторых рентгеновских новых реализуется состояние с очень высокой светимостью в рентгеновском диапазоне. В этом очень высоком состоянии в рентгеновским спектре степенной спектр и мягкая рентгеновская компонента становятся сравнимыми по светимости (см., например, Miyamoto et al., 1991, Gilfanov et al., 1993, Grebenev et al., 1991b, van der Klis, 1994). Степенная компонента в этом случае имеет фотонный индекс $\alpha_N \sim 2{,}5$ и не показывает экспоненциального обрезания вплоть до энергий в несколько сотен кэВ.

Согласно работе (Esin et al., 1997), не все двойные системы с черными дырами показывают все эти пять состояний, и большинство из этих систем проводят свое основное время в одном состоянии, делая только кратковременные «экскурсы» в другие состояния. Например, система Cyg X-1 главным образом проводит свое существование в низком состоянии со спорадическими переходами в высокое состояние. В то же время, система LMC X-3 находится почти все время в высоком состоянии (Tanaka and Levin, 1995). Рентгеновские новые, GS 2023+338 и GRO J0422+32 показывают только степенные спектры рентгеновского излучения для всех значений светимости, без «сверхмягкой» компоненты (см., например, Zycki et al., 1999).

Благодаря огромным изменениям рентгеновской светимости во время вспышки, многие рентгеновские новые проходят все пять описанных состояний. Например, рентгеновская новая XN Musca 1991 (GS 1124-683) очень быстро перешла из спокойного состояния в очень высокое состояние и затем, по мере ослабления рентгеновской светимости, прошла через высокое, промежуточное и низкое состояния, вернувшись в спокойное состояние (см., например, Grebenev et al., 1991b, 1992, Sunyaev et al., 1992, Ebisawa et al., 1994).

На рис. 351 показана эволюция рентгеновского спектра системы XN Mus 1991 (наблюдения группы Granat, см. Гильфанов, 1995). В спектре, полученном с 16 января по 10 февраля 1991, как раз около максимума рентгеновской вспышки, обе компоненты были представлены: и мягкая, и степенная. Уникальные наблюдения, полученные группой Granat в течение вторичной рентгеновской вспышки 12 апреля 1991 г., не показали жесткой степенной компоненты. Однако в наблюдениях 13 мая – 1 июня и 14–15 августа, полученных группой Granat, жесткая степенная компонента в рентгеновском спектре системы XN Mus 1991 была обнаружена снова.

Спектр XN Mus 1991 в это время имел почти степенную форму во всем рентгеновском диапазоне (3–30 кэВ) с фотонным индексом $\sim 2{,}2$, а мягкая рентгеновская компонента была очень слабой.

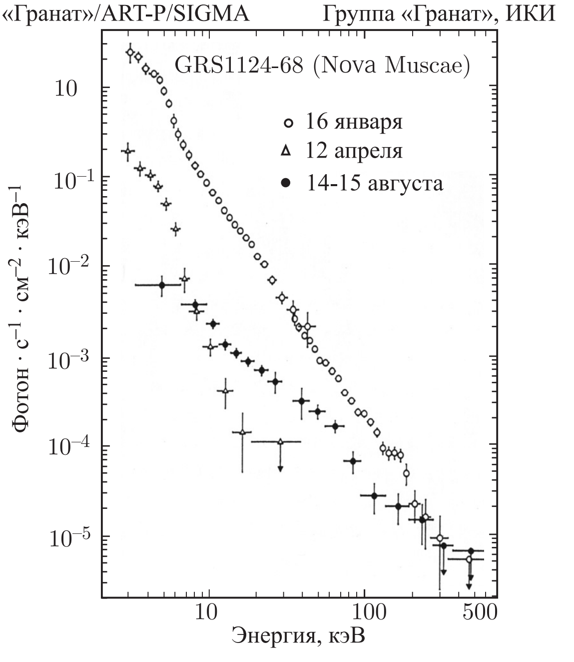


Рис. 351. Широкополосные рентгеновские спектры рентгеновской новой XN Mus 1991 в различных спектральных состояниях. Данные получены группой Р. А. Сюняева на телескопе ART-P и SIGMA орбитальной обсерватории «Гранат»

Наблюдения на орбитальной обсерватории «Гранат» выполнены в очень широком спектральном диапазоне (0,3 кэВ–1 МэВ), поэтому этой группе (Р. А. Сюняев и др.) удалось получить детальную информацию о поведении системы XN Mus 1991 в различных спектральных областях.

1. Максимум рентгеновской светимости системы XN Mus 1991 в жестком диапазоне рентгеновского спектра был, достигнут раньше, чем в стандартном диапазоне (0,5–10 кэВ). Из наблюдений в стандартном рентгеновском диапазоне известно, что мягкая компонента (1–20 кэВ) монотонно возрастала от 1 mCrab 8–9 января 1991 г. до ~ 7 mCrab 16 января 1991 г. и затем начала уменьшаться по экспоненциальному закону с характерным для мягкой компоненты временем ~ 30 дней (Makino et al., 1991). В то же время в жестком диапазоне (40–70кэВ) рентгеновская светимость XN Mus 1991 достигла максимума 9–10 января ($\sim 1{,}5$ mCrab), затем упала до 0,3–0,4 mCrab 16–17 января и была почти постоянна в течение следующего месяца наблюдений.

2. Рентгеновский поток XN Mus 1991 в жестком рентгеновском диапазоне уменьшался более медленно, чем поток в стандартном диапазоне. В течение 130 дней жесткий рентгеновский поток уменьшился в 4,2 раза, в то время, как поток в стандартном диапазоне упал в 30–40 раз. Следовательно, в жестком диапазоне экспоненциальное падение рентгеновского потока с характерным временем 30 дней (как это имело место в стандартном диапазоне) не наблюдалось.

3. Около вторичного максимума рентгеновской кривой блеска XN Mus 1991 (спустя 60–80 дней с момента первичного максимума) рентгеновский поток был переменен в обоих диапазонах — и в стандартном, и в жестком. При этом изменения мягкой компоненты рентгеновского потока не коррелировали с изменениями жесткой компоненты. В мягком диапазоне (1–10кэВ) было обнаружено плавное, монотонное уменьшение рентгеновского потока (Tanaka et al., 1991, Grebenev et al., 1991b, 1992), а в жестком диапазоне наблюдались сильные иррегулярные изменения (амплитудой до двух раз) на характерных временах в несколько часов. Иногда жесткая компонента рентгеновского спектра почти исчезала.

Форма рентгеновского спектра в мягком диапазоне у рентгеновских новых обычно хорошо описывается суперпозицией чернотельных спектров с разными температурами (Shakura and Sunyaev, 1973). Согласно данным, полученным с орбитальной обсерватории Ginga (Tanaka, 1989, Ebisava et al., 1994) эволюция мягкой компоненты спектра в рамках модели чернотельно излучающего диска с переменной по радиусу температурой (Shakura and Sunyaev, 1973) соответствует экспоненциальному убыванию характерной температуры диска (отражающей падение темпа аккреции) при почти постоянном внутреннем радиусе аккреционного диска.

Согласно результатам группы Сюняева (см., например, Сюняев и др., 1988, 1991б), важным параметром, определяющим свойства рентгеновской новой, является отношение наблюдаемого темпа аккреции $\dot{M}_{\rm obs}$ (определяемого по рентгеновской светимости) к критическому темпу аккреции $\dot{M}_{\rm crit}$, соответствующему эддингтоновскому пределу. Формирование нетеплового степенного спектра в рентгеновских новых может быть связано с вязкой и тепловой неустойчивостью в диске (см., например, Lightman, 1974, Shakura and Sunyaev, 1976, Piran, 1978). Предполагается, что из-за действия этих неустойчивостей аккреционный диск становится оптически тонким (Luo and Liang, 1994) или у него развивается горячая корона (Bisnovatyi-Kogan and Blinikov, 1977, Done et al., 1992) или формируются оптически толстые облака, обеспечивающие комптонизацию излучения (Sunyaev et al., 1991b, 1993, Titarchuk, 1994); все эти факторы могут объяснить формирование наблюдаемых степенных рентгеновских спектров для рентгеновских новых. Более подробно с проблемами формирования спектров рентгеновских новых в свете отмеченных теоретических моделей можно ознакомиться в обзоре (Nowak, 1995). Подчеркивается, что к настоящему времени ни одна модель в отдельности не может описать весь диапазон наблюдательных проявлений рентгеновских новых с черными дырами.

г) Рентгеновские и оптические кривые блеска во время вспышки. В обзоре (Chen et al., 1997) приведена детальная информация о всех известных вспышках рентгеновских новых. Наиболее общим свойством рентгеновских кривых блеска рентгеновских новых во время вспышки является быстрый подъем рентгеновской светимости, сопровождающийся последующим экспоненциальным спадом. Для канонических рентгеновских кривых блеска рентгеновских новых используется обозначение FRED (аббревиатура выражения «fast rise and exponential decay»). Однако среди кривых блеска рентгеновских новых имеется большое разнообразие и наблюдается много пекулярностей. В обзоре (Chen et al., 1997) выделено 8 типов рентгеновских кривых блеска для рентгеновских новых:

1a — обозначается как F (FRED)

1b — F′ — (возможный FRED: наблюдается экспоненциальный спад, но нет данных о фазе быстрого подъема)

2 — T — (треугольная вспышка, подъем длительностью более, чем 1/3 времени спада)

3a — Ps — (короткое плато: плоская непродолжительная вершина, менее 30 дней)

3b — Pl — (длинное, более 30 дней плато в максимуме блеска)

4 — V — (несколько стадий спада рентгеновской светимости).

5 — M — (вспышка содержит много пиков примерно одинаковой величины).

Неопределенная — U.

Большинство ($\sim 50\%$) рентгеновских кривых блеска у рентгеновских новых принадлежат к типу 1a (FRED) и 1b (возможная FRED). Следует подчеркнуть, что даже для индивидуальной повторной рентгеновской новой могут наблюдаться кривые блеска разных типов. Например:

Система 1543-47 (рентгеновская новая с черной дырой): наблюдаются вспышки типов F, F′, T, M, Ps и Pl.

Система 1908+005 (рентгеновская новая с нейтронной звездой): наблюдаются вспышки типов F, T и Ps.

Наилучшие экземпляры кривых блеска типа 1a(FRED) показывают рентгеновские новые A0620-00, 1124-683, 2000+25, J0422+32 (все эти системы содержат черные дыры). Рисунок 352 иллюстрирует сказанное.

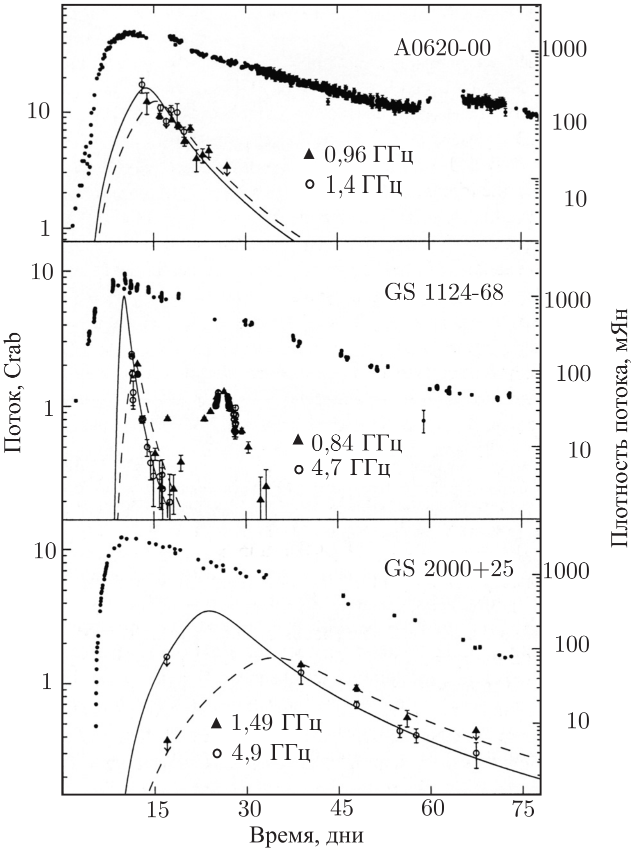


Рис. 352. Рентгеновские и радио кривые блеска рентгеновских новых с черными дырами A0620-00 (вверху), GS 1124-68 (в середине) и GS 2000+25 (внизу). Сплошные и пунктирные линии — теоретические кривые, рассчитанные в модели синхротронно излучающего облака (Hjellming et al., 1988, Ball et al., 1995). (Из работы Kuulkers et al., 1999)

Примеры рентгеновских кривых блеска типа FRED, T, P, V, M даны в обзорах (Chen et al., 1997, Tanaka and Shibazaki, 1996) (см. также рис. 353, заимствованный из работы Hynes et al., 1998).

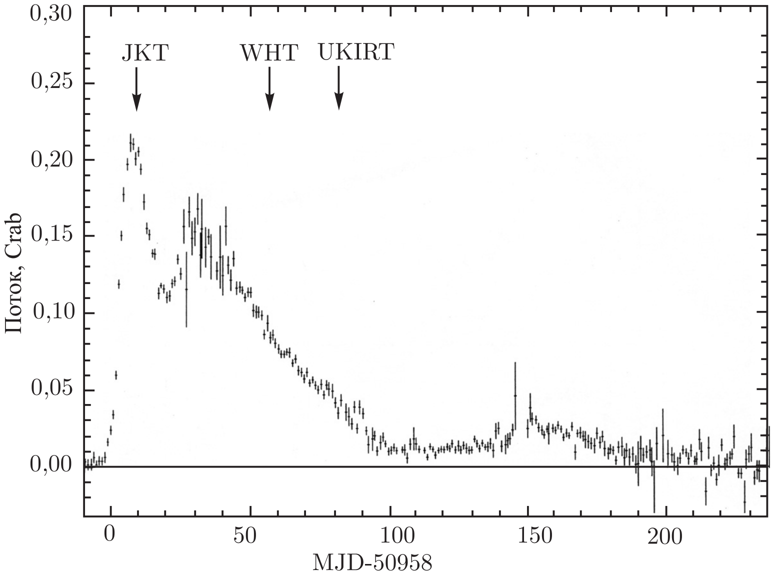


Рис. 353. Рентгеновская кривая блеска транзиентной рентгеновской двойной системы XTEJ2012+381, полученная группой RXTE/ASM (Hynes et al., 1998). Минивспышка произошла примерно через 145 суток после первого детектирования этого транзиента на RXTE (Remillard et al., 1998)

На рентгеновских кривых блеска типа FRED наблюдается быстрый подъем и экспоненциальный спад рентгеновского потока (см. рис. 352); спустя 100–150 дней с момента начала вспышки, может наблюдаться вторичный максимум. В треугольных кривых блеска время подъема подобно времени спада. Из-за сравнительно малого динамического диапазона неясно, являются ли участки подъема и спада рентгеновского потока экспоненциальными или линейными. На рентгеновских кривых блеска с плато наблюдаются продолжительные участки с почти постоянной светимостью. Обычно после короткого или длинного плато наблюдается квазиэкспоненциальный спад, но в некоторых особых случаях очень продолжительное плато кончается резким спадом; в соответствующих оптических кривых блеска плато не наблюдалось. В рентгеновских кривых блеска с несколькими стадиями спада общий профиль спада рентгеновского потока состоит из нескольких субпрофилей со сложной структурой. В многопиковых рентгеновских кривых блеска, которые наблюдаются в весьма редких случаях, наблюдается несколько последовательных подобных вспышек. Многопиковая структура видна как в мягком, так и в жестком диапазонах рентгеновского спектра. В обзоре (Chen et al., 1997) отмечается, что некоторые рентгеновские кривые блеска обнаруживают предвестники и вторичные максимумы, наложенные на канонический профиль. Во время быстрого подъема рентгеновской светимости некоторые вспышки обнаруживают слабый пик — предвестник, перед главным пиком (например, системы 1524-62, 0620-00). С другой стороны, в отдельных случаях как рентгеновская, так и оптическая кривые блеска обнаруживают вторичные максимумы или серию сравнительно высокоамплитудных «минивспышек» (например, J0422+32 в оптическом диапазоне). Форма рентгеновских кривых блеска, вообще говоря, зависит от энергетического диапазона, при этом большая переменность и меньшая однородность наблюдается в жестком рентгеновском диапазоне ($h\nu > 10$ кэВ), по сравнению с мягким. Однако следует подчеркнуть, что ни одна из особенностей рентгеновской кривой блеска не принадлежит исключительно какому-либо одному диапазону энергий. Важно также отметить, что один и тот же тип рентгеновской кривой блеска во время вспышки может наблюдаться как для рентгеновских новых с черными дырами, так и для рентгеновских новых с нейтронными звездами.

Ряд оптических кривых блеска для рентгеновских новых во время вспышки приведен в работах Горанского и др. (1996) и Chen et al. (1997). Большинство из оптических кривых блеска может быть классифицировано как FRED или возможный FRED. Несколько оптических кривых блеска, взятых из работы Горанского и др. (1996) представлены на рис. 354–356. Положение некоторых рентгеновских новых во время вспышки на двухцветной диаграмме $(U–B)–(B–V)$ (Горанский и др., 1996)

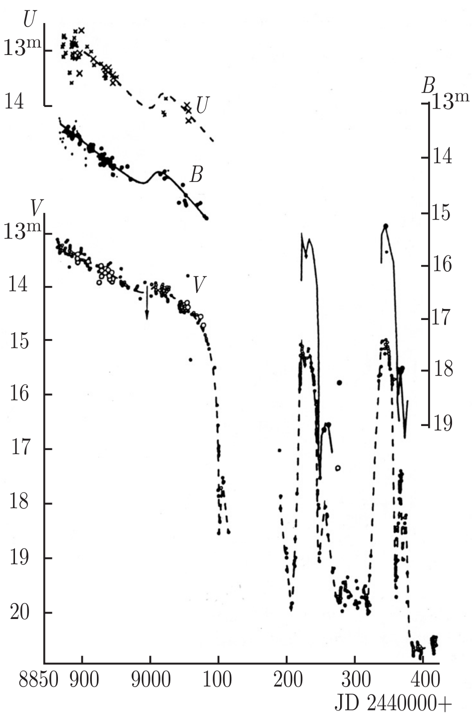


Рис. 354. Оптические UBV-кривые блеска рентгеновской новой с черной дырой GROJ0432+32=V518Per (Горанский и др., 1996)

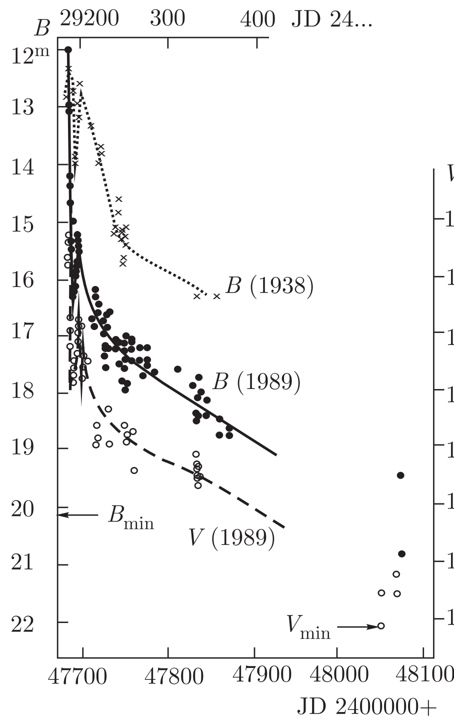


Рис. 355. Оптические BV-кривые блеска рентгеновской новой с черной дырой GS 2023+338=V 404 Cyg в 1938 и 1989 годах (Горанский и др., 1996). Показаны также уровни минимального блеска в фильтрах B и V ($B_{\min}$ и $V_{\min}$)

позволяет заключить, что цвета рентгеновских новых в максимуме вспышки (после коррекции за межзвездное поглощение) не соответствуют цветам звезд, а могут соответствовать степенному или чернотельному спектру, соответствующему оптическому излучению аккреционного диска.

Вспышки в рентгеновском и радио диапазонах наблюдались для рентгеновских новых с черными дырами GRO J1655-40 и GRS 1915+105. Для этих рентгеновских новых после рентгеновских вспышек наблюдались радиовспышки, которые связаны с выбросом вещества и формированием коллимированных релятивистских джетов. История вспышки рентгеновской новой GRO J1655-40 с 1994 по1995 гг. была описана в работе Tavani et al. (1996). Авторы отметили что имеется сильное различие между вспышками 1994 г., которые сопровождались радиовспышками и релятивистским джетом с видимыми сверхсветовыми движениями облаков в джете (Tingay et al., 1995, Hjellmig and Rupen, 1995), и вспышками 1995 г., по рентгеновскому потоку похожими на вспышки 1994 г., но без радиовспышек. Оказалось, что и оптические вспышки, не всегда сопровождают рентгеновские вспышки (Orosz et al., 1995). После спокойного состояния с конца 1995 г. до начала 1996 г. GRO J1655-40 снова вошла в состояние вспышки в конце апреля 1996 г. (Remillard et al., 1996). Подъем оптического блеска, опережающий подъем рентгеновской светимости в системе GRO J1655-40 на 6 дней был обнаружен в работе (Orosz et al., 1997) по данным спутника RXTE. В работе (Hynes et al., 1998) опубликованы результаты многоволновых (оптика и ультрафиолет) наблюдений GRO J1655-40 в течение вспышки 1996 г. Составные спектры в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах, полученные с борта космического телескопа Хаббла и на 3,9 метровом телескопе Англо-Австрийской обсерватории представлены на рис. 357. Кривые блеска вспышки 1996 г. системы GRO J1655-40 от рентгеновского до оптического диапазона представлены на рис. 358. Эта вспышка сильно отличалась от вспышек других рентгеновских транзиентов и от предыдущих вспышек этой системы. В данном случае сценарий рентгеновской активности в жестком диапазоне развивался очень медленно, в течение нескольких месяцев, причем вспышка в жестком диапазоне обнаружила запаздывание относительно вспышки в мягком диапазоне, а вспышка в мягком рентгеновском диапазоне, в свою очередь, запаздывала относительно вспышки в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах. Согласно Hynes et al. (1998), эти особенности вспышки не согласуются со стандартной моделью неустойчивости диска для мягких рентгеновских транзиентов, а также

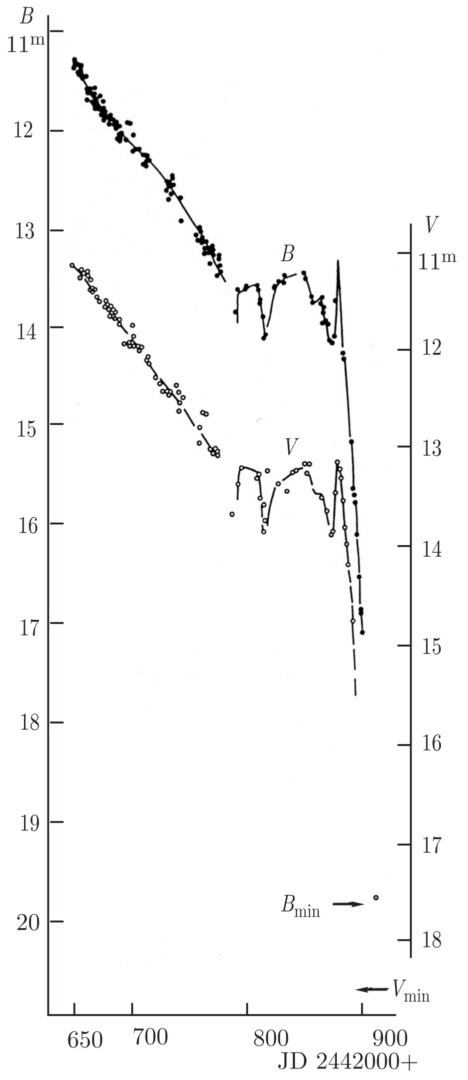


Рис. 356. Оптические B-, V-кривые блеска рентгеновской новой с черной дырой A0620-00=V616Mon (Горанский и др., 1966). Представлены также уровни минимального блеска

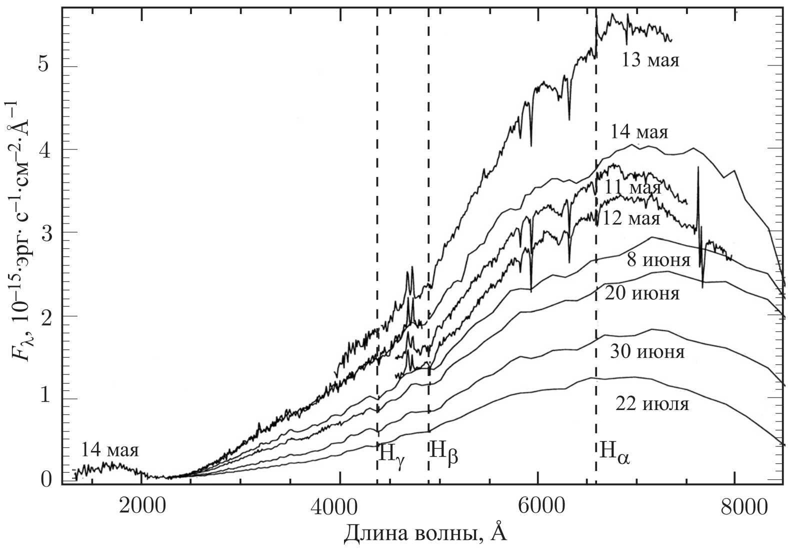


Рис. 357. Составные спектры в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах рентгеновской новой с черной дырой GRO J1655-40 (Hynes et al., 1998)

не согласуется с представлением о том, что оптическая кривая блеска обусловлена переработкой в диске рентгеновского излучения центрального источника. Исправленные за межзвездное поглощение оптический и ультрафиолетовый спектры системы GRO J1655-40 во время вспышки 1996 г. показывают компоненту, доминирующую в оптическом диапазоне, и только в ультрафиолетовом диапазоне спектра имеет место зависимость интенсивности излучения, пропорциональная $\nu^{1/3}$, что характерно для спектра аккреционного диска. В дополнение к заметной эмиссионной линии He II 4686 Å, в оптическом ультрафиолетовом спектре системы GRO J1655-40 во время вспышки 1996 г. наблюдались Боуэновские флуорецентные линии NIII и OIII, а также ультрафиолетовые резонансные линии SiIII1302 и CIV1549, имеющие профили типа PCyg. Профили типа PCyg могут быть интерпретированы в модели ветра, истекающего из аккреционного диска. Hynes et al (1998) обсуждают модель вспышки, в которой вспышка включается за счет действия тепловой волны в диске, что вызывает сначала увеличение оптической — ультрафиолетовой светимости внешних частей диска, а затем, когда тепловая волна доходит до внутренних частей диска, наблюдается увеличение рентгеновской светимости диска.

Подобная «outside-in» (идущая снаружи во внутрь) вспышка рентгеновской новой с нейтронной звездой AqlX-1 наблюдалась в августе 1997 г. в работе (Shahbaz et al., 1998a). В данном случае наблюдалось трехдневное запаздывание времени подъема на кривой блеска в рентгеновском диапазоне относительно времени подъема на инфракрасной кривой блеска; авторы интерпретируют эту особенность в модели, когда тепловая неустойчивость во внешних частях диска распространяется в его внутренние части.

Оптические спектры рентгеновской новой GRO J0422+32 (V518Per) в течение минивспышки в декабре 1993 г. были получены в работе (Casares et al., 1996). Двугорбые эмиссионные линии H_α и He II 4686 Å, характерные для вращающегося аккреционного диска, наблюдаются в спектре системы на этой стадии активности. Сложный профиль эмиссии He II 4686 Å обнаруживает S-волну в изменениях лучевых скоростей с полуамплитудой ~ 775 км/с. Лучевые скорости и эквивалент-

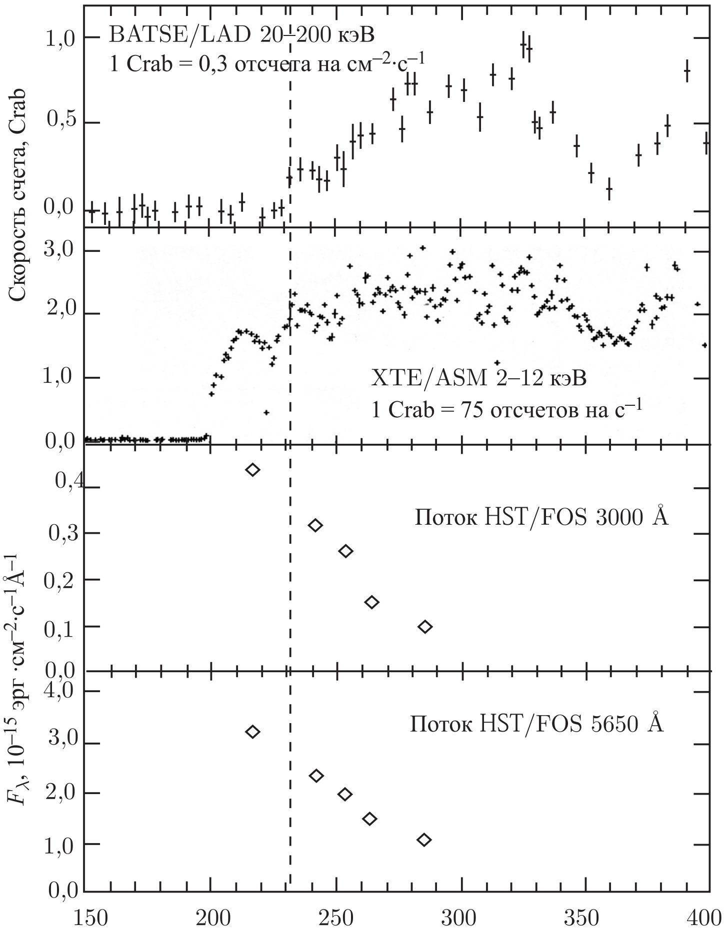


Рис. 358. Рентгеновские и оптические кривые блеска системы GRO J1655-40 во время вспышки 1996 года (Hynes et al., 1998)

ные ширины всех эмиссионных линий показывают сильную модуляцию с периодом $0{,}2127^d \pm 0{,}0013^d$, величина которого близка к фотометрическому периоду $0{,}2121^d$, измеренному как во время этой минивспышки, так и во время основной вспышки.

д) Рентгеновское излучение во время спокойного состояния. Впервые рентгеновское излучение в спокойном состоянии рентгеновской новой было обнаружено в работе (van Paradijs et al., 1987) для системы Cen X-4 с бортов рентгеновских обсерваторий Einstein и Exosat на уровне (4–8)$\cdot 10^{32}$ эрг/с в диапазоне (0,5–4,5 кэВ). Наблюдать рентгеновское излучение от рентгеновских новых в спокойном состоянии — трудная задача, поскольку оно весьма слабо. Согласно данным обсерваторий Rosat и Asca (van Paradijs et al., 1987, Verbunt et al., 1994, Asai et al., 1996a,b, 1988, Narayan et al., 1997a,b, Campana et al., 1997), рентгеновские светимости в спокойном состоянии рентгеновских новых лежат в диапазоне 10^{31}–10^{33} эрг/с и даже меньше. Спектры рентгеновского излучения в спокойном состоянии очень мягкие (хотя некоторые источники имеют жесткие «хвосты») и могут быть аппроксимированы чернотельным спектром с температурой порядка $kT = 0{,}3$ кэВ. Природа этого очень мягкого рентгеновского излучения в спокойном состоянии рентгеновских новых не вполне ясна.

Приведем несколько примеров рентгеновских новых, у которых удалось зарегистрировать рентгеновское излучение в спокойном состоянии.

Системы с нейтронными звездами:

1455-31 (Cen X-4); L_x^q (0,5 – 10 кэВ) = (2–3) · 10^{32} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999).

1608-522 (QXNor); L_x^q (0,5–10 кэВ) = (1–5) · 10^{33} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999)

1730-355 (Papid Burster); L_x^q (0,5–10 кэВ) = (0,7–11) · 10^{33} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999)

1908+005 (AqlX-1); L_x^q (0,5–10 кэВ) = (1–5) · 10^{33} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999)

0748-676 (UY Vol); L_x^q (0,4–10 кэВ) $\sim 10^{33}$ эрг/с (Parmar et al., 1986a,b, Chen et al., 1997)

Системы с черными дырами:

2023+338 (V404Cyg); L_x^q (0,5–10 кэВ) = (1–3) · 10^{33} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999)

J1655-40 (XNSco1994); L_x^q (0,5–10 кэВ)=(2–4)·10^{32} эрг/с (Asai et al., 1998, Tanaka, 1999)

A0620-00 (V616Mon); L_x^q (2–2,4 кэВ) $\simeq 6 \cdot 10^{30}$ эрг/с (McClintock et al., 1995), L_x^q (0,5–10 кэВ) $< (5–8) \cdot 10^{30}$ эрг/с (Asai et al., 1998).

Для большинства рентгеновских новых с черными дырами в спокойном состоянии измеряется лишь верхний предел рентгеновского потока. Сравнительно большие «спокойные» рентгеновские светимости для двух рентгеновских новых с черными дырами (GS 2023+338 и GRO J1655-40, $L_x^q \simeq 10^{32}–10^{33}$ эрг/с) могут быть связаны с тем фактором, что обе эти системы имеют в качестве оптических спутников проэволюционировавшие звезды (K0IV и F(3–6)IV соответственно), которые заполняют свои полости Роша. Это может обеспечивать больший темп поступления вещества в аккреционный диск, по сравнению с другими рентгеновскими новыми с черными дырами, в которых оптическими компаньонами являются звезды главной последовательности.

Asai et al. (1998), реализовали специальную программу исследований в рентгеновском диапазоне ряда рентгеновских новых в спокойном состоянии с борта обсерватории Asca (диапазон 0,5–10 кэВ). Были исследованы четыре рентгеновские новые с нейтронными звездами (X1608-52, Papid Burster, Cen X-4 и AqlX-1), шесть рентгеновских новых с черными дырами (A0620-00, GS2223+338, GS 1124-68, GS 2000+25, GRO J1655-40, H1705-250), а также три рентгеновские новые с возможными черными дырами (GX339-4, X1543-475, A1524-62). Было показано, что рентгеновские светимости наблюдаемых рентгеновских новых с нейтронными звездами в спокойном состоянии $L_x^q = 10^{32}–10^{33}$ эрг/с, в то время как для большинства рентгеновских новых с черными дырами величины L_x^q систематически меньше; для большинства из них удалось измерить лишь верхние пределы $L_x^q < 10^{32}$ эрг/с. Наблюдаемые и теоретические спектры рентгеновского излучения для рентгеновской новой с нейтронной звездой AqlX-1 и рентгеновской новой с черной дырой GS 2023+338 в спокойном состоянии, взятые из работы Asai et al (1998), представлены на рис. 359. Для описания этих спектров использовалась простая модель чернотельного или степенного спектра (или их комбинации). Соответствующая чернотельная температура лежит в диапазоне $kT = 0{,}13–0{,}30$ кэВ (для нейтронных звезд), а соответствующий фотонный индекс в степенной модели спектра лежит в диапазоне 1,9–2,3 для нейтронных звезд и 0,7–1,7 для черных дыр.

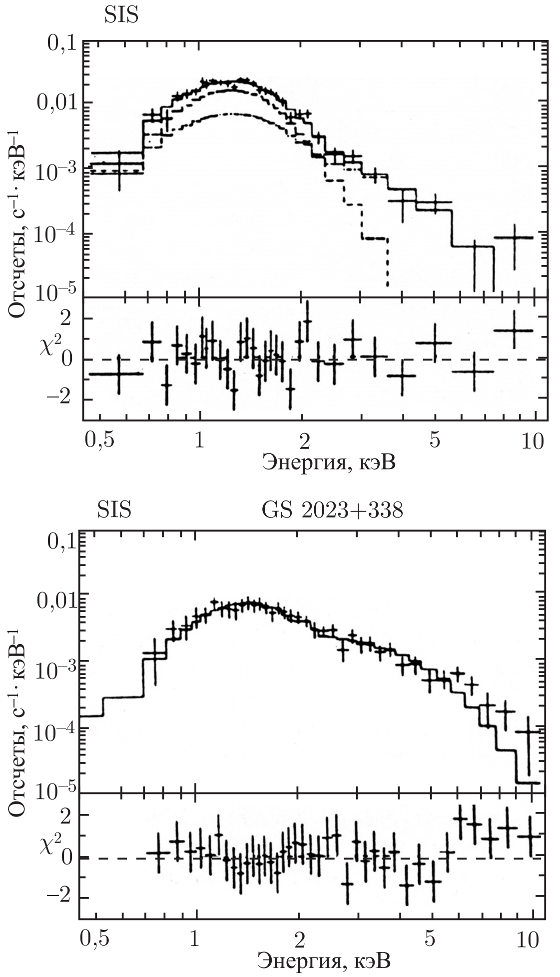


Рис. 359. Наблюдаемые и модельные теоретические рентгеновские спектры рентгеновской новой с нейтронной звездой Nova Aql X-1 (4U1908+005) (вверху) и рентгеновской новой с черной дырой GS 2023+338 (внизу) в спокойном состоянии (Asai et al., 1998). Модельные спектры соответствуют чернотельному и степенному спектру для Aql X-1 и степенному спектру для GS 2023+338 (Asai et al., 1998)

Как было отмечено в работе (Tanaka, 1999), наблюдаются систематические различия в «спокойных» рентгеновских спектрах для нейтронных звезд и черных дыр. Спектры ряда рентгеновских новых с нейтронными звездами в спокойном состоянии (например, Cen X-4, AqlX-1) показывают очень мягкую компоненту ($kT \simeq 0{,}13$–$0{,}30$ кэВ) и жесткий степенной «хвост» ($\alpha \simeq 1{,}9$–$2{,}3$); общая светимость жесткой компоненты в диапазоне 0,5–10 кэВ сравнима со светимостью мягкой компоненты. Некоторые рентгеновские новые с нейтронными звездами (например, X1608-522) также показывают очень мягкую компоненту, в то время как жесткий степенной «хвост» незначителен, хотя и не исключается. С другой стороны, рентгеновские новые с черными дырами в спокойном состоянии (например, GS 2023+338, GRO J1655-40) показывают в своих рентгеновских спектрах жесткий степенной «хвост» ($\alpha = 0{,}7$–$1{,}7$), подобный тому, который наблюдается в системах с нейтронными звездами Cen X-4 и AqlX-1, но без мягкой компоненты.

Низкая светимость в спокойном состоянии для рентгеновских новых обычно объясняется в рамках модели оптически тонкого адвекционно-доминированного двухтемпературного диска, в которой подавляющая часть тепловой и кинетической энергии аккрецирующего вещества, запасенная в тяжелых ионах, адвектируется (уносится с потоком газа) в релятивистский объект, не успевая выделить значительное рентгеновское излучение (см., например, Narayan et al., 1997). Однако, согласно работе (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1997), влияние омического нагрева в аккреционном потоке, имеющем равнораспределенные магнитные поля, приводит к тому, что греются не только тяжелые ионы, но и легкие электроны, эффективно излучающие тепловую энергию, что приводит к высокой эффективности преобразования аккреционной энергии газа в радиацию, близкой к единице (см., также обзор, Bisnovatyi-Kogan, 1999). Наблюдаемое систематическое различие в рентгеновских светимостях рентгеновских новых с нейтронными звездами и черными дырами в спокойном состоянии качественно может быть объяснено в рамках модели адвекционно-доминированного диска (Narayan et al., 1966, 1997). Однако имеется количественное расхождение: согласно этой модели, рентгеновские новые с нейтронными звездами должны иметь много большие «спокойные» светимости, чем рентгеновские новые с черными дырами и достигать значений $L_x^q \simeq 10^{35}$–10^{36} эрг/с, поскольку в случае нейтронной звезды адвектируемая энергия выделяется в пограничном слое на ее поверхности, а в случае черной дыры, у которой нет поверхности, вся адвектируемая энергия уносится с потоками газа под горизонт событий. Однако такая высокая рентгеновская светимость у рентгеновских новых с нейтронными звездами в спокойном состоянии не наблюдается. Как отмечено в работе (Asai et al., 1998) аккреция вещества на нейтронную звезду может быть подавлена за счет действия «эффекта пропеллера» в случае быстро вращающейся нейтронной звезды с магнитным полем. Однако, поскольку радиус Альфвеновской поверхности по крайней мере на порядок больше, чем радиус последней устойчивой орбиты, в случае действия «эффекта пропеллера» гравитационное энерговыделение и, соответственно, рентгеновская светимость аккрецирующей нейтронной звезды у рентгеновской новой в спокойном состоянии должны быть систематически ниже (но не выше), чем в случае черной дыры (Tanaka and Shibazaki, 1996). Поэтому природа рентгеновского излучения в спокойном состоянии у рентгеновских новых с нейтронными звездами и черными дырами остается неясной.

Согласно выводам работы (Tanaka and Shibazaki, 1996), независимо от конкретной структуры диска, имеются основания предполагать, что темп аккреции вещества через внутренний радиус аккреционного диска в спокойном состоянии много меньше, чем темп аккреции, оцененный по данным оптического диапазона (и соответствующий внешнему радиусу диска). Это приводит к неизбежному выводу о том, что в спокойном состоянии у рентгеновских новых происходит накопление вещества во внешних частях аккреционного диска. Такое накопление вещества в нестационарном аккреционном диске может происходить в результате уменьшения α-параметра или вследствие полного подавления турбулентности в диске. Такая «ламинаризация» аккреционного диска была рассмотрена в работе Бисноватого-Когана и др. (1978) как причина выключения эффекта рентгеновского прогрева, наблюдаемого в рентгеновской двойной системе HerX-1.

Очень мягкая рентгеновская компонента с температурой чернотельного излучения $kT \sim 0{,}2$–$0{,}3$ кэВ (Asai et al., 1998, Verbunt et al., 1994) наблюдается в рентгеновских спектрах всех нейтронных звезд в рентгеновских новых в спокойном состоянии. Согласно выводам Asai et al. (1998) эта очень мягкая компонента у нейтронных звезд в спокойном состоянии, скорее всего, представляет собой излучение, идущее из магнитных полюсов аккрецирующей нейтронной звезды. Диапазон наблюдаемых светимостей очень мягкой компоненты весьма узок, составляет всего лишь один порядок величины. Вопрос о том, почему процесс падения вещества на магнитные полюса быстро вращающейся нейтронной звезды так хорошо регулируется, остается открытым. Подробнее с выводами о природе «спокойного» рентгеновского излучения в рентгеновских новых с нейтронными звездами и черными дырами можно ознакомиться в обзоре (Tanaka and Shibazaki, 1996). Недавно в работе (Pszota et al., 2008) были выполнены исследования рентгеновского излучения в спокойном состоянии рентгеновских новых с черными дырами GRO J1655-40, XTEJ1550-564 и V 404 Cyg с борта рентгеновской обсерватории XMM-Newton (см. также работы Kong et al., 2002, Hameury et al., 2003). Соответствующие рентгеновские спектры приведены на рис. 360. Цель работы (Pszota et al., 2008) состояла в том, чтобы выяснить природу рентгеновского излучения в спокойном состоянии: либо это излучение аккреционного потока в режиме радиативной неэффективности, либо это излучение джетов. Было показано, что высокоточные рентгеновские спектры имеют степенной вид в случае систем GRO J1655-40 и V 404 Cyg. Эти спектры значительно отличаются от спектров рентгеновского излучения, формирующегося в аккреционном потоке с низкой радиативной эффективностью и хорошо соответствуют рентгеновскому излучению от джетов со степенным спектром распределения

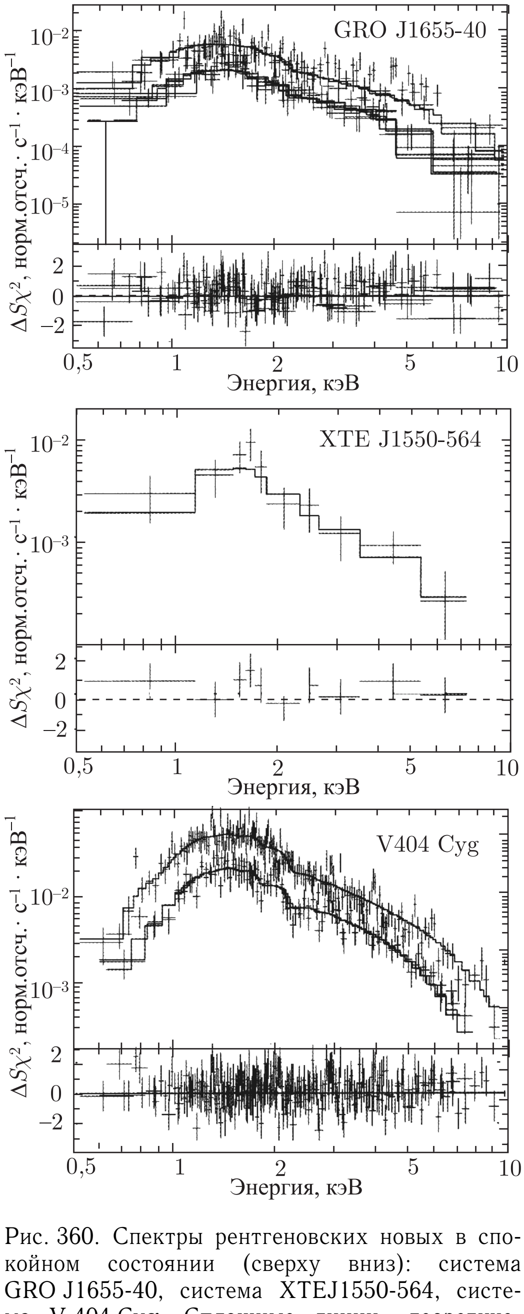


Рис. 360. Спектры рентгеновских новых в спокойном состоянии (сверху вниз): система GRO J1655-40, система XTEJ1550-564, система V 404 Cyg. Сплошные линии — теоретические модельные спектры. (Из работы Pszota et al., 2008)

энергий излучающих электронов. В случае системы XTEJ1550-564, из-за более низкой точности рентгеновского спектра не удается сделать однозначное заключение о природе рентгеновского излучения в спокойном состоянии.

е) Оптическое излучение в спокойном состоянии. Светимость аккреционных дисков в рентгеновских новых с нейтронными звездами и черными дырами в спокойном состоянии в оптическом — инфракрасном диапазонах спектра составляет порядка 10^{32} эрг/с (Tanaka and Shibazaki, 1996), и близка по порядку величины к светимости в рентгеновском диапазоне в этом состоянии. Наблюдения с борта космического телескопа Хаббла рентгеновской новой с черной дырой GRO J0422+32 в спокойном состоянии (Hynes and Haswell, 1999) позволили выполнить ультрафиолетовую и оптическую спектрофотометрию этой системы перед самым началом спокойного состояния, сразу после вспышки. Спектр аккреционного диска в диапазоне от 2500 Å до 9000 Å может быть хорошо описан моделью синхротронного излучения с самопоглощением (но не чернотельным спектром) с наложенными на него эмиссионными линиями H_α, H_β, $MgII\lambda 2798$ Å, которые обусловлены либо корональными областями над геометрически тонким аккреционным диском, либо вызваны процессом испарения диска и превращением его в адвекционный поток. В грубой чернотельной модели средняя температура ультрафиолетовой радиации от диска составляет ~ 7600 K, но ультрафиолетовое излучение от диска более сконцентрировано в ультрафиолетовом диапазоне, чем чернотельное излучение и имеет тенденцию перехода к степенному спектру на коротких длинах волн. Наблюдения системы GRO J0422+32 (Hynes and Haswell, 1999) показывают подобие с другими рентгеновскими двойными с черными дырами в спокойном состоянии, в частности с системой A0620-00 (Narayan et al., 1996, 1997). В обоих случаях наблюдаемый оптический — ультрафиолетовый спектр аккреционного диска не может быть описан моделью черного тела (см. рис. 361), но лучше описывается синхротронным спектром с самопоглощением, что по-видимому

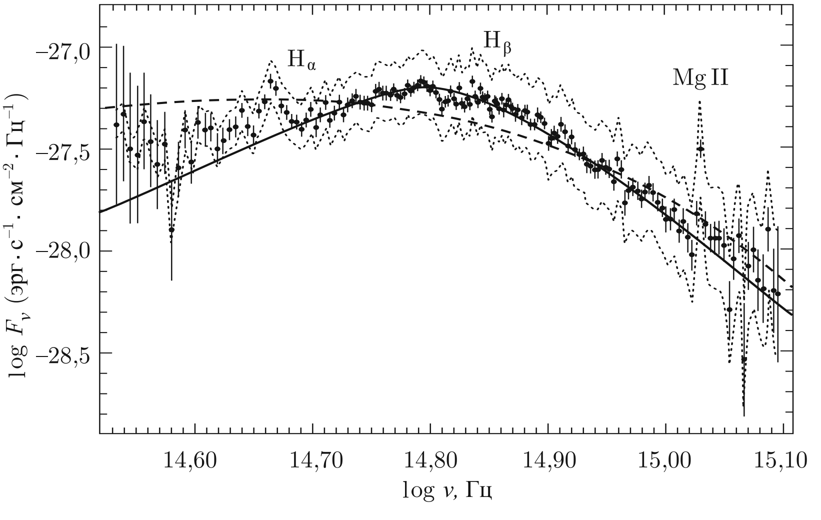
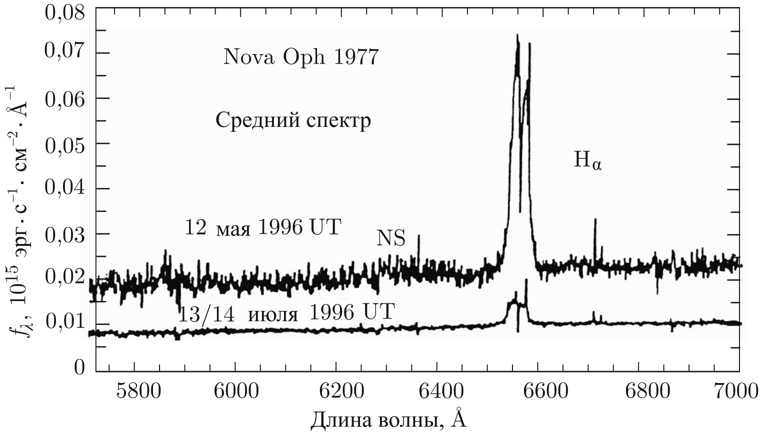


Рис. 361. Исправленный за межзвездное поглощение спектр аккреционного потока в рентгеновской новой с черной дырой GRO J0422+32 в спокойном состоянии, полученный в работе (Hynes and Haswell, 1999). Точки соответствуют наблюдениям, обработанным с избытком цвета $E(B-V) = 0{,}3$. Пунктирная линия — наилучшая аппроксимация наблюдаемого спектра излучением абсолютно черного тела. Сплошная линия соответствует синхротронному спектру с самопоглощением. (Из работы Hynes and Haswell, 1999)

связано либо с наличием намагниченной короны над диском, либо с адвекционным потоком. Спектр аккреционного потока в системе GRO J0422+32 представлен широкими эмиссионными линиями H_α, H_β и MgIIλ2798 Å, так же, как это имеет место в системе A0620-00 в спокойном состоянии, при этом ширина эмиссионной линии MgII порядка 2000 км/с. Из подобия этих наблюдаемых характеристик для нескольких рентгеновских новых с черными дырами следует подобие аккреционных потоков.

Оптические и инфракрасные наблюдения рентгеновских новых в спокойном состоянии представлены во многих статьях, поскольку из этих данных получаются динамические оценки масс нейтронных звезд и черных дыр (см., например, обзор, Cherepashchuk, 2003 и ссылки в нем).

Оптический — инфракрасный спектр рентгеновских новых в спокойном состоянии состоит из континуума и линий поглощения оптической M–B-звезды, а также сильных и широких (полная ширина на половинной интенсивности FWHM $\simeq$ 2000 км/с) эмиссионных линий H_α, H_β, H_γ, He II 4686 Å и т. п., которые формируются в аккреционном диске вокруг релятивистского объекта (см. рис. 362). В спектрах



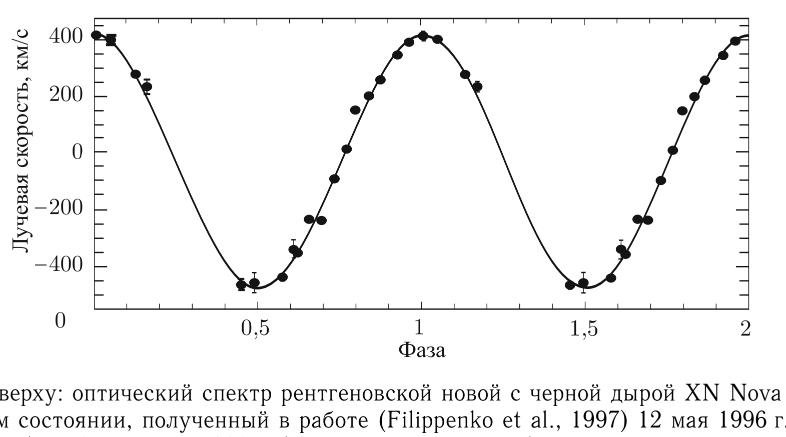


Рис. 362. Вверху: оптический спектр рентгеновской новой с черной дырой XN Nova Oph 1977 в спокойном состоянии, полученный в работе (Filippenko et al., 1997) 12 мая 1996 г. (верхняя часть рисунка) и 13–14 июля 1996 г. (нижняя часть рисунка). Видно, что, несмотря на то, что система находится в спокойном состоянии, ее оптический спектр претерпевает значительную переменность. Внизу: кривая лучевых скоростей оптической звезды в рентгеновской новой XN Nova Oph 1977, полученная в работе (Filippenko et al., 1997)

рентгеновских новых с нейтронными звездами в спокойном состоянии видны эмиссионные линии высокого возбуждения (например, He II 4686 Å) — см. например, Kato et al.(1995). В рентгеновских новых с черными дырами в спокойном состоянии эмиссионная линия He II 4686 Å значительно слабее, чем в случае рентгеновских новых с нейтронными звездами. Это согласуется с наблюдательными данными в рентгеновском диапазоне: «спокойная» рентгеновская светимость рентгеновских новых с черными дырами в среднем значительно слабее, чем в случае рентгеновских новых с нейтронными звездами. Теория формирования эмиссионных линий в оптических спектрах аккреционных дисков в рентгеновских новых была развита в работах группы Сахибуллина (Сахибуллин и др., 1998).

В некоторых рентгеновских новых в спокойном состоянии вклад аккреционного диска в общую оптическую светимость относительно велик. Например, в случае рентгеновской новой с черной дырой XNJ0422+32, содержащей M2V-звезду низкой светимости, вклад аккреционного диска в спокойном состоянии в диапазоне 6000–6500 Å составляет 65 %, а в диапазоне 6700–7500 Å этот вклад равен 48 % (Casares et al., 1995). Эти оценки были подтверждены в работе (Filippenko et al., 1995). В полосе I вклад «спокойного» аккреционного диска в системе J0422+32 составляет ~ 30 % (Beakman et al., 1997). В случае рентгеновской новой с черной дырой A0620-00 вклад «спокойного» аккреционного диска в оптическом диапазоне составляет ~ 6 % (Marsh et al., 1994, Shahbaz et al., 1994), однако согласно данным работы (McClintock et al., 1995) этот вклад для системы A0620-00 достигает ~ 55 %. Для рентгеновской новой с черной дырой GS 2023+338 вклад «спокойного» аккреционного диска в районе линии H_α составляет $\leqslant 16$ % (Casares et al., 1993), а в инфракрасном диапазоне ($\lambda = 2{,}10$–$2{,}45$ мкм) 95 % верхний предел вклада «спокойного» аккреционного диска составляет 14 % (Shahbaz et al., 1996).

Оптические вклады «спокойного» аккреционного диска систематически не различаются в случаях рентгеновских новых с черными дырами и нейтронными звездами. Например, в случае рентгеновской новой с нейтронной звездой XNA1455-31 (Cen X-4) вклад «спокойного» аккреционного диска тоже велик и в полосе V составляет ~ 30 % (Chevalier et al., 1989).

Даже в спокойном состоянии наблюдается сильная переменность оптических эмиссионных линий для некоторых рентгеновских новых. Например, оптические спектры высокого и среднего разрешения рентгеновской новой с черной дырой GRO J1655-40 (XN Sco 1994), полученные в работе (Shahbaz et al., 1999) в спокойном состоянии показали, что эмиссия H_α в этой стадии активности очень слаба (см. рис. 363). После вычитания абсорбционного спектра спутника — оптической звезды, остается только слабая и узкая линия H_α в эмиссии (эквивалентная ширина $EW = (10 \pm 0{,}5)$ Å, FWHM = 146 км/с). Эта узкая эмиссия H_α может быть связана либо с хромосферной активностью оптической звезды, или является проявлением эффекта рентгеновского прогрева оптической звезды, или связана с ярким пятном на поверхности этой звезды. В случае рентгеновской новой с черной дырой H1705-250 (XN Oph 1977), содержащей оптическую K7V звезду, вклад аккреционного диска в спокойном состоянии в полную оптическую светимость системы достигает очень большой величины (~ 70 %–90 %) в области λ 6300 Å (Filippenko et al., 1997). Хотя эта система была в спокойном состоянии, она испытывала значительную переменность: эквивалентная шина эмиссионной линии H_α с мая по июнь 1996 г. изменилась с 85 до 25 Å (см. рис. 362). Эмиссия H_α в мае 1996 г. является двугорбой, характерной для вращающегося аккреционного диска, максимумы интенсивности на профиле отстоят на 900 км/с. В то же время, профиль эмиссионной линии H_α в июле 1996 г. имеет плоскую вершину с двумя узкими эмиссионными компонентами и очень глубокой (ниже уровня континуума) центральной узкой абсорбцией. Переменность

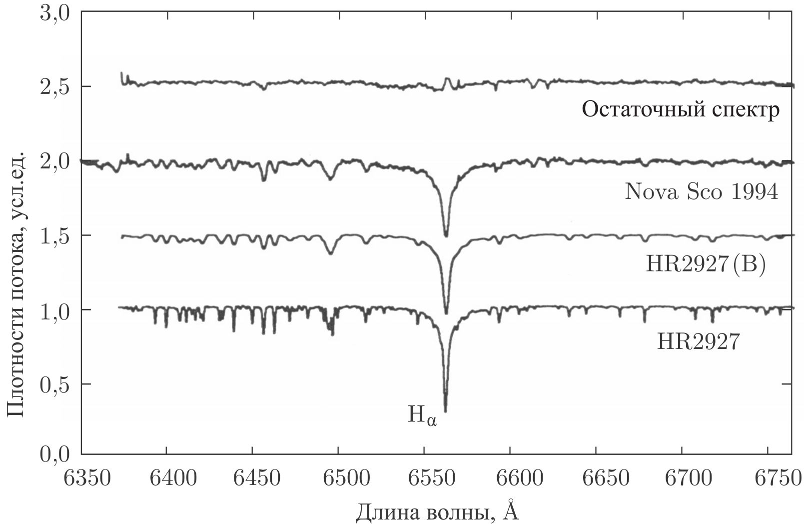


Рис. 363. Оптический спектр рентгеновской новой с черной дырой X-ray Nova Sco 1994 (GRO J1655-40), полученный в работе (Shahbaz et al., 1999) в мае–июне 1998 г., когда система была в полностью спокойном рентгеновском состоянии. После вычитания из спектра Nova Sco 1994 уширенного на 92,2 км/с спектра звезды сравнения HR2927 остаточный спектр Nova Sco 1994 (вверху) показывает только слабую и узкую эмиссионную линию H_α

профиля линии H_α в спектрах рентгеновских новых в спокойном состоянии отмечалась также в работе (Remillard et al., 1996).

В работе (McClintock and Remillard, 1999) с борта космического телескопа Хаббла были получены ультрафиолетовые спектры двух рентгеновских новых в спокойном состоянии: A0620-00 (система с черной дырой) и Cen X-4 (система с нейтронной звездой). Показано, что незвездная компонента континуума для системы с черной дырой (A0620-00) имеет явно выраженный максимум в оптике и ультрафиолете, центрированный на $\lambda \simeq 3500$ Å, в то время как в случае нейтронной звезды (система Cen X-4) незвездная компонента континуума непрерывно растет с частотой во всем оптическом ультрафиолетовом диапазоне. Незвездная компонента континуума в системе с черной дырой A0620-00 в ~ 6 раз менее интенсивна в области $\lambda 1700$ Å и в $\sim$40 раз менее интенсивна в рентгеновском диапазоне, чем в случае системы с нейтронной звездой Cen X-4. Следует подчеркнуть, что системы A0620-00 и Cen X-4 имеют близкие расстояния до наблюдателя и у них почти одинаковый темп обмена масс.

Для некоторых рентгеновских новых с черными дырами в спокойном состоянии оптические спектроскопические наблюдения обнаружили присутствие заметной резонансной линии поглощения Li I 6708 Å (см. обзор, Martin et al., 1996, и ссылки в нем). В системе с черной дырой A0620-00 линия поглощения Li 6708 Å была обнаружена в работе (Marsh et al., 1994). Также линия поглощения Li I 6708 Å была открыта в спектрах оптических звезд в рентгеновской новой V 404 Cyg, содержащей черную дыру (Martin et al., 1992) и в рентгеновской новой Cen X-4, содержащей нейтронную звезду (Martin et al., 1994). В рентгеновских новых с черными дырами GS 2000+25 и GRO J0422+32 линия поглощения лития Li I 6708 Å была открыта в работе (Filippenko et al., 1995a,b). В рентгеновской новой с черной дырой XN Mus1991 линия поглощения лития Li I 6708 Å была открыта в работе (Martin et al., 1996).

Линия Li I 6708 Å в спектре оптической звезды K4V в системе XN Mus1991 меняется с орбитальной фазой. Эта линия более сильная ($EW \sim 400$ мÅ) вблизи фазы $\varphi = 0{,}0$ (оптическая звезда повернута к наблюдателю своей непрогретой частью и находится впереди рентгеновского источника) и ослабевает ($EW \leqslant 190$ мÅ) вблизи фазы $\varphi = 0{,}5$ (видна прогретая часть звезды). Этот эффект интерпретируется как результат прогрева полусферы оптической звезды ультрафиолетовым и рентгеновским излучением аккреционного диска. Соответствующая величина обилия лития оценивается как $\lg N(\mathrm{Li}) \sim 3$, что может рассматриваться как нижний предел для истинного обилия лития.

Повышенное обилие лития, по-видимому, является общей особенностью оптических звезд-спутников рентгеновских двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами. Наблюдения, выполненные в работе (Martin et al., 1996) демонстрируют важность влияния эффектов облучения оптической звезды на формирование линий лития.

Наиболее привлекательным сценарием, объясняющим происхождение избытка обилия лития в атмосферах оптических звезд-компонент рентгеновских новых с черными дырами, является нуклеосинтез во время нестационарных, вспышечных явлений, сопровождающих аккрецию вещества на релятивистский объект в этих системах. Атомы лития, которые формируются вблизи аккреционного диска в этих нестационарных процессах, выбрасываются из диска и обогащают атмосферу оптической звезды, а также межзвездную среду.

Оптическая и инфракрасная переменность рентгеновских новых в спокойном состоянии обусловлена главным образом эффектом эллипсоидальности оптической звезды. В этом случае кривая блеска представляет собой двойную волну за орбитальный период амплитудой до $\sim 0{,}3^m$. Для многих рентгеновских новых в спокойном состоянии вклад оптического излучения аккреционного диска в инфракрасный диапазон спектра (полосы I, J, K) составляет менее 5%. Только для систем со спутниками — звездами наименьших масс (например, система XN Per1992, в которой оптическая звезда имеет спектральный класс M2V) вклад «спокойного» аккреционного диска в суммарную светимость системы в инфракрасном диапазоне может достигать десятков процентов. Эффект рентгеновского прогрева («эффект отражения») в рентгеновских новых в спокойном состоянии относительно мал, ввиду малой рентгеновской светимости компактного объекта. Однако в некоторых случаях «эллипсоидальные» кривые блеска рентгеновских новых в оптическом диапазоне (полосы B и V) могут быть искажены влиянием эффекта «горячего пятна» или «горячей линии» возникающих на внешней границе аккреционного диска при взаимодействии газовой струи и диска (Remillard et al., 1992). Оптические и инфракрасные кривые блеска рентгеновских новых в спокойном состоянии показывают также долговременные изменения (Haswell et al., 1990, McClintock and Remillard, 1990). Эта долговременная переменность может быть связана как с изменениями вклада аккреционного диска, вызванными его нестационарностью, так и с тем, что на поверхности оптической M–A-звезды появляются, двигаются и исчезают пятна (в случае, когда вклад аккреционного диска мал) (Хрузина и Черепащук, 1995). Эффект эллипсоидальности оптической звезды в рентгеновской двойной системе был открыт в работе Лютого и др. (1973). В этой же работе был предложен метод оценки наклонения орбиты i системы по наблюдаемой кривой блеска, обусловленной эффектом эллипсоидальности оптической звезды. Этот метод успешно используется для нахождения масс нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных системах (см. обзор Черепащука, 2003 и ссылки в нем).

ж) Квазипериодические осцилляции (QPO) и сверхгорбы в рентгеновских новых. Впервые квазипериодические осцилляции (QPO-quasiperiodic oscillations) были открыты во многих маломассивных рентгеновских двойных системах галактического балджа (van der Klis et al., 1985, Lewin et al., 1988). Для этих систем пик Фурье-преобразования спектра мощности флуктуаций рентгеновского потока, характеризуется частотой от 2 до 45 Гц и шириной $\Delta\nu/\nu$ от 10 % до более, чем 200 %. Длина когерентности этих осцилляций очень короткая (порядка 10 циклов), а среднеквадратичная амплитуда составляет несколько процентов. После открытия QPOs в изменениях интенсивности рентгеновского излучения маломассивных рентгеновских двойных систем (LMXBs) стало ясно, что имеются две группы LMXBs, каждая из которых характеризуется своим типом корреляции между поведением рентгеновского спектра и быстрой переменностью источника (Hasinger and van der Klis, 1989). Эти две группы, в соответствии с треками, которые они описывают на рентгеновской цветовой диаграмме, стали называть группами Z-источников и Atoll источников.

Вскоре было обнаружено, что QPOs являются характерной особенностью не только ярких рентгеновских источников галактического балджа, но также и рентгеновских двойных систем с черными дырами. QPO были открыты в рентгеновском излучении массивной двойной системы с черной дырой LMC X-1 (Ebisawa et al., 1989), в системе GX339-4 (Grebenev et al., 1991a) и в системе Cyg X-1 (Vikhlinin et al., 1994). Отметим, что QPO, наблюдаемые в рентгеновских двойных системах с черными дырами, чаще всего имеют сравнительно низкие частоты ($f \leqslant 1$–10 Гц). Это так называемые низкочастотные QPO (см. ниже).

QPO в излучении рентгеновских новых с черными дырами были открыты в 1991 г. (Tanaka, et al., 1991, Grebenev et al., 1991a,b, 1993, Kouveliotou et al., 1992, Vikhlinin et al., 1992). Характерные частоты этих QPO равны ~ 30 Гц для GS 2000+25 (QZVul), 1–10 Гц для GRS1124-684 (GU Mus), 0,2 Гц и 0,04 Гц для GRO J0422+32 (V518Per). Детальное исследование спектральной и временной переменности в рентгеновском потоке системы GS 1124-684 (XN Mus1991) было выполнено в работе (Takizawa et al., 1997).

Для объяснения феномена QPO в рентгеновских двойных системах с нейтронными звездами была предложена модель биения частот (Beat Frequency model) (Alpar and Shaham, 1985, Lamb et al., 1985, Lewin et al., 1988). В частности Alpar and Shaham (1985) предположили, что QPO появляются как результат биения частоты вращения магнитосферы нейтронной звезды и частоты, соответствующей кеплеровскому вращению вещества во внутренних частях аккреционного диска. Очевидно, эта модель не может применяться для объяснения QPO в случае аккрецирующих черных дыр. Модель дробового шума (Shot Noise model) для объяснения QPO в излучении аккрецирующих черных дыр была предложена в работе (Vikhlinin et al., 1994). Более подробно о QPO в рентгеновских двойных системах см. в работе (Negoro, 1999), где была обнаружена систематическая разница среднего профиля коротких вспышечных явлений (X-ray shots) у LMXBs с черными дырами и у LMXBs с нейтронными звездами.

В 1996 г. были открыты высокочастотные QPO с частотами порядка килогерца в некоторых маломассивных рентгеновских двойных системах, включая рентгеновскую новую с нейтронной звездой 1608-522 (van der Klis, 1997, van Paradijs et al., 1996, Breger et al., 1996). Характерные частоты этих QPO лежат от 500 до 1200 Гц, время когерентности составляет от 10^1 до 10^2 циклов, среднеквадратичные амплитуды — порядка 0,5 %–16 % от общего рентгеновского потока. Большинство LMXBs показывают двойные килогерцовые пики, разделенные между собой несколькими сотнями герц. Оба этих пика совместно двигаются по частоте в сторону ее возрастания или убывания. Согласно работе (van der Klis, 1997), во многих случаях модель биения частот может быть успешно применена для интерпретации этих килогерцовых QPOs.

К настоящему времени стало ясно, что в рентгеновских двойных системах с черными дырами наблюдаются два типа квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения: низкочастотные QPO (LFQPO) с частотами $\sim 0{,}1$–30 Гц и высокочастотные QPO (HFQPO) частоты которые лежат в диапазоне 40–450 Гц (см., например, Mc Clintock and Remillard, 2003, Remillard and Mc Clintock, 2006, Mc Clintock, 2008).

Низкочастотные QPO могут наблюдаться в течение нескольких дней и даже месяцев. Например, у системы с черной дырой GRS 1915+105 QPO с частотой 2,0–4,5 Гц наблюдались в течение 6 месяцев с конца 1996 г. до первых месяцев 1997 г. Кроме того у системы GRS 1915+105 наблюдались также и высокочастотные QPO с частотами 41 и 67 Гц, а также с частотами 113 и 168 Гц.

Попытки связать низкочастотные QPO с геометрическими и физическими параметрами аккрецирующей плазмы встречаются с трудностями в связи с тем, что низкочастотные QPO соответствуют частотам, которые много меньше частот, соответствующих орбитам во внутренних частях аккреционного диска. Например, для черной дыры с массой $10M_\odot$ орбитальная частота около 3 Гц соответствует радиусу диска в $100r_g$, в то время как предполагаемый радиус области максимального энерговыделения в рентгеновском диапазоне лежит в пределах $(1$–$10)r_g$, в зависимости от параметра вращения черной дыры. Многочисленные модели низкочастотных QPO трактуют этот феномен в рамках различных механизмов осцилляций диска или его структур.

Высокочастотные QPO имеют прямое отношение к процессам, происходящим вблизи радиуса последней устойчивой орбиты вокруг черной дыры ввиду того, что орбитальная частота на последней устойчивой орбите равна 220 Гц $(M/10M_\odot)^{-1}$ для шварцшильдовской черной дыры и 1615 Гц $(M/10M_\odot)^{-1}$ для керровской черной дыры (Mc Clintock, 2008). Замечательно то, что в ряде случаев высокочастотные QPO появляются парами с частотами в отношении 3:2. Примеры таких систем: GRO J1655-40 (300, 450 Гц), XTEJ1550-564 (184, 276 Гц), GRS 1915+105 (113, 168 Гц), H1743-322 (165, 241 Гц). В системе GRS 1915+105 наблюдается вторая пара высокочастотных QPO (41, 67 Гц), частоты которых не находятся в отношении 3:2. Соотношение частот 3:2 в высокочастотных QPO является свидетельством того, что эти QPO обусловлены некоторыми резонансными явлениями в осцилляциях внутренних частей аккреционного диска, описываемыми в рамках ОТО (см., например, Abramovich and Kluzniak, 2001, Török et al., 2005, Kato, 2004). Как было отмечено в работе (Remillard and Mc Clintock, 2006), намечается связь между частотой высокочастотных QPO и массой черной дыры в рентгеновских двойных системах:

$$f_0 \simeq 931\,\frac{M_\odot}{M_{\text{BH}}}\ (\text{Гц}),$$

где f_0 — фундаментальная частота пары частот, так что наблюдаемые частоты равны $2f_0$ и $3f_0$ (сама фундаментальная частота часто не наблюдается).

В последние годы между микроквазарами и ядрами галактик было установлено близкое подобие (Hardy et al., 2006). В частности, для сверхмассивных и звездных черных дыр была открыта зависимость, называемая фундаментальной плоскостью (Merloni et al., 2003):

$$\lg L_R = (0{,}60^{+0{,}11}_{-0{,}11})\lg L_x + (0{,}78^{+0{,}11}_{-0{,}09})\lg M_{\text{BH}} + 7{,}33^{+4{,}05}_{-4{,}07},$$

где L_R — радиосветимость (обусловленная в основном радиоизлучением джета), L_x — рентгеновская светимость (светимость аккреционного диска и джета), M_{BH} — масса черной дыры (как сверхмассивной, так и звездной).

Также было установлено, что переменность активных галактических ядер подобна переменности звездных черных дыр в двойных системах, если эту переменность отнормировать в зависимости от массы и темпа аккреции (Hardy et al., 2006). Известно, что рентгеновская переменность активных галактических ядер и черных дыр в двойных системах может быть описана плотностью спектра мощности переменности (PDS) P(ν), где ν — частота ($1/\nu$ — характерное время). Функция $P(\nu)$ на больших характерных временах может быть описана степенным спектром $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \approx 1$. Этот степенной спектр испытывает излом на меньших характерных временах и принимает вид $P(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha \gtrsim 2$. Соответствующая частота излома спектра ν_B, а характерное время излома спектра $1/\nu_B = T_B$. Тогда, если T_B и L_{bol} (светимость, характеризующая темп аккреции) определены из наблюдений, масса черной дыры M_{BH} может быть оценена из соотношения (Hardy et al., 2006):

$$LgT_B = 2{,}1 LgM_{\text{BH}} - 0{,}98 \lg L_{\text{bol}} - 2{,}32.$$

Подчеркнем, что это соотношение справедливо как для звездных, так и сверхмассивных черных дыр. Черные дыры в двойных системах, находящиеся в режиме аккреции, показывают апериодическую переменность рентгеновского излучения на временах от суток до 10^{-2}–10^{-3} секунды. Подобная переменность наблюдается и в излучении сверхмассивных черных дыр в активных ядрах галактик, но на более длинных временах — от нескольких лет до месяцев и недель.

Другая особенность некоторых рентгеновских новых состоит в появлении сверхгорбов в их оптических кривых блеска во время вспышек. Сверхгорбы — характерная особенность кривых блеска во время оптических вспышек катаклизмических двойных систем типа SU UMa. В течение сильной вспышки в кривой блеска появляется периодическая модуляция с амплитудой в несколько процентов, которая называется явлением сверхгорбов. Период следования сверхгорбов стабилен, но его величина на несколько процентов больше, чем орбитальный период (см., например, Warner, 1995).

Следуя работам (Whitehurst and King, 1989, Whitehurst, 1988) в течение падения блеска во время оптической вспышки, сверхгорбы были открыты в рентгеновских новых GS 2000+25 (Charles et al., 1991), GRS1124-684 (Bailyn, 1992) и GRO J0422+32 (Kato et al., 1995). Все эти рентгеновские новые содержат черные дыры.

Феномен сверхгорбов принято связывать с существованием сильного резонанса между орбитами газа в аккреционном диске и орбитальным движением оптической звезды. Этот резонанс обычно существенен в случае аккреционного диска большого размера, что соответствует большому отношению масс компонент $q = m_x/m_v > 3$ (резонанс 3:1) и $q > 40$ (резонанс 2:1) для коротких орбитальных периодов (Whitehurst and King, 1989). Из-за приливных возмущений аккреционный диск имеет эллиптическую форму. Этот эллиптический диск прецессирует в направлении орбитального движения (Osaki, 1985), что вызывает появление сверхгорбов на оптической кривой блеска рентгеновской новой во время вспышки. О гидродинамической модели появления свергорбов см. выше.

Существует корреляция между избытком периода сверхгорба по сравнению с орбитальным периодом $\varepsilon = (P_{\text{sh}} - P_{\text{orb}})/P_{\text{orb}}$ и отношением масс $Q = m_v/m_x$, предсказанная в работе Whitehurst (1988) и подтвержденная в работе (Molnar and Kobulnicky, 1992). Согласно работе (Patterson, 1998), эта корреляция может быть грубо описана формулой

$$\varepsilon = \frac{0{,}23}{(0{,}27 + Q)}.$$

Используя эту формулу, можно оценить отношение масс Q из наблюдений избытка периода сверхгорбов ε (см. выше).

Более подробно о сверхгорбах в рентгеновских новых можно прочесть в обзоре (Kuulkers, 1999).

з) Характерные параметры кривых блеска во время вспышки. Статистическое исследование кривых блеска рентгеновских новых во время вспышки было выполнено в работе (Chen et al., 1997). В обзоре (Cherepashchuk, 2000c) суммированы данные о статистических характеристиках вспышек рентгеновских новых, используя данные (Chen et al., 1997 Cherepashchuk et al., 1996), а также результаты новейших исследований разных авторов. Мы кратко опишем свойства рентгеновских и оптических вспышек рентгеновских новых (более подробно, см. Chen et al., 1997 Tanaka and Shabazaki, 1996, Tanaka, 1999).

Характерные времена.

Характерное время подъема блеска τ_r — это экспоненциальный показатель, соответствующий интервалу времени, на котором происходит наиболее быстрое возрастание наблюдаемого потока (Chen et al., 1997). Характерное время спада блеска τ_d определяется как экспоненциальный показатель, вычисленный на промежутке времени, достаточно большом, чтобы сгладить переменность на малых масштабах времени (Chen et al., 1997).

Согласно данным (Chen et al., 1997), характерное время подъема блеска для рентгеновских кривых блеска составляет в среднем порядка нескольких дней, но при этом имеется большой разброс конкретных значений этого времени. Средняя величина равна $\tau_r = 3{,}4^{\mathrm{d}}$ ($14{,}3^{\mathrm{d}}$, $0{,}8^{\mathrm{d}}$), где $14{,}3^{\mathrm{d}}$ и $0{,}8^{\mathrm{d}}$ — 1σ верхняя и нижняя границы. В логарифмическом масштабе величины τ_r случайно распределены между $0{,}6^{\mathrm{d}}$ и 30^{d} с узким максимумом в районе значения 1–2 дня.

Имеются свидетельства о том, что в некоторых случаях оптический блеск может подниматься и иметь максимум раньше на несколько дней, чем рентгеновский поток (см., например, Orosz et al., 1997). Например, в случае рентгеновской новой с черной дырой J1655-40 подъем оптического блеска наступает на 6 дней раньше, чем подъем рентгеновского потока (Orosz et al., 1997), подъем потока в мягком рентгеновском диапазоне предшествует подъему потока в жестком диапазоне (Hynes et al., 1997).

Универсальное время спада блеска $\tau_d \approx 30^{\mathrm{d}}$ было найдено в работе White et al. (1984) для исторических кривых блеска рентгеновских новых. Согласно данным (Chen et al., 1997) распределение времен τ_d существенно отличается от распределения времен τ_r. Величины τ_r имеют плоское распределение в логарифмическом масштабе, в то время как величины τ_d имеют много более узкое и почти Гауссово распределение в логарифмическом масштабе, которое имеет максимум на ~ 24 днях и является доминирующим для наиболее сильных вспышек; FWNM этого Гауссового распределения составляет 0,65 в шкале $\lg\tau_d$.

Таким образом, несмотря на большие внутренние различия между отдельными рентгеновскими новыми, наблюдается замечательная универсальность экспоненциального спада блеска в рентгеновских вспышках. Характерное время спада блеска $\sim$ 24–30 дней наблюдается для большинства рентгеновских новых; это время наблюдается даже для повторных рентгеновских новых в случае многих событий близкой интенсивности (Chen et al., 1997).

Наблюдается некоторая корреляция между максимальной светимостью во время вспышки и характерным временем спада блеска τ_d у нормальных вспышек (исключая кривые блеска с плато); величины τ_d для вспышек высокой светимости, по-видимому, распределены в более узком диапазоне ($\sim$ 20–30 дней), чем те значения τ_d, которые соответствуют вспышкам низкой светимости (Chen et al., 1997).

В случае оптических кривых блеска имеется более ограниченная статистика. Горанский и др. (1996) оценили величины τ_d для нескольких оптических вспышек рентгеновских новых. Они пришли к выводу, что величины τ_{d_0} для оптических вспышек более чем в два раза превосходят величины τ_{d_x} для рентгеновских вспышек. Например, для системы Cen X-4 $\tau_{d_x} = 3^{\rm d}$ для рентгеновской вспышки и $\tau_{d_0} = 10^{\rm d}$ для оптической; для A0620-00 и GS 2000+25 величиныτ_{d_x} и τ_{d_0} равны:$\tau_{d_x} \simeq 30^{\rm d}$, $\tau_{d_0} \simeq 60^{\rm d}$; для A1524-61 и GRO J0422+32 $\tau_{d_x} \simeq 50^{\rm d}$, $\tau_{d_0} \simeq 110^{\rm d}$. К такому же выводу пришли авторы работы (Chen et al., 1997): $\tau_{d_0} \simeq 2{,}2\tau_{d_x}$. Согласно данным этой работы, величины среднего времени спада блеска (исключая кривые блеска с длинными плато) составляют $\tau_{d_x} \simeq 34{,}9^{\rm d}$ и $\tau_{d_0} \simeq 67{,}6^{\rm d}$. Для индивидуальных вспышек отношение τ_{d_0}/τ_{d_x} лежит в пределах от 1,5 для системы 1908+005 в 1978 г., до 4,8 для системы J0422+32.

Светимости

Статистическое исследование светимостей рентгеновских новых во время максимума рентгеновской вспышки $L_x^{\max}$ и амплитуд рентгеновских вспышек $L_x^{\max}/L_x^q$ (где L_x^q — рентгеновская светимость в спокойном состоянии) было выполнено в работе (Chen et al., 1997). Поскольку для наблюдений рентгеновских новых использовались различные инструменты, авторы (Chen et al., 1997) пересчитали наблюдаемые рентгеновские потоки и светимости рентгеновских новых в общий диапазон энергий 0,4–10 кэВ, который включает в себя большую часть излучаемой мощности рентгеновских новых как во время вспышки, так и во время спокойного состояния. Для диапазона (0,4–10 кэВ) были вычислены пиковое значение максимальных рентгеновских светимостей L_p, пиковое значение амплитуд L_p/L_q и пиковое значение максимальных светимостей в единицах эддингтоновской светимости $L_p/L_{\rm Edd}$ ($L_{\rm Edd} = 1{,}3 \cdot 10^{38} M/M_\odot$ эрг/с) (Chen et al., 1997). Пиковое значение L_p меняется от $8{,}6 \cdot 10^{35}$ эрг/с (0748–676, февраль 1985 г.) до $8{,}63 \cdot 10^{39}$ эрг/с (1742–289, февраль 1975 г.), и среднее значение $\langle \lg L_p \rangle = 37{,}72 \pm 0{,}79$ или, в линейном масштабе $\langle L_p \rangle = (2{,}22\text{–}0{,}08) \cdot 10^{38}$ эрг/с со средним значением $\overline{L}_p = 0{,}52 \cdot 10^{38}$ эрг/с.

Величины $L_p/L_{\rm Edd}$ лежат в пределах от 0,0031 (0042+32, февраль 1970 г.) до 6,6 (1742–289, февраль 1975 г.). Среднее значение составляет

$$\lg\left(\frac{L_p}{L_{\rm Edd}}\right) = -1{,}00 \pm 0{,}68.$$

Соответствующее среднее значение в линейной шкале $L_p/L_{\rm Edd}$ и его 1σ границы составляет

$$\frac{\overline{L}_p}{L_{\rm Edd}} = 0{,}10\ (0{,}48\text{–}0{,}02)\,.$$

Изменение вероятной массы черной дыры от $10M_\odot$ до $5M_\odot$ увеличивает эту величину вдвое.

Распределение пиковых значений светимости в долях эддингтоновской светимости может быть грубо аппроксимировано гауссианой, центрированной на $\sim 0{,}2L_{\rm Edd}$ с FWNM$\sim$ 0,82 в логарифмической шкале, если пренебречь значительным избытком светимостей ниже 0,03 (Chen et al., 1997).

Пиковая светимость L_p, выраженная в единицах светимости в спокойном состоянии L_p/L_q(амплитуда вспышки в диапазоне 0,4–10 кэВ) меняется от значения 2 для системы 0836-425 в мае 1990 г. до очень большой величины $2 \cdot 10^7$ для 0620-00 в августе 1975 г. Средняя величина амплитуды вспышки

$$\left\langle \frac{L_p}{L_q} \right\rangle = (7{,}17 \pm 0{,}78) \cdot 10^3.$$

Если исключить нижний предел для L_q, величины $\langle L_p/L_q \rangle$ возрастают вдвое, до $(1{,}54 \pm 0{,}08) \cdot 10^4$(Chen ey al., 1997). Если учитывать только наибольшие амплитуды вспышек, то среднее значение амплитуды возрастает до величины

$$\frac{L_p}{L_q} = (3{,}73 \pm 0{,}16) \cdot 10^4.$$

Не существует различия в распределении пиковых амплитуд светимости между черными дырами и нейтронными звездами (Chen et al., 1997).

Наблюдаемая длительность рентгеновских вспышек $T_{\rm obs}$ имеет большой разброс во времени, меняясь от ~ 10 дней до более чем 100 дней, со средним значением $\langle \lg T_{\rm obs} \rangle = 2{,}05 \pm 0{,}42$; соответствующая средняя величина и 1σ пределы равны $T_{\rm obs} = 112(294{,}43)$ дней (Chen et al., 1997). Большой разброс индивидуальных значений $T_{\rm obs}$ не позволяет сделать определенное заключение о различии между средними значениями $T_{\rm obs}$ для рентгеновских новых с черными дырами и нейтронными звездами.

Для небольшого числа известных оптических вспышек средняя наблюдаемая длительность $T_{\rm obs,opt}$ составляет $\langle \lg T_{\rm obs,opt} \rangle = 2{,}2 \pm 0{,}50$; соответствующие среднее значение и 1σ пределы равны $\overline{T}_{\rm obs} = 104$ (327, 33) дня (Chen et al., 1997).

Нет корреляции между длительностью вспышки и пиковой светимостью и амплитудой вспышки (Chen et al., 1997).

Распределение предполагаемой полной энергии $E_{\rm exp}$, излучаемой в диапазоне 0,4–10 кэВ во время рентгеновской вспышки показывает широкий максимум, центрированный на $\sim 10^{44}$ эрг/с (Chen et al., 1997). Ввиду неопределенности величины $T_{\rm obs}$ и спектральной эволюции источника во время вспышки, величина $E_{\rm exp}$ получается с точностью до фактора 2–3. Полный размах значений $E_{\rm exp}$ покрывает 4 порядка величины. Средняя величина равна $\langle \lg E_{\rm exp} \rangle = 44{,}47 \pm 1{,}01$, что соответствует среднему значению в линейной шкале и 1σ верхней и нижней границе

$$\overline{E}_{\rm exp} = 2{,}92\ \ (29{,}8,\ 0{,}3) \cdot 10^{44}\ \text{эрг/с}.$$

Это значение $E_{\rm exp}$ соответствует полному количеству массы вещества, которое аккрецируется центральным релятивистским объектом в течение вспышки,

$$\Delta M = \frac{E_{\rm exp}}{\eta c^2} = 1{,}64\ \ (1{,}7,\ 0{,}16) \cdot 10^{-9} M_\odot,$$

где эффективность переработки гравитационной энергии в излучение принята равной $\eta = 10\%$ (Chen et al., 1997).

В обзоре (Chen et al., 1997) описаны различные пекулярности в кривых блеска рентгеновских новых: предвестники, которые являются редкими явлениями и чаще проявляют себя в кривых блеска в мягком рентгеновском диапазоне. Многопиковые кривые блеска более распространены в жестком рентгеновском диапазоне. Плато на кривых блеска более распространены в случае рентгеновских новых с черными дырами. В среднем, кривые блеска с плато имеют большую длительность и длительность спада у них больше. Иногда проявляются вторичные максимумы на кривых блеска, особенно часто проявляющие себя во вспышках рентгеновских новых с черными дырами. Многопиковые кривые блеска, природа которых пока не ясна, появляются в редких случаях и наблюдаются как в жестком, так и мягком рентгеновском диапазоне.

Используя данные (Chen et al., 1997), нам не удалось найти четкую корреляцию между предполагаемой энергией рентгеновской вспышки $E_{\rm exp}$ и временем, прошедшем между вспышками (в случае повторных рентгеновских новых). Более подробно об этой проблеме можно прочитать в обзоре (Tanaka and Shibazaki, 1996).

и) Разнообразие и распределение рентгеновских новых. Пространственное и временное распределение рентгеновских новых было исследовано в работе (Chen et al., 1997). Учитывая возможности наблюдательных инструментов и продолжительность космических миссий на 14 различных спутниках, а также ракетные программы исследований 1960-х гг., Chen et al. (1997) оценили темп вспышек рентгеновских новых в Галактике как 2,6 вспышки в год. Соответствующие темпы вспышек для рентгеновских новых с черными дырами и нейтронными звездами составляют $\sim 1{,}5$ и $\sim 1{,}1$ вспышки в год. При этом принималось во внимание, что для того, чтобы надежно охарактеризовать рентгеновскую вспышку, требуется выбрать разумное значение уровня дискриминации, который составил $\sim 0{,}3$–$0{,}5$ Crab.

Многие рентгеновские новые показывают более чем одну вспышку. Например, A0620-00 вспыхивала в 1917 г. (по архивным данным в оптическом диапазоне). Система 2023+338 (V 404 Cyg) вспыхивала в 1938 г. и возможно, в 1979 г. Более чем 50 % известных и хорошо изученных рентгеновских новых вспыхивали более одного раза. Chen et al. (1997) оценили среднее время между двумя последовательными вспышками $T_{\rm rec}$, которое в логарифмическом масштабе составляет $\lg T_{\rm rec}(\text{годы}) = 0{,}41 \pm 0{,}54$. Этой величине соответствует среднее значение и 1σ верхний и нижний пределы $T_{\rm rec} = 2{,}6$ (8,9, 0,7) лет. Распределение величин $T_{\rm rec}$ имеет узкий пик вблизи ~ 1 г. и широкое основание: максимальное время повторения вспышек $T_{\rm rec}(\max) = 57{,}8$ лет (A0620-00), а минимальное $T_{\rm rec}(\min) = 0{,}25$ лет (1608–522).

Как уже отмечалось, для повторных рентгеновских новых пиковый рентгеновский поток во время вспышки, длительность вспышки и морфология кривой блеска часто бывают различными от одной вспышки к другой. Для многих последовательных вспышек для одной и той же рентгеновской новой, нет систематической разницы между сильными и слабыми вспышками. По-видимому, для каждой индивидуальной рентгеновской новой, нет корреляции между амплитудой вспышки, ее длительностью и временем спада рентгеновского потока. Также нет заметной корреляции между временем повторения вспышек и светимостью в максимуме вспышки.

Пространственное распределение известных рентгеновских новых в Галактике было исследовано в работах (White, 1994, White and van Paradijs, 1996, Chen et al., 1997). Имеется общая концентрация рентгеновских новых вдоль галактической плоскости, с дополнительной концентрацией, к галактическому балджу. Как было отмечено в работе (Chen et al., 1997), рентгеновские новые с черными дырами грубо говоря, равномерно распределены вдоль галактической плоскости. Тенденция рентгеновских новых быть менее концентрированными к галактическому балджу, в отличие от более широкого класса LMXBs (которые показывают заметную концентрацию к галактическому балджу), была подмечена еще в работе (White, 1994). На этом основании White (1994) предположил, что эта особенность рентгеновских новых с черными дырами отражает тенденцию этих систем к ассоциации со звездным населением типа I в Галактике. Согласно работе (Chen et al., 1997) нужно быть осторожным при рассмотрении этой интерпретации ввиду того, что многие рентгеновские новые не имеют динамических определений масс компонент, и принадлежность их к двойным системам с черными дырами пока не доказана. Chen et al (1997) также выявили распределение рентгеновских новых относительно диска и балджа Галактики, используя зависимость $\lg N$–$\lg S$ для пиковых рентгеновских потоков. Пространственное распределение всех рентгеновских новых обнаруживает их избыток в области галактического балджа, хотя рентгеновские новые с черными дырами имеют тенденцию к однородному распределению в галактическом диске. Первые оценки полного числа рентгеновских новых в Галактике были даны в работе (Grebenev et al., 1991b). Согласно работе (Chen et al., 1997), средняя поверхностная плотность рентгеновских новых в Галактической плоскости составляет около 0,25 рентгеновских новых на квадратный килопарсек, а полное число рентгеновских новых в Галактике, существующих одновременно, составляет более чем несколько сотен.

к) О природе рентгеновских вспышек. Природа и происхождение рентгеновских вспышек в проэволюционировавших двойных системах — рентгеновских новых обсуждается во многих статьях и обзорах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Lasota, 1997, 1999, Hameury et al., 1999, Tanaka, 1999, Cannizzo, 1999, см. также монографию Kato et al., 1998).

В обзорах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka, 1999) природа рентгеновских вспышек в рентгеновских новых была проанализирована путем сравнения величины темпа аккреции вещества $\dot{M}$ в спокойном состоянии и во время вспышки. Усредненная по времени рентгеновская светимость $\overline{L}_x$ в течение всех вспышек (полная средняя энергия, излучаемая в течение вспышки, деленная на средний интервал между вспышками) лежит в диапазоне $\overline{L}_x = 10^{35}$–10^{36} эрг/с. Для стандартного фактора конверсии аккреционной энергии в излучении $L_x/\dot{M} \approx 10^{20}$ эрг/г эта величина $\overline{L}_x$ соответствует следующему усредненному по времени интервалу темпа аккреции вещества: $\langle \dot{M} \rangle = 10^{15}$–$10^{16}$ г/с. В работе (White et al., 1994) предполагалось, что аккреция вещества в LMXBs становится нестабильной, если темп аккреции оказывается ниже критического значения $\sim 3 \cdot 10^{16}$ г/с. Согласно работе (Tanaka and Shibazaki, 1996) аккреционный поток во внутренних частях аккреционного диска подавляется в том случае, если соответствующая рентгеновская светимость меньше $\sim 10^{36}$ эрг/с, или если темп аккреции меньше, чем $\sim 10^{16}$ г/с; рентгеновский источник в этом случае не может длительное время оставаться стационарным источником высокой светимости.

Темп аккреции во внутренних частях аккреционного диска в рентгеновских новых в спокойном состоянии является сильно модельно зависимым. Поскольку в течение спокойного состояния аккреционный диск существует, очень малая «спокойная» рентгеновская светимость $L_x < 10^{32}$–10^{33} эрг/с в рамках стандартного допущения относительно фактора конверсии аккреционной энергии в излучение $L_x/\dot{M} \approx 10^{20}$ эрг/г предполагает очень малую величину соответствующего темпа аккреции $\dot{M} < 10^{12}$–10^{13} г/с. В этом случае наблюдаемая чернотельная температура ($kT \approx 0{,}2$–$0{,}3$ кэВ) слишком велика для внутренних частей аккреционного диска (Tanaka and Shibazaki, 1996). Следовательно, внутренние части аккреционного диска в спокойном состоянии могут быть оптически тонкими для $\dot{M} < 10^{12}$–10^{13} г/с. Кроме того, это может указывать на то, что стандартный фактор конверсии $\eta = 10^{20}$ эрг/г не может использоваться для внутренних частей аккреционного диска в спокойном состоянии и для интерпретации соответствующей «спокойной» рентгеновской светимости. С учетом этих факторов была разработана модель адвекционно-доминированного аккреционного потока — (ADAF — advection-dominated accretion flow) (см., например, Narayan et al., 1995, 1997). В этой модели аккреционный диск, в случае низкого темпа аккреции, состоит из двух частей: оптически толстой внешней части (Shakura and Sunyaev, 1973) и оптически тонкой адвекционно-доминированной внутренней части. Большая часть тепловой энергии, выделяемой в результате вязкой диссипации и запасенной в высокотемпературных протонах и ионах адвектируется в центральный релятивистский объект. Только небольшая доля ($\sim 10^{-3}$–10^{-4}) тепловой энергии успевает передаться от горячих и тяжелых ионов к легким и холодным электронам, а затем излучается внутренними частями диска. Анализ ADAF модели с точки зрения наблюдений был дан в работах (Tanaka and Shibazaki, 1996, Tanaka, 1999). Оптическая светимость аккреционного диска в спокойном состоянии для большинства рентгеновских новых составляет $L_{\rm opt} \simeq 10^{32}$–$10^{33}$ эрг/с для нейтронных звезд и черных дыр и соответствует темпу аккреции вещества во внешних частях диска $\dot{M}_{\rm out} \simeq 10^{15}$–$10^{16}$ г/с. В случае рентгеновской новой с черной дырой GS 2023+338, содержащей проэволюционировавшую оптическую звезду K0IV, оптическая светимость «спокойного» аккреционного диска и соответствующий темп аккреции $\dot{M}_{\rm out}$ на порядок выше: $L_{\rm opt} \simeq 10^{34}$ эрг/с и $\dot{M}_{\rm out} \simeq 10^{17}$ г /с (Tanaka, 1999). Отметим, что усредненные по времени рентгеновская светимость и темп аккреции в течение вспышки рентгеновской новой составляют порядка 10^{35}–10^{36} эрг/с и 10^{15}–10^{16} г/с соответственно. Время усреднения включает периоды как вспышки, так и спокойного состояния между вспышками.

Замечательно то, что величина $\dot{M}_{\rm opt}$ близка к величине усредненного по времени темпу аккреции во время вспышки $\dot{M}_{\rm ave} \simeq 10^{15}$–$10^{16}$ г/с. Это совпадение дает основания предполагать, что все вещество, запасенное во внешних частях диска в стадии спокойного состояния рентгеновской новой, аккрецируется релятивистским объектом во время вспышки. Малая величина темпа аккреции во внутренних частях диска в спокойном состоянии $\dot{M}_{\rm in} \leqslant 10^{12}$–$10^{13}$ г/с, оцененная с использованием стандартного фактора конверсии, позволяет также предположить, что большая часть вещества, которая поступает во внешние части аккреционного диска от оптической звезды, сохраняется и накапливается в этой части диска в течение спокойного состояния. Эти факты принято рассматривать в качестве сильной поддержки модели рентгеновской вспышки как проявления нестабильности в аккреционном диске. Однако, как было отмечено в работе (Lasota, 1997), различие между «наблюдаемым» темпом переноса вещества в ТДС и темпом аккреции на релятивистский объект, выведенным на основе допущения о стандартной радиационной эффективности $\eta \simeq 0{,}1$, не может быть удовлетворительно объяснено в рамках модели ADAF нестабильности в диске. С другой стороны, в модели ADAF «наблюдаемая» величина темпа переноса вещества, соответствующая оптической светимости аккреционного диска в спокойном состоянии, равна темпу аккреции на релятивистский объект; темп аккреции $\dot{M}$ в случае модели ADAF постоянен вдоль всего радиуса аккреционного диска (Narayan et al., 1996). Таким образом, критический вопрос относительно применимости модели ADAF в спокойном состоянии рентгеновских новых состоит в том, как в этом случае вещество запасается во внешних частях диска.

Принято рассматривать два механизма вспышек рентгеновских новых. Первый связан с неустойчивостью переноса масс в ТДС. В модели неустойчивости переноса масс (MTI модель: mass transfer instability) предполагается, что вспышка вызвана увеличением темпа переноса вещества в ТДС от оптической звезды вследствие рентгеновского прогрева ее атмосферы в спокойном состоянии рентгеновской новой или в результате внутренней физической переменности оптической компоненты (см., например, Hameury et al., 1986, 1990, Goutikakis and Hameury, 1993). Вторая модель рентгеновской вспышки рентгеновских новых основана на идее тепловой неустойчивости в диске (DTI модель: disk thermal instability). Эта модель принимает во внимание существование двух тепловых состояний при данной поверхностной плотности диска, обусловленных скачком непрозрачности вещества вблизи значения температуры ионизации водорода: $T \simeq 6000$–$10\,000$ K (см., например, Mineshige and Weeler, 1989, Cannizzo et al., 1982, Faulkner et al., 1983, Meyer and Meyer-Hofmeister, 1984, Huang and Weeler, 1989, Ichikawa et al., 1994). Теория нестационарной аккреции вещества на релятивистский объект и ее применения к анализу наблюдений рентгеновских новых была опубликована в работах (Любарский и Шакура, 1987, Borisov et al., 1989).

К настоящему времени есть основания не применять модель MTI для интерпретации вспышек рентгеновских новых (см., например, Goutikakis and Hameury, 1993, Mineshige et al., 1993, Lasota, 1996). В то же время, модель DTI успешно применялась для объяснения вспышек карликовых новых (см., например, Cannizzo, 1993, Lasota, 1997). Модель DTI — модель тепловой неустойчивости в диске была развита для анализа вспышек рентгеновских новых в работах (Cannizzo et al., 1995, Esin et al., 1997). Эта модель успешно применяется при интерпретации наблюдений рентгеновских новых. Особенность рентгеновских новых состоит в том, что поскольку в данном случае аккреционный диск подвержен сильному воздействию рентгеновского излучения центрального аккрецирующего релятивистского объекта, тепло, выделяемое при рентгеновском прогреве, дополнительно стабилизирует диск. Поэтому аккреционные диски в LMXBs и рентгеновских новых должны быть стабильными при меньших темпах аккреции, чем это имеет место в карликовых новых, где дисковая аккреция идет на белый карлик.

Применение модели DTI (Cannizzo et al, 1995) для интерпретации наблюдаемых характеристик вспышек рентгеновских новых дано в работе (Chen et al., 1997). Оказалось, что DTI модель может успешно объяснить основные особенности кривых блеска рентгеновских новых, такие, например, как универсальную экспоненциальную форму спада блеска и узкий интервал времени спада (в пределах 24–30 дней).

В работе (Lipunova and Shakura, 1999) показано, что рентгеновский поток стандартного диска Шакуры–Сюняева в нестационарном режиме меняется квазиэкспоненциально на начальной стадии спада рентгеновской светимости. Некоторые свойства, такие, например, как широкий разброс времен подъема на кривых блеска рентгеновских новых, могут быть описаны в модели, когда внутренняя часть аккреционного потока в диске описывается ADAF моделью, причем на некотором переходном значении радиуса ADAF — область стыкуется с внешними частями аккреционного диска, построенными по модели α-диска Шакуры–Сюняева. В DTI модели вспышка может включаться либо механизмом «inside out» (включение изнутри наружу), либо механизмом «outside-in» (включение снаружи внутрь), в зависимости от истории последней вспышки и темпа аккреции вещества в диске в спокойном состоянии. В ADAF-модели для спокойного состояния рентгеновской новой внутренняя часть аккреционного диска (размером порядка 10^4 гравитационных радиусов центрального релятивистского объекта) является почти сферической, оптически тонкой и высокотемпературной, причем $T_i \gg T_e$, так что плазма здесь является в сущности, двухтемпературной. Сферическая часть аккреционного диска присоединяется к внешнему стандартному, геометрически тонкому и оптически толстому аккреционному диску на переходном радиусе r_{tr} (см., например, Narayan et al., 1996). Точное положение точки переходного радиуса (внутренний край стандартного аккреционного диска) является свободным параметром. В реальной ситуации неопределенность в положении внутреннего края «спокойного» стандартного аккреционного диска может приводит к широкому разбросу времен подъема блеска во время вспышек рентгеновских новых. Согласно работе (Chen et al., 1997), различный характер и разная морфология кривых блеска рентгеновских новых, по-видимому, связаны с наличием различных внешних условий, таких, как параметры двойной системы, характеристики оптической звезды-донора вещества, и, в особенности, отклик звезды на рентгеновский прогрев в течение вспышки. Разумно предположить, что вторичные максимумы на кривых блеска рентгеновских новых связаны именно с эффектами рентгеновского прогрева либо оптической звезды, либо аккреционного диска (Tanaka and Shubazaki, 1996, Chen et al., 1997). В этой связи отметим результаты по исследованию изогнутых аккреционных дисков под действием давления излучения (Pringle, 1996, Maloney et al., 1996, Maloney and Begelman, 1997). В этих работах показано, что аккреционные диски, освещаемые центральным источником — аккрецирующим релятивистским объектом, неустойчивы по отношению к изгибу, поскольку давление переизлученного светового потока, который, в случае не строго плоских дисков, является неосимметричным, может вызывать возмущения в диске и приводить к его изгибу. Прецессия такого изогнутого диска может вызывать много пекулярностей в кривых блеска рентгеновских новых.

Некоторые максимумы меньшей амплитуды на кривых блеска рентгеновских новых могут отражать эффект спектральной эволюции излучения рентгеновской новой в некоторых фазах вспышки.

Интерпретация эволюции спектральных состояний рентгеновских новых в течение вспышки в рамках ADAF-модели опубликована в работе (Esin et al., 1997). В этой работе рассмотрена самосогласованная модель аккреционных потоков около черной дыры; здесь объединены все спектральные состояния рентгеновской новой — спокойное состояние, низкое состояние, промежуточное и высокое состояния, за исключением очень высокого состояния. Аккреционный поток в этой модели состоит из двух зон: внутренняя ADAF-зона, которая простирается от горизонта событий черной дыры до переходного радиуса $r_{\rm tr}$, и внешний классической геометрически тонкий аккреционный диск, который существует для значений радиусов, больших $r_{\rm tr}$. Над классическим диском существует горячая корона (White, 1997), представляющая собой продолжение внутренней ADAF-области. В рамках этой модели удалось самосогласованно описать динамику аккрецирующей плазмы, тепловой баланс ионов и электронов в рамках двухтемпературной ADAF-области, а также короны (см., однако, Бисноватый-Коган, 1999) и радиационные процессы, которые формируют наблюдательный спектр рентгеновских новых.

При низком темпе аккреции $\dot M \leqslant 0{,}01$ (в эддингтоновских единицах) внутренняя ADAF-зона в рассмотренной модели излучает очень неэффективно, и внешний геометрически тонкий диск представлен диском с большим переходным радиусом $r_{\rm tr} = 10^2$–10^4 (в Шварцшильдовских радиусах). Светимость в этом случае мала, и эта конфигурация может быть отождествлена со спокойным состоянием рентгеновской новой.

Для темпа аккреции $\dot M \geqslant 0{,}01$ вплоть до критического значения $\dot M_{\rm crit} \simeq 0{,}08$, геометрия остается существенно такой же, как и в случае спокойного состояния. Однако, поскольку излучательная эффективность потока быстро возрастает с увеличением $\dot M$ (Narayan and Yi, 1995), аккреционный поток начинает высвечивать значительную рентгеновскую светимость. Такой аккреционный поток может быть идентифицирован с низким состоянием рентгеновской новой. Рентгеновский спектр в таком состоянии очень жесткий и имеет пик в районе 100 кэВ. Точная величина критического темпа аккреции $\dot M_{\rm crit}$ зависит от параметра вязкости α:

$$\dot M_{\rm crit} \sim 1{,}3\alpha^2,$$

где было принято $\alpha = 0{,}25$ (Esin et al., 1997).

Для значений $\dot M > \dot M_{\rm crit}$ и вплоть до второго критического значения, которое на 10 % больше, чем $\dot M_{\rm crit}$, зона ADAF излучает слишком эффективно, чтобы оставаться адвекционно-доминированной. Поэтому зона ADAF постепенно уменьшается в размерах, значение переходного радиуса $r_{\rm tr}$ убывает, и рентгеновский спектр непрерывно меняется от жесткого к мягкому. Такие аккреционные потоки, где центральная зона ADAF еще присутствует, но в уменьшенных размерах, могут быть отождествлены с промежуточным состоянием рентгеновской новой.

В конце концов, когда величина $\dot M$ становится достаточно большой, внутренняя зона ADAF полностью исчезает, и геометрически тонкий и оптически толстый диск продвигается вовнутрь вплоть до радиуса $3r_g$ — радиуса последней устойчивой орбиты (r_g — гравитационный радиус центральной черной дыры). Некоторая слабая корона еще присутствует выше классического диска. Эта конфигурация может быть идентифицирована с высоким состоянием. В этом состоянии в рентгеновском спектре доминирует сверхмягкая компонента совместно со слабым жестким «хвостом».

Модель спектра рентгеновской новой в рамках этого унифицированного сценария (Esin et al., 1997) хорошо согласуется с наблюдениями рентгеновских новых в спокойном состоянии, низком, промежуточном и высоком состояниях. В работе (Esin et al., 1997) также высказана гипотеза, что в случае темпа аккреции $\dot{M}$, близкому к эддингтоновскому пределу, аккреционный поток осуществляет переход к новому состоянию, когда корона вокруг классического аккреционного диска становится гораздо более массивной и активной. Эта конфигурация может быть, по-видимому, отождествлена с очень высоким состоянием. Важным достоинством описанной модели (Esin et al., 1997) является то, что в ней нет свободных параметров, задаваемых «руками», и она является полностью самосогласованной. Эта модель успешно применена к интерпретации наблюдений XN Mus 1991 во время вспышки 1991 г. (Esin et al., 1997).

Как уже отмечалось, в последнее время появились новые физические соображения, касающиеся важной роли омического нагрева плазмы в модели ADAF (Bisnovatyi-Kogan, 1999, см. также Blanford and Begelman, 1999). Поэтому работы, рассматривающие ADAF как окончательное решение астрофизической проблемы аккреции (см., например, Narayan et al., 1996, 1997, 1999, Esin et al., 1997) должны восприниматься с осторожностью, ввиду их не вполне определенных физических оснований (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1999).

В модели ADAF предполагается, что единственным процессом передачи энергии от горячих ионов к электронам являются кулоновские столкновения и полностью пренебрегается процессами пересоединения магнитных полей в нагреве плазмы. Анализ физических процессов в оптически тонком аккреционном потоке при низком темпе аккреции, с учетом влияния равнораспределенных хаотических магнитных полей и нагрева электронов при их пересоединениях был выполнен в работе (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1999). Возможная роль магнитного поля, впервые отмеченная в работе Шварцмана (1971), следует из того факта, что плотность магнитной энергии E_m возрастает более быстро с уменьшением расстояния, чем плотность кинетической энергии вещества E_k. Поэтому для достаточно малых расстояний вполне возможно наступление условия равнораспределения: $E_m \approx E_k$. В этой области аннигиляция магнитных полей приводит к значительному нагреву электронов, излучение которых доносит до наблюдателя аккреционную тепловую энергию. Такой нагрев электронов существенно ограничивает применимость ADAF-модели, в которой предполагается большая разница в значениях электронной и ионной температур плазмы. Нагрев электронов, обусловленный аннигиляцией магнитных полей при пересоединениях, приводит к тому, что радиационная эффективность аккреционных потоков составляет более 0,25 радиационной эффективности стандартного аккреционного диска, а не 10^{-3}–10^{-4}, как это имеет место в ADAF-модели.

Обобщение этой альтернативы ADAF-модели выполнено в работах (Bisnonatyi-Kogan, 1999, Blanford and Begelman, 1999), в которых ADAF-решение модифицировано путем включения мощного ветра, который уносит на бесконечность массу, импульс и энергию из аккрецирующего газа. В этой модели наблюдаемая низкая радиоционная эффективность аккрецирующей плазмы вызвана низким темпом аккреции на центральный релятивистский объект.

В этой связи, следует отметить работу (Gliotti et al., 1999), в которой дан надежный нижний предел для потока кинетической энергии в релятивистском джете у рентгеновской новой с черной дырой GRS 1915+105. Эта величина составляет

$\sim 3 \cdot 10^{40}$ эрг/с и существенно превышает эддингтоновскую светимость для этой системы ($\sim 10^{39}$ эрг/с). Отсюда следует, что значительная часть аккреционной энергии вещества уносится на бесконечность веществом релятивистских джетов, в согласии с идеей работ (Bisnovatyi-Kogan and Lovelac, 1999, Blanford and Begelman, 1999). Еще более сильное утверждение сделано в работе (Fender et al., 2003), где, исходя из найденной нелинейной зависимости между радио и рентгеновским потоками от рентгеновских двойных систем в низком состоянии с жестким спектром, утверждается, что при сравнительно низком темпе аккреции рентгеновские двойные системы с черными дырами должны выходить на режим с доминирующим влиянием высокоэнергичного, но мало излучающего джета, который уносит на бесконечность большую часть аккрецирующего вещества. Поэтому, без привлечения модели адвекции можно объяснить низкую рентгеновскую светимость аккрецирующих черных дыр в рентгеновских новых в спокойном состоянии.

л) Релятивистские джеты в рентгеновских новых. Первой галактической рентгеновской двойной системой, у которой были открыты коллимированные джеты с релятивистскими скоростями ($v \simeq 0{,}26c$), была система SS 433. Уникальность SS 433 состоит в том, что джеты здесь прецессируют с периодом $\sim 162{,}5^{\mathrm{d}}$ (см. обзоры: Margon, 1984, Cherepashchuk, 1988, Fabrika, 2004 и ссылки в них). Затем были открыты релятивистские джеты у других рентгеновских двойных систем — рентгеновских новых с черными дырами (например, GRS 1915+105 и GRO J1655-40), где скорость вещества в коллимированных джетах достигала $v \simeq 0{,}9c$, поэтому в этих системах наблюдаются видимые сверхсветовые движения облаков газа в джетах (Mirabel and Rodriguez, 1994, Hjellming and Rupen, 1995, Tingay et al., 1995). Особенно яркими наблюдательными проявлениями обладает рентгеновская новая GRS 1915+105, открытая с борта спутника Granat в 1992 г. (Castro Tirado et al., 1992a, Sazonov et al., 1994). Картирование этой системы с помощью радиоастрономической системы VLA выявило релятивистские джеты с видимыми сверхсветовыми движениями, что соответствует физической скорости вещества в джетах $v \simeq 0{,}9c$ (Mirabel and Rodriguez, 1994). Релятивистским объектом в системе GRS 1915+105 является черная дыра.

GRO J1655-40 — вторая рентгеновская новая, у которой с помощью систем VLBI (Tingay et al., 1995) и VLA (Hjellming and Rupen, 1995) открыты коллимированные релятивистские джеты ($v \simeq 0{,}9c$). Релятивистским объектом в этой системе является черная дыра. К настоящему времени число таких рентгеновских двойных систем с релятивистскими джетами называемых микроквазарами, достигло около полутора десятков.

Fender et al. (1997) из анализа наблюдательных данных по микроквазарам, выделили три особенности, которые могут быть общими для всех рентгеновских двойных систем с релятивистскими джетами:

1) присутствие аккреционного диска во время формирования джета;
2) коррелированное поведение в радио и рентгеновском диапазонах;
3) сравнительно слабое магнитное поле компактного объекта.

Многие рентгеновские двойные с релятивистскими джетами являются системами с черными дырами. Это иллюстрирует тот факт, что магнитное поле, которое нужно для формирования наблюдаемого синхротронного радиоизлучения, поставляется не центральным релятивистским объектом, а формируется во внутренних частях аккреционного диска. Один из немногих микроквазаров с нейтронной звездой — это система Cir X-1. Необычные рентгеновские свойства этой рентгеновской двойной объясняются тем, что здесь реализуется аккреция с высоким темпом $\dot{M}$ на слабо намагниченную нейтронную звезду. По-видимому, сильное магнитное поле центрального релятивистского объекта противодействует формированию джетов ввиду того, что в этом случае не может сформироваться стабильная внутренняя область аккреционного диска.

Сверхсветовые видимые движения были обнаружены в квазарах 80-х годах прошлого века (Pearson and Zensus, 1987). К настоящему времени выделен целый класс рентгеновских двойных систем — микроквазаров, где наблюдаются релятивистские джеты, в том числе, в ряде случаев, как и в квазарах, наблюдаются видимые сверхсветовые движения. Наиболее детально изучены видимые сверхсветовые движения в рентгеновских новых с черными дырами GRS 1915+105 и GRO J1655-40 (Mirabel and Rodriguez, 1998). Многоволновой мониторинг этих микроквазаров показал, что наличие жесткого рентгеновского излучения является необходимым, но не достаточным условием для формирования коллимированного, сильно релятивистского джета, излучающего синхротронную эмиссию. Например, в системе GRS 1915+105, релятивистскому выбросу пары плазменных облаков всегда предшествовала необычная активность в жестком рентгеновском диапазоне (Harmon et al., 1997). В частности, главные события, связанные с выбросами, сопровождаются резким спадом светимости от состояния с высокой светимостью в жестком рентгеновском диапазоне (Foster et al., 1996, Mirabel et al., 1996). Однако не всякая необычная активность и резкие спады светимости в жестком рентгеновском диапазоне ассоциируются с радиоизлучением от релятивистских джетов. В частности, в системе GRO J1655-40 наблюдалось несколько вспышек в жестком рентгеновском диапазоне, которые не сопровождались последующими радио вспышками и явлениями выбросов в радиодиапазоне (Zhang et al., 1997).

В теориях формирования релятивистских джетов у квазаров и рентгеновских новых обычно используются два альтернативных подхода. Первый основан на идее о том, что энергия джета черпается из вращательной и магнитной энергии внутренних частей аккреционного диска; второй подход предполагает, что энергия джета обеспечивается за счет энергии вращения и магнитной энергии центрального релятивистского объекта — намагниченной нейтронной звезды или быстро вращающейся, керровской черной дыры. Магнитно-гидродинамическое ускорение вещества в джетах во внутренних частях аккреционного диска рассматривалось, например, в работах (Blanford and Payne, 1982, Ushida and Shibata, 1985, Lovelace et al., 1991). Альтернативная модель, в которой привлекается вращательная энергия центральной черной дыры, рассматривалась в работах (Blanford and Znajek, 1977, Zhang et al., 1997, Cui et al., 1998). В этом случае релятивистские джеты формируются в результате того, что вращающая черная дыра ускоряет намагниченную плазму, поступающую из внутренних частей аккреционного диска. Отметим, что существование прецессирующих релятивистских джетов в системе SS 433 и четкая корреляция направлений этих джетов с ориентацией аккреционного диска, так, что джеты остаются всегда перпендикулярными к плоскости диска во всех фазах его прецессии (Cherepashchuk, 1981, Горанский и др., 1998, Давыдов и др., 2008), позволяет предпочесть первый подход: релятивистские джеты в данном случае обусловлены действием некоторого магнито-гидродинамического механизма ускорения и коллимации в прецессирующем аккреционном диске, а не непосредственно связаны с энергией вращения центральной черной дыры. Поскольку поток кинетической энергии вещества в джетах в системе SS 433 превышает 10^{39} эрг/с (Kawai, 1999, Krivosheev et al, 2009), а болометрическая светимость оптически яркого сверхкритического диска здесь того же порядка (Антохина и Черепащук, 1987), можно предполагать, что значительная часть энергии аккрецирующего вещества во внутренних частях диска трансформируется в кинетическую энергию вещества релятивистских джетов, в согласии с идеями работ (Bisnovatyi-Kogan, 1999, Blanford and Begelman, 1999).

Рентгеновская переменность рентгеновской новой GRS 1915+105, обнаруживающей видимые сверхсветовые движения в джетах, показывает широкий диапазон различных QPO. В частности, большой интерес привлекает класс QPO со стабильной частотой в 67 Гц, которая наблюдалась много раз независимо от рентгеновской светимости системы (Morgan et al., 1997). Есть основания предполагать, что эта частота QPO в 67 Гц является функцией фундаментальных параметров аккрецирующей черной дыры, главным образом, ее массы и углового момента вращения. Эта частота может быть связана с последней устойчивой орбитой для орбитального движения отдельных уплотнений вещества около центральной черной дыры. Впрочем, частота 67 Гц может быть также связана с радиальной модой колебаний внутренних частей аккреционного диска в рамках ОТО (Nowak et al., 1997) или с релятивистским увлечением инерциальной системы координат около быстро вращающейся черной дыры (Cui et al., 1998). О высокочастотных QPO в рентгеновских двойных системах с черными дырами см. выше.

Отметим, что орбитальное движение отдельных уплотнений вещества около аккрецирующей черной дыры и соответствующая быстрая рентгеновская переменность были рассмотрены впервые в работе Сюняева (1972). Согласно этой работе, существование горячих пятен на поверхности внутренних частей диска, сформированного при аккреции на черную дыру, должно приводить к специфической квазипериодической переменности рентгеновского излучения от диска. Образование горячих пятен может быть связано с пересоединением магнитных полей и турбулентностью. Время жизни горячего пятна и характерное время его радиального движения к центральной черной дыре могут значительно превосходить период его орбитального вращения. Это обеспечивает стабильность пульсаций. Как отмечено Сюняевым (1972), минимальный период пульсаций рентгеновского излучения от диска с горячими пятнами в случае быстро вращающейся черной дыры в 8 раз меньше, чем в случае невращающейся черной дыры той же массы. Поэтому наблюдения быстрых квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения с периодами 10^{-2}–10^{-4} секунды может позволить выяснить природу флуктуирующих источников, выделить среди них черные дыры и даже различить случаи Шварцшильдовской и Керровской черной дыры (Сюняев, 1972).

В работах (Mirabel and Rodriguez, 1998, Mirabel et al., 1998) отмечено, что эпизоды высокоамплитудной рентгеновской переменности на временах секунды и минуты, в частности, резкие узкие минимумы (дипы), наблюдаемые в рентгеновской новой GRS 1915+105, а также значительные изменения потока на временах в минуты, наблюдаемые в радио-диапазоне (Pooley et al., 1999, Rodriguez and Mirabel, 1997) и в ближайший инфракрасной области (Fender et al., 1997) дают важную информацию о нестабильности процессов аккреции и формирования джетов в системе GRS 1915+105. Одновременные наблюдения этой системы в рентгеновском, инфракрасном и радиодиапазонах показали, что выброс релятивистских облаков плазмы в джетах (Mirabel et al., 1998, Eikenberry et al., 1998) имеет место тогда, когда вещество во внутренних частях аккреционного диска временно переходит в адвекционно-доминирующую (ADAF) моду (Narayan et al., 1997) и внезапно «исчезает» вблизи горизонта событий черной дыры. Мониторинг микроквазаров в радиодиапазоне на радиотелескопе РАТАН-600 регулярно проводится Трушкиным (Trushkin, 2000).

м) Свойства рентгеновских новых, как тесных двойных систем. Важность изучения рентгеновских новых как двойных систем особенно ярко иллюстрируется открытием черных дыр во многих из этих систем. Корреляция между параметрами двойной системы и характеристиками вспышек рентгеновских новых изучалась многими исследователями.

В работе (van Paradijs and McClintock, 1994) выявлена связь между абсолютной звездной величиной аккреционного диска, рентгеновской светимостью и орбитальным периодом для LMXBs и рентгеновских новых во время вспышки:

$$M_v\,(\mathrm{disk}) = 1{,}57 - 1{,}51 \lg P_{\mathrm{orb}}\,(h) - 1{,}14 \lg \frac{L_x}{L_{\mathrm{Edd}}}, \tag{884}$$

где L_x — рентгеновская светимость во время вспышки, L_{Edd} — эддингтоновская светимость для нейтронной звезды с массой в $1{,}4M_\odot$. Величины L_x/L_{Edd} для всех известных рентгеновских новых во время вспышки затабулированы в работе (Chen et al., 1997).

В работе (Shahbaz and Kuulkers, 1998) для систем с орбитальными периодами менее 12^{h} получено соотношение:

$$\lg \frac{L_x}{L_{\mathrm{Edd}}} = 3{,}63\,(\pm 0{,}90) \lg P_{\mathrm{orb}}\,(h) - 4{,}20\,(\pm 1{,}02)\,. \tag{885}$$

Из уравнений (884) и (885) авторы получили абсолютную величину аккреционного диска как функцию орбитального периода:

$$M_v(\mathrm{disk}) = 6{,}36(\pm 1{,}36) - 5{,}65(\pm 1{,}20) \lg P_{\mathrm{orb}}(h). \tag{886}$$

Хорошая корреляция между амплитудой оптической вспышки ΔV и орбитальным периодом P_{orb} для рентгеновских новых как с черными дырами, так и с нейтронными звездами была обнаружена в работе (Shahbaz and Kuulkers, 1998) для систем с периодами менее 1 дня:

$$\Delta V = 14{,}36(\pm 0{,}78) - 7{,}63(\pm 0{,}75) \lg P_{\mathrm{orb}}(h) \tag{887}$$

с коэффициентом корреляции $\sim 0{,}93$.

Из соотношения (887) видно, что при возрастании орбитального периода амплитуда оптической вспышки уменьшается. Такая корреляция отражает тот факт, что чем длиннее орбитальный период, тем большие размеры (и, соответственно, большую светимость) имеет оптическая звезда, заполняющая свою полость Роша. Поэтому в спокойном состоянии блеск системы для больших периодов больше, и амплитуда оптической вспышки, соответственно, меньше. Во время вспышки горячий аккреционный диск доминирует в оптическом потоке рентгеновской новой, в то время как в спокойном состоянии наблюдаемая оптическая светимость обусловлена вкладом оптической звезды и небольшим вкладом холодного аккреционного диска. Принимая во внимание этот вклад, Shahbaz et al.(1998) получили новое соотношение между абсолютной звездной величиной аккреционного диска $M_v(\mathrm{disk})$ и орбитальным периодом рентгеновской новой (для $P_{\mathrm{orb}} \leqslant 12^{\mathrm{h}}$):

$$M_v(\mathrm{disk}) = 2{,}34(\pm 0{,}78) - 3{,}47(\pm 0{,}75) \lg P_{\mathrm{orb}}(h) + 2{,}5 \lg f, \tag{888}$$

где f — доля света от оптической звезды в спокойном состоянии рентгеновской новой ($f = 1$ означает, что весь оптический поток в спокойном состоянии приходит от оптической звезды). Не подчиняются корреляциям (887) и (888) лишь системы GRO J1655-40 и GS 2023+338, которые имеют орбитальные периоды более 1^{d} и содержат значительно проэволюционировавшие оптические компоненты, отошедшие от главной последовательности.

Из уравнения (888) в работе (Shahbaz and Kuulkers, 1998) выведено соотношение «период-расстояние» для рентгеновских новых с периодами $P_{\mathrm{orb}} \leqslant 12^{\mathrm{h}}$:

$$5 \lg D(\text{кпк}) = V_{\mathrm{outb}} - A_v - 2{,}5 \lg f - 12{,}34 + 3{,}47 \lg P_{\mathrm{orb}}(h), \tag{889}$$

где $D(\text{кпк})$ — расстояние до рентгеновской новой в килопарсеках, V_{outb} — наблюдаемая визуальная звездная величина рентгеновской новой в максимуме вспышки,

A_v — полное межзвездное поглощение; величина параметра f в первом приближении может быть принята равной $f \simeq 0{,}5$.

Интересно сравнить абсолютные звездные величина аккреционных дисков карликовых новых и рентгеновских новых во время вспышки. Согласно (Warner, 1987, Shahbaz and Kuulkers, 1998) для абсолютной звездной величины аккреционного диска карликовой новой в максимуме блеска существует соотношение:

$$M_v(\text{disk}) = 6{,}0 - 2{,}69 \lg P_{\text{orb}}(h). \tag{890}$$

Сравнивая это соотношение с уравнением (888), убеждаемся, что для данного орбитального периода аккреционные диски рентгеновских новых во время вспышки в оптическом диапазоне более чем на 4 звездные величины ярче (в зависимости от принятого значения параметра f), чем диски карликовых новых в максимумах вспышек. Такое сильное различие в оптических светимостях дисков естественно объясняется тем фактом, что во время вспышки аккреционный диск в рентгеновской новой прогревается рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта, а диск в катаклизмических двойных лишь светит за счет гравитационного энерговыделения в нем и прогревается излучением аккрецирующего белого карлика (van Paradijs and Verbunt, 1984, van Paradijs and McClintock, 1994). Как отметили (Shahbaz and Kuulkers, 1998), размеры орбит рентгеновских новых (большинство из которых содержат черные дыры) примерно в 2 раза больше при данном периоде, чем размеры орбит карликовых новых. Поэтому площадь аккреционного диска в рентгеновских новых в среднем в 4 раза больше. Этот факт, в комбинации с тем фактом, что темп аккреции для дисков в рентгеновских новых во время вспышки примерно на порядок больше, чем в карликовых новых для данного периода, может объяснить большую разницу в оптических светимостях аккреционных дисков.

Отметим, что характерные времена для карликовых новых и рентгеновских новых также весьма различны: вспышки карликовых новых длятся несколько дней, и типичное время между вспышками в данном случае составляет несколько недель, в то время как в рентгеновских новых эти характерные времена составляют месяцы и годы соответственно. Как было отмечено в работе (King and Ritter, 1998), рентгеновский прогрев увеличивает длительность вспышки и продлевает полный цикл вспышки рентгеновской новой, обусловливая наличие у кривых блеска рентгеновских новых длительного экспоненциального или линейного спада («хвоста»), поскольку вспышка может выключиться только из-за истощения внутреннего диска и уменьшения центральной аккреции, обусловленных действием вязких сил, а не в результате прохождения по диску волны охлаждения, как это имеет место в случае карликовых новых. В работе (King and Ritter, 1998) было показано, что рентгеновские кривые блеска рентгеновских новых, могут быть объяснены в рамках модели нестабильности в диске (DTI-модель) модифицированной учетом прогрева диска рентгеновским излучением центрального рентгеновского источника во время вспышки. Освещение и прогрев диска центральным рентгеновским источником удерживает диск от возвращения в холодное состояние, пока темп аккреции вещества в центральных частях диска не испытает резкий спад. Если рентгеновский прогрев является достаточно сильным, чтобы ионизовать весь диск, вплоть до его краев, рентгеновская кривая блеска будет иметь примерно экспоненциальный спад при этом большая часть вещества в диске аккрецирует в шкале времени действия вязких сил. Время повторения вспышек в этом случае будет сравнительно продолжительным, поскольку диск должен снова наполниться веществом, поставляемым звездой-донором. Если же рентгеновский прогрев диска центральным источником весьма слаб и не может ионизовать весь диск, рентгеновская кривая блеска должна иметь примерно линейный спад к спокойному состоянию. В этом случае большая часть вещества диска не успевает аккрецировать, поэтому следующая вспышка должна произойти через более короткое время повторения, чем в случае наличия экспоненциального спада на рентгеновской кривой блеска. Критический темп аккреции в центральных частях диска, требуемый для того, чтобы ионизовать диск до данного радиуса, был вычислен в работе (King and Ritter, 1998) для точечного центрального рентгеновского источника (случай аккрецирующей нейтронной звезды) и дискообразного центрального рентгеновского источника (аккрецирующая черная дыра). Этот критический темп аккреции эквивалентен критической светимости (Shahbaz et al., 1998):

$$L_{\text{crit}}\,(\text{point-like}) = 3{,}7 \cdot 10^{36} R_{11}^2 \text{ эрг/с}, \tag{891}$$

$$L_{\text{crit}}\,(\text{disk-like}) = 1{,}7 \cdot 10^{37} R_{11}^2 \text{ эрг/с}, \tag{892}$$

где R_{11} — радиус ионизованной части диска в единицах 10^{11} см. Максимальная возможная величина внешнего радиуса диска и, следовательно, радиус R_h его ионизованной области обычно выражается в долях приливного радиуса диска R_t, который составляет 70–90 % от радиуса полости Роша релятивистской компоненты в двойной системе. Если рентгеновская светимость меньше, чем L_{crit}, соответствующая его радиусу, внешние части диска не сильно прогреты рентгеном, и спад соответствующей рентгеновской кривой блеска будет линейным. Если же наблюдаемая пиковая рентгеновская светимость превышает критическую светимость L_{crit}, внешние части аккреционного диска ионизованы, и спад на рентгеновской кривой блеска изначально будет экспоненциальным.

Следует отметить что наблюдаются оба типа спада на кривой блеска: и линейный, и экспоненциальный. В работе (Shahbaz et al., 1998) на основе анализа рентгеновских кривых блеска рентгеновских новых было показано, что наличие экспоненциального или линейного спада на кривой блеска соответствует критическим светимостям, описываемым формулами (891), (892). Это согласие теории и наблюдений является сильной поддержкой того, что аккреционные диски в рентгеновских новых являются действительно дисками с сильным, доминирующим рентгеновским прогревом. Более того Shahbaz et al. (1998), показали, что наличие экспоненциального или линейного спада на данной кривой блеска рентгеновской новой проявляется и в последующих вспышках, т. е. двойная система стремится сохранять характер спада в последующих вспышках. Используя результаты работы (King and Ritter, 1998) и анализируя наблюдаемые рентгеновские кривые блеска, Shahbaz et al. (1998) вычислили величину радиуса горячего, прогретого диска R_h во время максимума рентгеновского потока во вспышке. Оказалось, что для случая экспоненциального спада, величина R_h сравнима с радиусом циркуляризации диска, что естественно, так как диск состоит целиком из вещества, перенесенного от оптической звезды с момента окончания предыдущей вспышки.

Величина R_h прямо пропорциональна времени t_s, через которое появляется вторичный максимум на рентгеновской кривой блеска, если t_s близко к времени вязкой диссипации в прогретом рентгеном диске. Как известно, монотонный спад на рентгеновской и оптической кривых блеска многих рентгеновских новых часто прерывается повторным увеличением потока примерно в 2 раза за характерное время $\leqslant 10^{\text{d}}$, с последующим восстановлением нормальной формы спада. Вторичный максимум чаще всего наблюдается на кривых блеска рентгеновских новых с черными дырами. Хотя нужно отметить, что и в случае некоторых рентгеновских новых с нейтронными звездами (например, Cen X-4, AqlX-1, GRO J1744-28) на спаде кривой блеска также наблюдается вторичный максимум. Следует подчеркнуть, что GRO J1655-40 является единственной известной рентгеновской новой с черной дырой, у которой на кривой блеска наблюдается линейный спад.

Как было отмечено в работе (King and Ritter, 1998), вторичные максимумы на кривых блеска могут быть обусловлены веществом внешних частей диска, которое включает малые вспышки во время фазы линейного спада. Увеличение вязкости в начале стадии рентгеновского прогрева более значительно во внешних частях диска. Это приводит к дополнительному, быстрому потоку вещества, направляемому вовнутрь диска. В обоих случаях (линейный и экспоненциальный спады) вторичный максимум на спаде кривой блеска должен появляться через время t_s после первичной вспышки, где t_s — вязкое время для прогретого диска. Поэтому, согласно работе (Shahbaz et al., 1998), наблюдения вторичного максимума на рентгеновской кривой блеска позволяет оценить расстояние D_{kpc} до рентгеновской новой:

$$D_{kpc} = 4{,}3 \cdot 10^{-5} t_s^{3/2} \eta^{1/2} f^{1/2} F_p^{-1/2} \tau_d^{-1/2}, \tag{893}$$

где F_p — пиковый рентгеновской поток, τ_d — характерное время спада в днях, η — параметр радиационной эффективности аккреции, f — отношение массы диска в начале вспышки к его максимальной массе (обычно принимается, что $f \simeq 1$–$0{,}5$).

Исследования эффекта рентгеновского прогрева в маломассивных рентгеновских двойных системах (Dubus et al., 1999) приводят к важному заключению. Поскольку наблюдения показывают, что излучение внешних частей аккреционного диска в LMXBs и рентгеновских новых обусловлено в основном переизлучением рентгеновского потока центрального аккрецирующего релятивистского объекта, аккреционные диски в рентгеновских новых должны быть либо изогнутыми, или облучаемыми источником, расположенным выше плоскости диска, или должны иметь место оба этих эффекта. Это связано с тем, что точечный рентгеновский источник, излучающий вследствие аккреции и локализованный строго в плоскости диска, не может существенно изменить структуру диска из-за того, что излучение центрального источника не доходит до внешних частей диска из-за его экранирования внутренними частями диска. В этой связи Dubus et al. (1999) отмечают, что критический темп аккреции $L_{\rm crit}$, ниже которого аккреционный диск становится нестабильным, является весьма неопределенной величиной ввиду того, что корректная формула, описывающая облучение диска рентгеновским потоком центрального источника, пока неизвестна.

н) Характеристики оптических звезд в рентгеновских новых. В работах (Warner, 1987, 1995) было показано, что светимости спутников — невырожденных звезд в катаклизмических двойных системах ($P_{\rm orb} \leqslant 10^{\rm h}$) неотличимы от светимостей звезд главной последовательности. Оптические звезды в LMXBs и рентгеновских новых с орбитальными периодами $\lesssim 12^{\rm h}$ также лежат на главной последовательности или на последовательности предельных возрастов для звезд главной последовательности (Shahbaz et al., 1997, Тутуков и Черепащук, 1997). Для рентгеновских новых с большими орбитальными периодами ($P > 12^{\rm h}$) оптические звезды являются субгигантами и гигантами, например, системы GS 2023+338 ($P = 6{,}5^{\rm d}$, K0IV), GRO J1655-40 ($P = 2{,}6^{\rm d}$, F5IV), SAXJ1819,3-2525 ($P = 2{,}8^{\rm d}$, B9III), GRS 1915+105 ($P = 33{,}5^{\rm d}$, KIII).

В работе (Smith and Dhillon, 1998) были исследованы свойства невырожденных звезд в катаклизмических двойных системах и маломассивных рентгеновских двойных. Следуя этой работе, необходимо учитывать некоторые специфические эффекты эволюции этих звезд — компонент рентгеновских новых.

1. Оптические звезды в рентгеновских новых расположены вблизи от сильного транзиентного рентгеновского источника. Как было отмечено в работе (Iben et al., 1995), корональный ветер от оптической звезды, индуцированный мощным рентгеновским прогревом ее поверхности, должен быть весьма значительным, чтобы повлиять на эволюцию оптической звезды. Звездный ветер, индуцированный

рентгеновским прогревом, может сделать обмен масс в двойной системе сильно неконсервативным, что приводит к уменьшению времени жизни рентгеновской новой на фактор 6–60 по сравнению со случаем консервативного обмена масс, когда все вещество, потерянное оптической звездой, аккрецируется релятивистской компонентой.

2. Оптические звезды в рентгеновских новых являются быстро вращающимися звездами (ввиду коротких орбитальных периодов рентгеновских новых) и имеют сильно приливно и вращательно деформированную форму, так как они заполняют свою полость Роша.

3. Оптические звезды в рентгеновских новых эволюционируют не с постоянной массой, они теряют массу с темпом $\sim 10^{-9} M_{\odot}$/год.

4. Оптические звезды в рентгеновских новых пережили стадию эволюции ТДС с общей оболочкой, в течение которой они находились внутри протяженной оболочки соседней гигантской звезды.

В работе (Smith and Dhillon, 1998) были проанализированы опубликованные данные о спектральных классах, массах и радиусах невырожденных звезд-спутников в катаклизмических двойных системах и маломассивных рентгеновских двойных с использованием Каталога (Ritter and Kolb, 1998). Были использованы данные о 55 надежных спектральнрых классах и 14 определений масс для спутников катаклизмических двойных, а также 10 определений спектральных классов и 5 определений масс спутников в маломассивных рентгеновских двойных. Были построены эмпирические зависимости «спектральный класс–период», «масса–радиус», «масса–период» и «радиус–период», которые были сравнены с соответствующими теоретическими предсказаниями. Показано, что спутники в катаклизмических двойных системах с орбитальными периодами короче 7–8 часов, неотличимы от соответствующих звезд главной последовательности в разделенных двойных системах. Оптические звезды в маломассивных рентгеновских двойных показывают некоторые свидетельства того, что они слегка проэволюционировали. В данном случае оптические спутники имеют

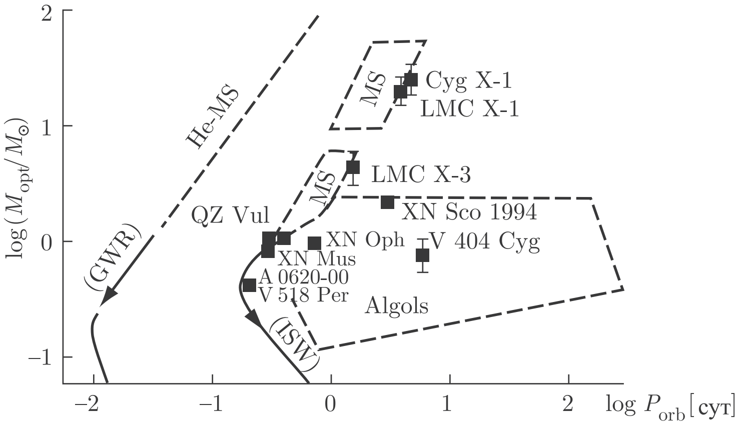


Рис. 364. Рентгеновские двойные системы на плоскости $M_{\rm opt}$–$P_{\rm orb}$. Положения систем с различным эволюционным статусом отмечены пунктирными линиями. «MS» — главная последовательность звезд с солнечным химическим составом. He-MS — главная последовательность для невырожденных гелиевых звезд. Algols — системы подобные системам типа Алголя, у которых оптические звезды содержат вырожденные гелиевые ядра. В скобках указаны движущие силы эволюции тесных двойных систем: GWR — излучение гравитационных волн, ISW — индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер с магнитным полем. Детали см. в работе (Тутуков и Черепащук, 1997)

радиусы, которые слегка превышают радиусы звезд главной последовательности тех же масс. К аналогичному выводу пришли Тутуков и Черепащук (1997) — см. рис. 364.

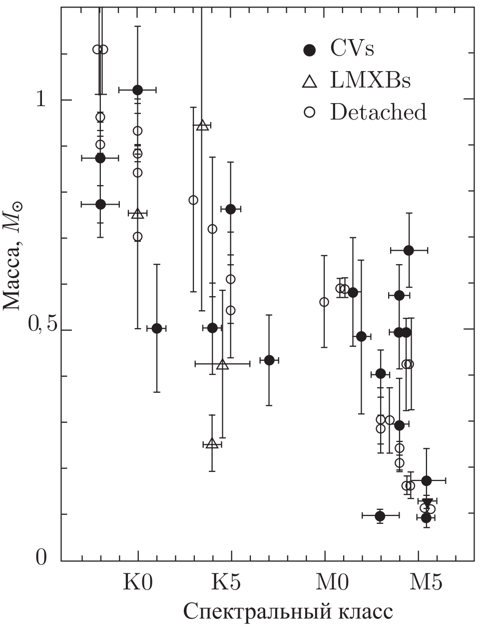


Рис. 365. Массы вторичных компонент как функции их спектральных типов в тесных двойных системах. Темные кружки соответствуют катаклизмическим двойным системам, треугольники — маломассивным рентгеновским двойным, светлые кружки — разделенным системам. (Из статьи Smith and Dhillon, 1998)

Согласно работе (Smith and Dhillon, 1998), определение масс спутников, по их спектральным классам в катаклизмических двойных системах и маломассивных рентгеновских двойных не является надежным ввиду значительного разброса точек на соответствующей зависимости «масса–спектральный класс» (см. рис. 365). Таким образом, хотя спутники в катаклизмических двойных и LMXBs не сильно отличаются от звезд главной последовательности, представляется весьма проблематичным использование спектральных классов для определения их масс. Этот вывод должен приниматься во внимание при определениях масс релятивистских объектов в маломассивных рентгеновских двойных системах. Более детальная статистика свойств катаклизмических двойных систем рассмотрена нами в ч. I монографии.

Оптические звезды в рентгеновских новых заполняют свои полости Роша. Этот важный вывод уверенно следует из многочисленных наблюдательных данных по исследованию рентгеновских новых в спокойном состоянии. К числу таких фактов относятся: наличие мощных и часто двугорбых эмиссионных линий, формирующихся в аккреционном диске, эффект «S-волны» в наблюдаемых профилях этих линий, который является наблюдательным проявлением газовой струи, истекающей из оптической звезды, результаты доплер-томографии ряда рентгеновских новых в спокойном состоянии (см., например, Casares et al., 1995). Поэтому при интерпретации оптических кривых блеска рентгеновских новых в спокойном состоянии можно обоснованно принимать степень заполнения полости Роша оптической звездой $\mu = 1$.

Рентгеновские новые в спокойном состоянии показывают регулярную орбитальную переменность в оптическом и инфракрасном диапазонах, обусловленную главным образом эффектом эллипсоидальности оптической звезды (Лютый и др., 1973, Антохина и Черепащук, 1993). Эффект рентгеновского прогрева оптической звезды в данном случае относительно мал, ввиду слабости рентгеновского источника (Антохина и Черепащук, 1993).

Учитывая важность исследования эффекта эллипсоидальности для определения наклонений орбит рентгеновских двойных систем (Лютый и др., 1973), имеет смысл проведение подробных расчетов этого эффекта в рентгеновских двойных системах с разным отношением масс компонент $q = m_x/m_v$. Такие расчеты были выполнены в работе Бочкарева и др. (1979) для сравнительно малых значений $q \leqslant 3$, типичных для массивных рентгеновских двойных систем, а также в работе Антохиной

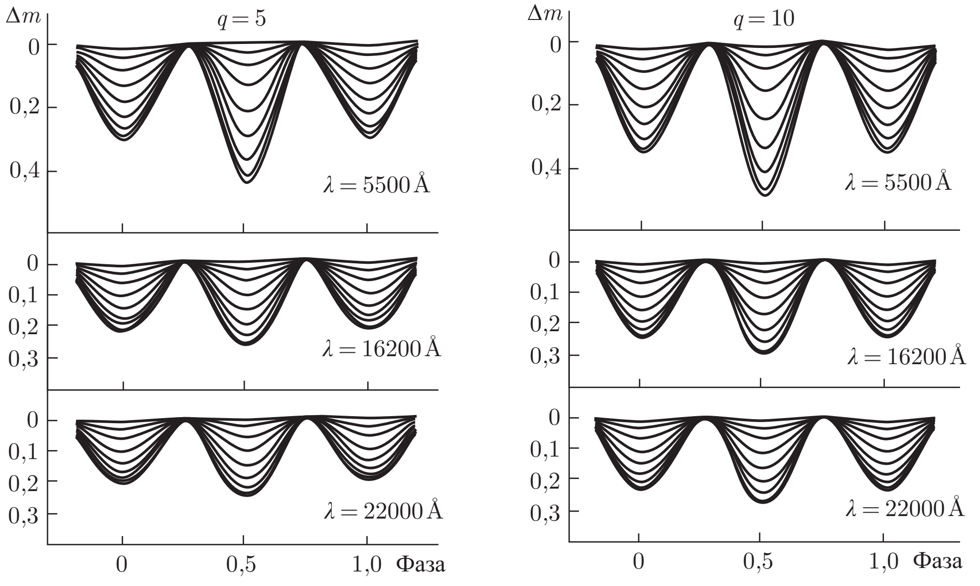


Рис. 366. Теоретические «эллипсоидальные» кривые блеска для оптических звезд в рентгеновских двойных системах для оптических и инфракрасных длин волн $\lambda = 5500$, 16200 и 22000 Å. Отношение масс $q = m_x/m_v = 5$ (слева) и 10 (справа). Степень заполнения полости Роша оптической звездой $\mu = 1$. Наклонение орбиты $i = 10^\circ$, $20^\circ, \ldots, 90^\circ$. В фазе $\varphi = 0$ впереди оптическая звезда, а рентгеновский источник — сзади. (Из работы Антохина и Черепащук, 1997)

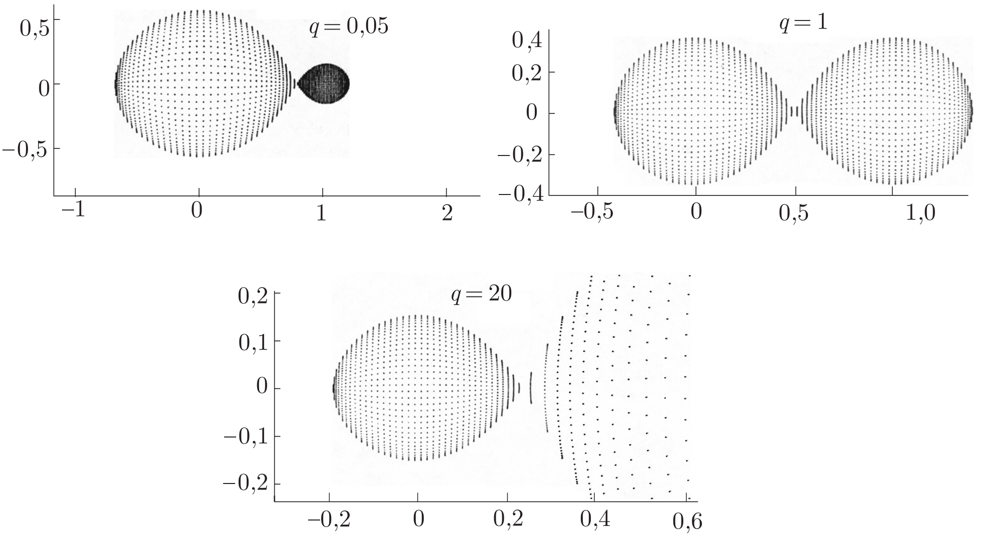


Рис. 367. Компьютерная модель полости Роша в тесной двойной системе с $q = m_x/m_v = 0{,}05$, 1, 20 (вид в плоскости орбиты). Чтобы было удобно сравнивать форму полости Роша для оптической звезды (слева), использован разный масштаб для каждой из картинок. Видно, что степень эллипсоидальности полости Роша оптической звезды вдоль линии центров компонент возрастает с увеличением отношения масс q

и Черепащука (1997a), где выполнен расчет теоретических кривых блеска, соответствующих эффекту эллипсоидальности оптической звезды в рентгеновской двойной системе для $q = 0{,}1$–20 и для $\lambda = 5500$ Å, 16200 Å и 22000 Å (см. рис. 366, 367).

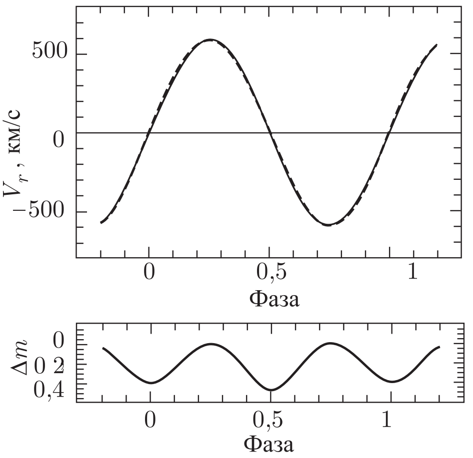


Рис. 368. Теоретическая оптическая кривая блеска (внизу) и соответствующая кривая лучевых скоростей (вверху) по линии поглощения H_γ. Кривые вычислены с параметрами: $q = m_x/m_v = 14{,}857$, $m_v = 0{,}7M_\odot$, $P = 0{,}423^{\mathrm{d}}$, $e = 0$, $\mu = 1$, $k_x = L_x/L_v = 1$, $i = 90^\circ$. Пунктирная линия соответствует модели точечной оптической звезды, сплошная линия — кривая лучевых скоростей, синтезированная для случая реальной приливно-деформированной оптической звезды, прогреваемой рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта

Синтез профилей линий поглощения в спектрах оптических звезд в рентгеновских двойных системах (Антохина и Черепащук, 1994, Антохина и др., 2005) позволяет корректно строить теоретические кривые лучевых скоростей для приливно и вращательно-деформированных звезд с учетом эффекта рентгеновского прогрева (см. рис. 368) и надежно определять параметры рентгеновских двойных (см. ч. I монографии).

о) Эволюционные аспекты. В нашей Галактике, из 19 известных рентгеновских двойных систем с черными дырами лишь четыре (Cyg X-1, SS 433, Cyg X-3 и RX J1826,2-1450) являются массивными рентгеновскими двойными, содержащими массивные оптические звезды. Остальные системы с черными дырами являются маломассивными рентгеновскими двойными со спутниками сравнительно малых масс $\sim 0{,}3$–$3M_\odot$. Причем все они являются рентгеновскими новыми, т. е. транзиентными рентгеновскими двойными системами.

На первый взгляд, кажется странным, что черные дыры чаще всего встречаются в маломассивных рентгеновских двойных, производителями которых были ТДС с очень большим начальным отношением масс: $q = m_1/m_2 \approx 10$–80. Согласно статистическим исследованиям (см., например, Каретников и Черепащук, 1997) среднее отношение масс в известных разделенных ТДС, содержащих звезды главной последовательности, не исправленное за эффекты наблюдательной селекции (см. ниже), близко к единице: $q^{-1} = m_2/m_1 \simeq 0{,}8$. Поскольку черные дыры образуются в результате коллапса железных ядер очень массивных звезд, можно было бы предполагать, что именно в массивных рентгеновских двойных системах следует искать черные дыры. Однако в реальности оказалось, что это не так. На протяжении целых 11 лет рентгеновская двойная система Cyg X-1, содержащая массивную оптическую звезду, была единственной известной массивной рентгеновской двойной с черной дырой. В подавляющем большинстве случаев в массивных рентгеновских двойных системах обнаруживались аккрецирующие нейтронные звезды — рентгеновские пульсары. И лишь в 1986 г., после открытия черной дыры в составе маломассивной рентгеновской двойной системы — рентгеновской новой A0620-00 (McClintock and Remillard, 1986) наступила новая эра массового открытия звездных черных дыр в составе рентгеновских новых с маломассивными оптическими компонентами. Оказалось, что из-за короткого времени ядерной эволюции массивной звезды в составе рентгеновской двойной системы, стадия существования яркого рентгеновского источника в данном случае весьма коротка ($\sim 10^4$–10^5 лет), поэтому вероятность наблюдать массивные рентгеновские двойные системы в активной рентгеновской стадии весьма мала. В то же время, большое время ядерной эволюции маломассивного спутника приводит к тому, что активная стадия рентгеновского источника в такой двойной системе очень продолжительна: $\sim 10^8$–10^9 лет, что делает вполне реальным наблюдать аккрецирующие черные дыры в маломассивных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых.

Возникает, однако, вопрос: а почему же в массивных рентгеновских двойных системах наблюдается мало черных дыр и много нейтронных звезд? Это вопрос более тонкого свойства, и для ответа на него требуется детальное рассмотрение эволюционных сценариев ТДС.

Обычно предполагается (см., например, Iben et al., 1995a), что формирование черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных реализуется в двойных системах с большим начальным отношением масс компонент $q = m_1/m_2 > 5$, причем начальная масса первичной компоненты лежит в пределах $m_1 = 40$–$50M_\odot$. Звезды с массами $m_1 > 50M_\odot$ не расширяются в течение стадии ядерного горения (Iben et al., 1995a), в частности, ввиду большой потери массы в виде звездного ветра.

Чтобы сформировать вырожденное гелиевое ядро перед заполнением своей полости Роша вторичная звезда должна иметь начальную массу $m_2 \leqslant 2{,}3M_\odot$ (Iben et al., 1995a). Расширение первичной компоненты в процессе ядерной эволюции и большое начальное отношение масс ($m_1/m_2 \gg 1$) приводит к тому, что образуется общая оболочка; при этом размеры орбиты сильно сокращаются, поэтому маломассивная вторичная компонента, в конечном счете, заполняет свою полость Роша. Обычно предполагается, что LMXBs с нейтронными звездами формируются только из двойных систем, в которых первичная компонента имеет массу $m_1 \lesssim 40M_\odot$ (van den Heuvel and Habets, 1984), а LMXBs с черными дырами предположительно возникают из систем, в которых начальная масса первичной компоненты лежит в пределах $m_1 = 40$–$50M_\odot$. Если начальная масса первичной звезды $m_1 > 50M_\odot$, предполагается, что такая массивная звезда не может, в процессе своей ядерной эволюции, расшириться до гигантских размеров (см., например, Humpreys and Davidson, 1994, Iben et al., 1995b). В этом случае общая оболочка, которая обусловливает сближение компонент и в дальнейшем обеспечивает обмен масс между вторичной и первичной компонентами (что необходимо для включения фазы рентгеновской двойной системы), не образуется.

Предположение о том, что все ТДС с первичными компонентами больше, чем $\sim 11{,}4M_\odot$, но меньше $40M_\odot$ формируют нейтронные звезды, и только те системы, у которых начальные массы первичных компонент больше $40M_\odot$, формируют черные дыры, позволяет качественно объяснить малое число черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах и большое число нейтронных звезд в них (см., однако, Ergma and van den Heuvel, 1998). Отметим, что существуют и другие возможности объяснения относительно малого числа черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах, которые, в частности, предусмотрены в современных машинах сценариев для ТДС (Lipunov et al., 1996, см. также обзор Попова и Прохорова, 2007 и ссылки в нем).

Эволюция LMXBs, включая рентгеновские новые, рассматривается обычно в рамках модели эволюции с общей оболочкой (см., например, Thorne and Zytkov, 1977, Бисноватый-Коган и Ламзин, 1984, Podsiadlowski et al., 1995, Iben et al., 1995a,b, Shore et al., 1994, Lipunov et al., 1996, Portegis Zwart et al., 1997, Ergma and van den Heuvel, 1998, Sutantyo, 1999, van den Heuvel and van Paradijs, 1988, Ergma and Fedorova, 1998, Ergma, 1998). В работах (Eggleton and Verbunt, 1986, De Kool et al., 1987) для объяснения происхождения LMXBs предложена модель тройной системы, в которой также используется идея эволюции с общей оболочкой. При этом следует иметь в виду, что при моделировании эволюции ТДС сформировать маломассивную рентгеновскую двойную систему гораздо сложнее, чем массивную, поскольку эволюция LMXB включает в себя сильно неконсервативную фазу обмена масс. Обычно стартуют с ТДС с очень большим начальным отношением масс (скажем, $40M_\odot$ для массы первичной компоненты и $0{,}5M_\odot$ для вторичной) и большим начальным радиусом орбиты. Когда первичная звезда за счет ядерной эволюции расширяется, она превращается в гигант и поглощает вторичную компоненту — начинается стадия эволюции с общей оболочкой. Реализуется сильная потеря массы и углового момента из двойной системы (благодаря динамическому трению вторичной звезды с веществом общей оболочки), и орбита системы сильно сокращается.

В большинстве случаев вторичная компонента из-за сильной потери углового орбитального момента сливается с ядром первичной звезды, и двойная система прекращает свое существование, но для некоторого интервала начального разделения компонент тесная двойная система может сохраниться. Эта проэволюционировавшая короткопериодическая тесная двойная система состоит из массивного невырожденного гелиевого ядра первичной звезды (звезды WR) и практически не изменившей свои параметры вторичной компоненты. После того, как гелиевая звезда коллапсирует в нейтронную звезду или черную дыру, проявляя феномен сверхновой типа Ib/c, двойная система, если она остается гравитационно связанной после взрыва сверхновой, превращается в маломассивную рентгеновскую двойную систему (после заполнения вторичной звездой своей полости Роша). Заполнение вторичной звездой полости Роша может произойти либо за счет излучения системой гравитационных волн и магнитного звездного ветра, либо, если масса вторичной звезды $m_2 > 0{,}8M_\odot$, за счет ее расширения в процессе ядерной эволюции и перехода в ветвь гигантов. Ввиду экстремальных начальных условий и весьма малого шанса для двойной системы выжить во время стадии с общей оболочкой и после взрыва сверхновой в системе, такой сценарий эволюции реализуется очень редко.

Как уже отмечалось выше, согласно работе (Chen et al., 1997) можно считать, что средний темп вспышек рентгеновских новых в Галактике составляет $\sim 2{,}6\,\text{год}^{-1}$ для событий более ярких, чем 0,3 Crab, а среднее время повторения между вспышками одной рентгеновской новой равно $\sim 2{,}6$ лет. Экстраполяция к чувствительности ~ 1 mCrab приводит к выводу, что нижний предел для полного числа рентгеновских новых в Галактике составляет несколько сотен (Grebenev et al., 1991b, Chen et al., 1997). Эта оценка, в общем, согласуется с эволюционными оценками числа рентгеновских новых, если принимать во внимание ветер спутника — оптической звезды, индуцированный рентгеновским прогревом со стороны аккрецирующего релятивистского объекта. Этот ветер уносит из системы на порядок больше вещества, чем количество вещества, принимаемое аккретором (Iben et al., 1995a,b).

В большинстве эволюционных сценариев LMXBs и рентгеновских новых после стадии эволюции с общей оболочкой формируется обнаженное гелиевое ядро массивной звезды. В настоящее время есть серьезные основания отождествлять эти невырожденные, массивные гелиевые остатки массивных звезд, со звездами WR (см., например, Cherepashchuk et al., 1996). В работах (Черепащук, 1998, 2001a, Cherepashchuk, 2000b,c) была рассмотрена эволюционная связь между звездами WR в двойных системах и LMXBs, а также рентгеновскими новыми. При этом использовались характеристики звезд WR, найденные из анализа спектральных, фотометрических и поляризационных наблюдений двойных WR+O-систем. Между тем, LMXBs и рентгеновские новые, как следует из изложенного выше, должны формироваться из двойных систем WR+(M-B), содержащих не массивные O-звезды, а маломассивные M-B-звезды (поиск двойных WR+(M-B)-систем составляет важную задачу для наблюдательной астрофизики — см. Черепащук, 1998 Cherepashchuk, 2000c). Возникает вопрос: насколько корректно такое сравнение, не могут ли радикально различаться характеристики звезд WR, образовавшихся в системах WR+O и WR+(M-B)? На этот вопрос есть основания ответить: нет, не могут, поскольку даже характеристики звезд WR в двойных WR+O-системах и параметры одиночных звезд WR при прочих равных условиях неразличимы. Это означает, что разные механизмы потери водородной оболочки массивной звезды (обмен масс в ТДС или интенсивный радиальный звездный ветер) приводят к одним и тем же окончательным характеристикам обнаженных гелиевых ядер звезд — звезд WR.

Рассмотрение эволюционной связи между звездами WR и релятивистскими объектами в ТДС показывает (Черепащук, 2001a, 2003), что хотя звезды WR — прародители релятивистских объектов имеют непрерывное распределение по массам, охватывающее распределение масс релятивистских объектов, массы продуктов коллапса CO-ядер звезд WR — релятивистских объектов, распределены бимодально, с провалом в интервале масс m_x=(2–4)$M_\odot$. Если этот вывод подтвердится дальнейшими наблюдениями, он потребует серьезной интерпретации, которая может наложить важные ограничения на механизмы формирования нейтронных звезд и черных дыр при коллапсах CO-ядер массивных звезд (см. ниже).

8. Черные дыры в двойных звездных системах

а) Общие замечания. Черные дыры предсказываются ОТО Эйнштейна. Впервые термин «черная дыра» был введен в 1968 г. Дж. Уилером (Wheeler, 1968). Напомним основные свойства черных дыр, важные для астрономических наблюдений (Гинзбург, 1995, 1999, Новиков и Фролов, 1986, 2001).

По определению (см., например, Новиков и Фролов, 1986), в асимптотически плоском пространстве-времени под черной дырой понимается область, из которой никакой причинный сигнал не может выйти на световую бесконечность будущего. Иными словами (Шапиро и Тьюколски, 1985), черная дыра представляет собой область, которая не может двусторонним образом сообщаться с внешней Вселенной, поскольку вторая космическая скорость для нее равна скорости света в вакууме c. Граница этой области называется горизонтом событий.

Характерный размер черной дыры определяется гравитационным (шварцшильдовским) радиусом $r_g = 2GM/c^2$, где M — масса, G — постоянная тяготения. Величина $r_g = 30$ км для $M = 10M_\odot$ и 40 астрономических единиц, т. е. радиусу Солнечной системы, для $M = 2 \cdot 10^9 M_\odot$. Радиус горизонта событий $r_h = r_g$ для невращающейся (шварцшильдовской) черной дыры и $r_h < r_g$ для вращающейся черной дыры. Для предельно вращающейся, керровской черной дыры с максимальным удельным угловым моментом, $r_h = 0{,}5 r_g$.

Важно отметить, что у черных дыр, образующихся в нашу эпоху, горизонт событий еще не сформировался из-за релятивистского замедления хода времени с точки зрения удаленного наблюдателя. Поэтому «современные» черные дыры имеют поверхности, чрезвычайно близкие к горизонту событий, которые с точки зрения далекого наблюдателя бесконечно долго приближаются к этому горизонту. Все процессы на них бесконечно растянуты во времени для внешнего наблюдателя и поэтому ненаблюдаемы. Для «современных» черных дыр часто используют термин коллапсирующие объекты (Зельдович и Новиков, 1967); для астрономов-наблюдателей это «практически» черные дыры.

Важно подчеркнуть, что горизонт событий — это не какая-то твердая поверхность; это так называемая световая поверхность в пространстве-времени. Он может быть устранен выбором подходящей системы координат. Например, для наблюдателя, свободно падающего на черную дыру, горизонт событий отсутствует, и наблюдатель может проникнуть внутрь черной дыры, достичь центральной сингулярности, куда сколлапсировала падающая материя, но передать информацию внешнему наблюдателю он не сможет.

Уникальной особенностью горизонта событий и области внутри черной дыры является то, что они «воспринимают» информацию из будущего внешнего пространства-времени (Новиков и Фролов, 2001, Thorne et al., 1986). В частности движение горизонта событий в любой момент времени зависит не от того что, произошло с горизонтом в прошлом, а от того что, произойдет с ним в будущем (см., обзор Новикова и Фролова, 2001).

Ввиду столь необычных свойств черных дыр вопрос о возможности их существования во Вселенной остро дискутируется вот уже несколько десятилетий. Окончательный ответ на него должны дать астрономические наблюдения (отметим, что в связи с вводом в строй гигантского суперколлайдера LHC в Церне, Швейцария, рассматривается также возможность создания мини-черных дыр в земных лабораториях).

Впервые на возможность астрономических наблюдений черных дыр было указано в 1964 г. в работах Зельдовича (1964) и Салпитера (1964), которые предсказали мощное энерговыделение при несферической аккреции вещества на черные дыры. В работах (Novikov and Zeldovich, 1966, Zeldovich and Guseinov, 1966) была отмечена перспективность исследования двойных звезд для поиска черных дыр (см., также Trimble and Thorne, 1969). Теория дисковой аккреции вещества на нейтронные звезды и черные дыры, развитая в работах (Шакура, 1972, Shakura and Sunyaev, 1973, Pringle and Rees, 1972, Novikov and Thorne, 1973), позволила быстро понять природу компактных рентгеновских источников, открытых со спутника Uhuru (Forman et al., 1978), как аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр в двойных звездных системах.

К настоящему времени открыты тысячи рентгеновских двойных систем в нашей и ближайших галактиках. Оптические исследования рентгеновских двойных систем (Webster and Murdin, 1972, Cherepashchuk et al., 1972, Bahcall and Bahcall, 1972, Лютый и др., 1973, 1974) дали возможность развить надежные методы определения масс нейтронных звезд и черных дыр в тесных двойных системах (Гончарский и др., 1991). Трехмерные газодинамические модели течения газа в ТДС прояснили механизмы формирования аккреционных дисков (Бисикало и др., 1998, Bisikalo et al., 1998, Boyarchuk et al., 2002). Модели адвекционно-доминированных дисков вокруг черных дыр, позволяющие объяснить аномально низкую светимость аккрецирующих черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных системах, а также в ядрах многих «нормальных» галактик, были предложены в работах (Rees, 1982, Begelman, 1986, Abramowicz et al, 1988, Narayan and Yi, 1995, Narayan, 1996, Narayan and McClintock, 1996). О развитии этих работ и с их критикой можно ознакомиться, например, в работах (Bisnovatyi-Kogan and Lovelace, 1997, 2001, Blanford and Begelman, 1999, Bisnovatyi-Kogan, 1999).

Наряду с успехами в поисках черных дыр звездной массы, в настоящее время наблюдается прорыв в исследованиях сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Хотя первыми кандидатами в сверхмассивные черные дыры были признаны квазары и ядра активных галактик (Зельдович и Новиков, 1964, 1967, Salpeter, 1964, Lynden-Bell, 1969, Rees, 1984, Blanford and Rees, 1992), наиболее убедительные свидетельства наличия сверхмассивных, компактных объектов были получены при исследовании относительно «спокойных» ядер галактик (см., например, итоги недавних симпозиумов: Chakrabarti (1999), Block et al, (2000), Kaper et al., (2001), Merloni et al., (2005)). В частности, в центре нашей галактики, открытие орбитального движения звезды S2 вокруг центральной черной дыры с периодом 15,2 лет позволило, с использованием третьего закона Кеплера, дать надежную оценку массы сверхмассивной черной дыры $M_{\rm BH} = 4 \cdot 10^6 M_\odot$ (Schödel et al., 2002, Gillessen et al., 2009). Уже ставится вопрос об обнаружении релятивистских эффектов в орбитальном движении отдельных звезд вокруг сверхмассивной черной дыры в центре нашей Галактики (Zucker et al., 2006).

Здесь мы суммируем результаты поисков и исследований звездных черных дыр в тесных двойных системах. Различные аспекты этой проблемы отражены в обзорах (Черепащук, 1996, 2003, Новиков и Фролов, 2001, Ho, 1999, Charles, 1998, Novikov, 1997, Cherepashchuk, 2000c, Remillard and Mc Clintock, 2006, McClintock, 2008).

б) Методы поиска черных дыр. Известно три типа черных дыр:

1. Черные дыры звездных масс $M = (3\text{–}50) M_\odot$, образующиеся на поздних стадиях эволюции массивных звезд. В конце эволюции звезды образуется белый карлик (если масса проэволюционировавшего ядра звезды $M_c \leqslant (1{,}2\text{–}1{,}4) M_\odot$), нейтронная звезда (если $M_c < 3M_\odot$), черная дыра (если $M_c \geqslant 3M_\odot$). В случае так называемого мягкого уравнения состояния вещества нейтронной звезды, при котором ее максимальная масса равна $1{,}5M_\odot$, можно ожидать также наличия черных дыр сравнительно малой массы $M \geqslant 1{,}5M_\odot$ (Srinivasan, 2001).

2. Сверхмассивные черные дыры в ядрах галактик ($M = 10^6\text{–}10^{10} M_\odot$). Замечательно то, что классическая теория тесных двойных звезд эффективно «работает» при определении масс сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Это ярко иллюстрируется определением массы сверхмассивной черной дыры в ядре нашей галактики, где наблюдается тесная и в то же время визуально-двойная система с орбитальным периодом 15,2 г., эксцентриситетом орбиты $e = 0{,}87$ и большой полуосью орбиты $4{,}62 \cdot 10^{-3}$ пк, состоящая из черной дыры массой $4 \cdot 10^6 M_\odot$ и оптической звезды массой $\sim 10M_\odot$ (см. выше). В работе (Gillessen et al., 2009) изучены орбитальные движения 28 звезд вокруг центральной сверхмассивной черной дыры в центре нашей Галактики и дана новая оценка массы черной дыры с точностью лучше 10%: $M = (4{,}31 \pm 0{,}36) \cdot 10^6 M_\odot$. Кроме того, в ядрах некоторых галактик, возможно, существуют двойные сверхмассивные черные дыры (см., например, Valtonen, 2008). Это позволяет распространить методы исследования тесных двойных систем (с учетом релятивистских эффектов в орбитальном движении компонент) и на сверхмассивные черные дыры.

3. Первичные черные дыры, сформировавшиеся на ранних стадиях формирования Вселенной. До нашей эпохи должны были дожить лишь первичные черные дыры с массой $M > 10^{15}$ г ввиду действия квантового механизма испарения черных дыр, предложенного Хоукингом (Hawking, 1974). С наблюдательной точки зрения о первичных черных дырах пока известно очень мало (см. обзор Новикова и Фролова, 2001).

В последнее время дискутируется вопрос о существовании черных дыр промежуточных масс $M = (10^2\text{–}10^4) M_\odot$, расположенных в околоядерных областях галактик (среднее расстояние от ядра ~ 390 пк, см., например, Colbert and Mushotzky, 1999), а также в центрах массивных шаровых скоплений (см., например, Gebhardt et al., 2000). Массы этих объектов оцениваются по их рентгеновской светимости и спектру (L_x(0,2–2,4 кэВ) $= 10^{37}\text{–}10^{40}$ эрг/с), а в случае шаровых скоплений также по дисперсии скоростей звезд в их центральных частях. Предполагают (см., например, Taniguchi et al., 2000), что черные дыры промежуточных масс сформировались в результате непрерывного слияния компактных остатков, образовавшихся из сотен массивных звезд — членов скоплений радиусом в несколько парсек. Характерное время такого слияния $\sim 10^9$ лет (Taniguchi et al., 2000). В связи с моделями слияния, в принципе, не исключено существование и двойных сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик. Теоретические исследования сценариев слияния черных дыр опубликованы в работах (Mouri and Taniguchi, 2002, Larson, 2002). Рассматривается также возможность того, что эти яркие рентгеновские источники в галактиках являются микроквазарами, релятивистские джеты которых направлены на наблюдателя; тогда большая яркость этих объектов вызвана релятивистским эффектом концентрации излучения джета в направлении его движения (см., например, Weisskopf, 2001, Roberts et al., 2001, Fabrika, 2004). В этом случае массы релятивистских объектов порядка нескольких солнечных. Оптическое отождествление одного из таких объектов (Roberts et al., 2001) подкрепляет эту гипотезу.

С астрономической точки зрения, чтобы обнаружить черную дыру нужно:

1) измерить массу объекта,
2) показать, что его радиус не превышает r_g,
3) получить наблюдательные свидетельства того, что у объекта нет наблюдаемой твердой поверхности, а имеется «практически» горизонт событий.

Массы черных дыр измеряются надежно по движению звезд и газа вокруг них (см., например, обзор Черепащука, 2003). При этом, так как в большинстве случаев характерные расстояния очень велики по сравнению с гравитационным радиусом ($r \gg r_g$), для определения масс черных дыр достаточно использовать закон тяготения Ньютона. В этой связи, следует подчеркнуть, что поскольку все релятивистские теории тяготения, в том числе и отличные от ОТО Эйнштейна, для больших расстояний от тяготеющего тела асимптотически стремятся к ньютоновской теории тяготения, оценки масс компактных объектов, получаемые из астрономических наблюдений, не зависят от конкретного вида релятивистской теории гравитации. В последнее время появилась возможность измерять массы одиночных черных дыр по эффектам гравитационного микролинзирования (Benett et al., 2002, Mao et al., 2002), поскольку длительность изменения блеска далекой звезды фона при микролинзировании темным объектом гало Галактики пропорциональна корню квадратному из массы гравитационной линзы (см. ч. I монографии). Следует упомянуть также новые косвенные оценки масс черных дыр в рентгеновских двойных системах, основанные на моделировании квазипериодических асцилляций рентгеновского излучения от аккрецирующих черных дыр (Titarchuk and Osherovich, 2000). Эти оценки основаны на изучении глобальных осцилляций внутреннего края аккреционного диска в направлении к его нормали. Массы черных дыр, полученные этим методом, согласуются с массами, определенными классическим методом — по движению оптических звезд в рентгеновских двойных системах. Новые возможности для оценки масс черных дыр в рентгеновских двойных системах появились в связи с изучением эффектов запаздывания иррегулярной оптической переменности этих систем относительно рентгеновской переменности (Casares et al., 2004). В работе (Zhang et al., 2012) предложен метод оценки масс черных дыр в рентгеновских двойных системах, основанный на измерении доплеровских смещений линий поглощения в рентгеновском спектре системы в ветре аккреционного диска. Совместный анализ кривых лучевых скоростей оптической звезды и аккреционного диска позволяет независимо оценивать отношение масс компонент

Радиусы черных дыр измерять очень трудно. Для звездных черных дыр пока используются лишь относительно грубые ($r < 10–100r_g$) косвенные оценки: изучение мощной рентгеновской светимости и спектра при аккреции вещества на черную дыру, анализ быстрой, в том числе, квазипериодической рентгеновской переменности, исследование профилей спектральных линий высокоионизованных ионов в рентгеновском диапазоне и т. п.

По-видимому, наибольшие перспективы прямых определений радиусов черных дыр и обнаружения свидетельств существования горизонтов событий открываются для сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик в связи с использованием в ближайшем будущем наземных и космических радио, оптических и рентгеновских интерферометров (см. обзор Черепащука, 2003, и ссылки в нем).

Главными критериями аккрецирующей черной дыры звездной массы (см., например, Новиков и Фролов, 2001) являются: большая масса, мощное рентгеновское излучение при отсутствии феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа. Отметим, что и среди аккрецирующих нейтронных звезд есть объекты, не показывающие феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа (из-за слабости магнитного поля нейтронной звезды, его «неудачной» ориентации относительно земного наблюдателя, и т. п.). Поэтому эти критерии являются необходимыми, но не достаточными условиями для достоверной идентификации массивных компактных объектов с черными дырами.

Как уже отмечалось выше в разделе «Рентгеновские новые», существуют и более тонкие наблюдательные различия между аккрецирующими нейтронными звездами и черными дырами, проявляющиеся в форме их рентгеновских спектров и в зависимости этих спектров от времени, а также от рентгеновской светимости. К сожалению, пока на основе этих различий исследователям не удалось сформулировать достаточные критерии для однозначного отождествления аккрецирующих компактных объектов с черными дырами: эти критерии «работают» лишь в среднем.

Следует, однако, подчеркнуть, что хотя в настоящее время нет достаточных наблюдательных критериев отбора черных дыр, все необходимые критерии, сформулированные на основе ОТО, выполняются для всех известных кандидатов в черные дыры, число которых достигает 26. Это сильно укрепляет нашу уверенность в том, что черные дыры звездных масс реально существуют (число открытых кандидатов в сверхмассивные черные дыры уже приближается к 1000).

Наблюдательные исследования черных дыр ведутся в двух направлениях:

1. Поиски массивных компактных объектов — кандидатов в черные дыры. Здесь есть большой успех: как уже отмечалось, число открытых кандидатов в звездные черные дыры достигает 26, а в случае сверхмассивных черных дыр число открытых кандидатов приближается к 1000.

2. Поиски достаточных критериев, позволяющих однозначно судить о том, что найденные кандидаты в черные дыры — реальные черные дыры, т. е. массивные компактные объекты с радиусами, не превышающими r_g и не имеющие наблюдаемых поверхностей, а имеющие лишь горизонты событий. Здесь много трудностей, но уже есть прогресс, и возлагаются большие надежды на будущие космические интерферометрические наблюдения, на наземные *VLBI*-наблюдения на коротких волнах ($\lambda < 1$ мм), а также на результаты гравитационно-волновых наблюдений на современных лазерных интерферометрических антеннах (LIGO, Virgo и т. п.).

Особо оговорим, какой смысл астрономы-наблюдатели вкладывают в понятие «черная дыра». Хотя черные дыры «почти» открыты, окончательных доказательств их существования во Вселенной пока не получено. Тем не менее, астрономы, разумеется, с некоторой натяжкой, применяют термин «черная дыра» к тем массивным и компактным объектам, для которых все известные к настоящему времени наблюдательные проявления согласуются с предсказаниями ОТО Эйнштейна для черных дыр.

Забегая вперед, отметим, что на основе современных наблюдений, с учетом эффектов наблюдательной селекции, можно заключить, что в нашей Галактике, состоящей из $\sim 10^{11}$ звезд, имеется $\sim 10^{10}$ белых карликов, $\sim 10^{8}$ нейтронных звезд и $\sim 10^{7}$ черных дыр. Поскольку средняя масса звездной черной дыры близка к $\sim 8M_{\odot}$, можно оценить долю массы Галактики, находящейся в форме звездных черных дыр, как $\sim 10^{-3}$ от полной массы ее барионного вещества. Таким образом, абсолютное значение массы вещества Галактики, существующего в форме звездных черных дыр, составляет $\sim 10^8 M_\odot$, что почти на два порядка больше, чем масса сверхмассивной черной дыры $4 \cdot 10^6 M_\odot$ в ее ядре.

в) Массы черных дыр в рентгеновских двойных системах. Методы определения масс черных дыр в двойных системах описаны нами выше (см. также обзоры Черепащука, 1996, 1997, 2003, и ссылки в них).

К настоящему времени измерены массы 26 черных дыр звездной массы в рентгеновских двойных системах, а также безразмерные параметры вращения 9 черных дыр; из них 5 — в маломассивных транзиентных рентгеновских двойных системах (A0620-00, XTE J1550-564, GRO J1655-40, GRS 1915+105, 4U1543-47) и 4 — в массивных квазистационарных рентгеновских двойных (LMC X-3, M 33 X-7, LMC X-1, Cyg X-1).

В табл. 90 приведены характеристики рентгеновских двойных систем с определенными массами черных дыр. Опишем их важнейшие особенности. Подробнее об этом можно прочитать в Каталоге поздних ТДС (Cherepashchuk et al., 1996) или в обзоре (McClintock, 2008).

Замечательный результат получен недавно в работе Р. Нарайяна и Е. Мак-Клинтока (Narayan and McClintock, 2012). Ими найдена корреляция между радиопотоками от коллимированных выбросов-джетов от черных дыр звездных масс $P_{\rm jet}$ с величиной безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = cj/(GM^2)$ (где j — угловой момент вращения черной дыры, M — ее масса, G — постоянная гравитации, c — скорость света): $P_{\rm jet} \sim a_*^2$.

Это первое наблюдательное указание на то, что релятивистские джеты от аккрецирующих звездных черных дыр могут формироваться путем переработки энергии вращения черной дыры в энергию движения вещества коллимированных релятивистских джетов, когда скорости истечения близки к скорости света («работает» механизм Бленфорда–Знаека — Blanford and Znajek, 1977).

1. *Система Cyg X-1.* Это квазистационарная массивная рентгеновская двойная система с массивной оптической звездой — сверхгигантом спектрального класса O9.7Iab. Орбитальный период системы $P_{\rm orb} \simeq 5{,}6^{\rm d}$. Первый надежный кандидат в черные дыры (Webster and Murdin, 1972, Лютый и др., 1973, Paczynski, 1974). Хотя функция масс оптической звезды $f_v(m) = 0{,}23 M_\odot$ (Webster and Murdin, 1972, Bolton, 1975) здесь сравнительно невелика, она в десятки раз превышает значения $f_v(m)$ для соответствующих двойных систем с рентгеновскими пульсарами (см. часть I книги). В системе Cyg X-1 не найдены строго периодические рентгеновские пульсации, а наблюдается лишь нерегулярная переменность интенсивности рентгеновского излучения на временах вплоть до миллисекунды (Oda, 1977). Известно (см. ч. I монографии), что кандидаты в черные дыры проявляют переменность в миллисекундном масштабе времени лишь в низком состоянии, когда интенсивность рентгеновского излучения понижена, а спектр — жесткий, степенной (см., например, Maejima et al.,1984). О механизмах бимодального поведения аккреции на черные дыры и причинах миллисекундной рентгеновской переменности см., например, (Chagelishvili et al., 1989). Отметим, что еще до открытия миллисекундной рентгеновской переменности Cyg X-1 (Rotschild et al., 1974) возможность такой переменности для аккрецирующих черных дыр была обоснована Сюняевым (1972) (см. выше). Им, в частности, было показано, что характеристики ультракороткой рентгеновской переменности, вызванной вращением «горячих пятен» из аккрецирующего вещества вблизи черной дыры, помогут отличить шварцшильдовскую метрику пространства-времени черной дыры от керровской.

Таблица 90

Параметры рентгеновских двойных систем с черными дырами. Здесь a_* — безразмерный параметр вращения черной дыры: $a_* = cj/(GM^2)$

Система	Спектр оптической звезды	P_{orb}, сут.	$f_v(m)$, $M_\odot$	$v_{\text{rot}} \sin i$, км/с	i, град	$q = \frac{m_x}{m_v}$	m_x, $M_\odot$	m_v, $M_\odot$	a_*	Ссылки	Примечание
Cyg X-1 (V1357 Cyg)	O9,7Iab	5,59983(2)	$0{,}244 \pm \pm 0{,}005$	95 ± 6	$27{,}06 \pm \pm 0{,}76$	$0{,}77 \pm 0{,}1$	$14{,}81 \pm 0{,}98$	$19{,}16 \pm 1{,}9$	$> 0{,}95$	[1], [2], [39], [40]	Стационарная
LMC X-3	B3Ve	1,70479(4)	$2{,}29 \pm \pm 0{,}32$	130 ± 20	67 ± 3	$1{,}6 \pm 0{,}4$	$7{,}6 \pm 1{,}6$	5 ± 1	$0{,}3 \pm 0{,}1$	[1], [2], [43]	Стационарная
LMC X-1	O(7-9)III	3,90917(5)	$0{,}14 \pm \pm 0{,}05$	$129{,}9 \pm \pm 2{,}22$	$37{,}0 \pm \pm 1{,}87$	$0{,}34 \pm 0{,}07$	$10{,}3 \pm 1{,}3$	$30{,}6 \pm 3{,}2$	$0{,}92^{+0{,}05}_{-0{,}07}$	[1], [2], [3], [42]	Стационарная
RX J1826.2-1450 (LS 5039)	O6.5V((f))	3,90603(17) ($e = 0{,}35 \pm 0{,}04$)	$0{,}0053 \pm \pm 0{,}009$	113 ± 8	$24{,}9 \pm \pm 2{,}8$	$0{,}16 \pm 0{,}09$	$3{,}7 \pm 1{,}1$	$22{,}9 \pm 3{,}1$	—	[4], [5]	Стационарная
SS 433	A7I	13,08211(10)	$0{,}268 \pm \pm 0{,}043$	—	$78{,}81 \pm \pm 0{,}06$	$0{,}30 \pm 0{,}05$	5 ± 1	15 ± 3	—	[6], [7]	Стационарная
M 33 X-7	O(7-8)III	3,453014(20)	$0{,}46 \pm \pm 0{,}08$	250 ± 7	$74{,}6 \pm \pm 1{,}0$	0,224	$15{,}55 \pm 3{,}20$	$70{,}0 \pm 6{,}9$	$0{,}84 \pm 0{,}05$	[8], [9], [44]	Стационарная
IC 10 X-1	WNE	1,4554	$7{,}64 \pm \pm 1{,}26$	—	~ 90	$\sim 1{,}1$	$28 \pm 5:$	$26 \pm 9:$	—	[10], [11]	Стационарная
Cyg X-3	WN3-7	0,19968462(6)	0,027	—	> 60	—	$\sim 10:$	$\lesssim 70:$	—	[12], [13], [14]	Стационарная
NGC 300 X-1	WN5	1,346(8)	$2{,}6 \pm 0{,}3$	—	68 ± 7	$\sim 0{,}87 \pm 0{,}2$	$17 \pm 6:$	22 ± 10	—	[35]	Стационарная
A0620-00 (V616 Mon)	K5V	0,3230160(5)	$2{,}72 \pm \pm 0{,}06$	83 ± 5	$51{,}0 \pm \pm 0{,}9$	$16{,}5 \pm 3{,}0$	$6{,}6 \pm 0{,}25$	$0{,}40 \pm 0{,}045$	$0{,}12 \pm 0{,}19$	[15], [1], [34], [41]	Транзиентная
GS 2023+338 (V404 Cyg)	K0IV	6,4714(1)	$6{,}08 \pm \pm 0{,}06$	$38{,}8 \pm \pm 1{,}1$	56 ± 4	$17{,}5 \pm 1{,}4$	12 ± 2	$0{,}7 \pm 0{,}2$	—	[16], [1]	Транзиентная
GRS 1124-68 (GU Mus)	K(2-4)V	0,432606(3)	$3{,}01 \pm \pm 0{,}15$	106 ± 13	54 ± 2	$6{,}8 \pm 2$	$7{,}3 \pm 0{,}8$	$1{,}0 \pm 0{,}2$	—	[17], [18], [1]	Транзиентная
GS 2000+25 (QZ Vul)	K5V	0,3440915(9)	$5{,}01 \pm \pm 0{,}12$	86 ± 8	$64 \pm 1{,}3$	24 ± 5	$7{,}5 \pm 0{,}3$	$0{,}3 \pm 0{,}1$	—	[19], [1]	Транзиентная
GRO J1655-40 (XN Sco 1994)	F5IV	2,6219(2)	$2{,}73 \pm \pm 0{,}09$	93 ± 3	$70{,}2 \pm \pm 1{,}2$	$2{,}5 \pm 0{,}1$	$6{,}3 \pm 0{,}3$	$2{,}5 \pm 0{,}2$	$0{,}7 \pm 0{,}1$	[20], [1], [2], [41]	Транзиентная
H1705-250 (V 2107 Oph)	K5V	0,5222(44)	$4{,}86 \pm \pm 0{,}13$	$\leqslant 79$	>60	$>18{,}9$	$7{,}0 \pm 1{,}3$	$0{,}4 \pm 0{,}1$	—	[21], [1], [3]	Транзиентная

Продолжение таблицы 90

Система	Спектр оптической звезды	P_{orb}, сут.	$f_v(m)$, $M_\odot$	$v_{\text{rot}} \sin i$, км/с	i, град	$q = \frac{m_x}{m_v}$	m_x, $M_\odot$	m_v, $M_\odot$	a_*	Ссылки	Примечание
GRO J0422+32 (V 518 Per)	M2V	0,2121600(2)	$1,19 \pm 0,02$	90±25	44±2	10±5	$4,3 \pm 0,6$	$0,4 \pm 0,1$	—	[22], [1]	Транзиентная
4U1543-47 (HL Lup)	A2V	1,116407(3)	$0,25 \pm 0,01$	46±2	$20,7 \pm 1,5$	$3,6 \pm 0,4$	$9,4 \pm 1,0$	$2,6 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,1$	[23], [24], [1], [41]	Транзиентная
GRS 1009-45 (MM Vel)	(K6-M0)V	0,285206(2)	$3,17 \pm 0,12$	—	~ 67 :	$7,2 \pm 0,9$	$4,2 \pm 0,6$	$0,6 \pm 0,1$	—	[25], [1]	Транзиентная
SAX J1819.3-2525 (V4641 Sgr)	B9III	2,81730(1)	$3,13 \pm 0,13$	$98,9 \pm 1,5$	75 ± 2	$2,3 \pm 0,08$	$7,1 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,2$	—	[26], [1]	Транзиентная
XTE J1118+480	(K7-M0)V	0,169930(4)	$6,1 \pm 0,3$	114 ± 4	81 ± 2	26 ± 3	$6,8 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,02$	—	[27], [1], [2]	Транзиентная
GRS 1915+105	KIII	33,5	$9,5 \pm 3,0$	26 ± 3	66 ± 1	$18 \pm 1,0$	14 ± 4	$0,8 \pm 0,5$	$0,975 \pm 0,025$	[28], [29], [41]	Транзиентная
CX339-4 (V821Aql)	—	1,7557(4)	$\sim 6,5$	—	—	~ 15	9 ± 2	$0,6 \pm 0,4$	—	[30], [31]	Транзиентная
XTE J1550-564	G8IV–K4III	1,5435(5)	$6,86 \pm 0,71$	90 ± 10 :	72 ± 5	> 12	$9,6 \pm 1,2$	$0,5 \pm 0,2$	$0,34 \pm 0,24$	[32], [1], [41]	Транзиентная
XTE J1859+226	~G5	0,382(3)	$7,4 \pm 1,1$	—	—	—	$9,8 \pm 2,2$	~ 1	—	[33], [1]	Транзиентная
XTE J1650-500	K4V:	0,3205(7)	$2,73 \pm 0,56$	—	> 50	~ 10 :	$\leqslant 7,3$ (4,0–7,3)	$\sim$ (0,4–0,7):	—	[36], [37]	Транзиентная
GS 1354-64 (BW Cir)	G(0-5)III	$2,54451^{\text{d}}(8)$	$5,73 \pm 0,29$	69 ± 8	$\leqslant 79$	8,3±3	$\geqslant 7,6$	~ 1 :	—	[38]	Транзиентная

Примечание. Двоеточиями отмечены значения параметров, которые нуждаются в подтверждении дальнейшими исследованиями.

Ссылки: [1] — Orosz, 2003; [2] — Черепащук, 2003; [3] — Orosz et al., 2008; [4] — Clark et al., 2001; [5] — Casares et al., 2005; [6] — Hillwig and Gies, 2008; [7] — Cherepashchuk et al., 2009; [8] — Orosz et al., 2007; [9] — Абубекеров и др., 2009; [10] — Silverman and Filippenko, 2008; [11] — Prestwich et al., 2007; [12] — Stark and Saia, 2003; [13] — Hanson et al., 2000; [14] — Hjalmarsdotter et al., 2008b; [15] — Marsh et al., 1994; [16] — Casares and Charles, 1994; [17] — Casares et al., 1997; [18] — Антохина и Черепащук, 1993; [19] — Harlaftis et al., 1996; [20] — Shahbaz et al., 1999; [21] — Filippenko et al., 1997; [22] — Webb et al., 2000; [23] — Park et al., 2004; [24] — Orosz et al., 2002; [25] — Filippenko et al., 1999; [26] — Orosz et al., 2001; [27] — Wagner et al., 2001; [28] — Greiner et al., 2001; [29] — Harlaftis and Greiner, 2004; [30] — Hynes et al., 2003; [31] — Muñoz-Darias et al., 2008; [32] — Orosz et al., 2002a; [33] — Filippenko and Chornock, 2001; [34] — Cantrell et al., 2010; [35] — Crowther et al., 2010; [36] — Orosz et al., 2004; [37] — Homan et al., 2006; [38] — Casares et al., 2009; [39] — Orosz et al., 2011; [40] — Gou et al., 2011; [41] — Narayan and McClintock, 2012; [42] — Gou et al., 2009 ; [43] — Davis et al., 2006 ; [44] — Liu et al., 2008, 2010.

В работе (Vikhlinin et al., 1994) открыты квазипериодические осцилляции жесткого рентгеновского излучения Cyg X-1 (QPO) с характерной частотой порядка нескольких сотых герца.

Анализ оптической кривой блеска системы Cyg X-1 (Лютый и др., 1973, 1974, Балог и др., 1981а,б, Avni and Bahcall, 1975, Бочкарев и др., 1975), совместно с информацией о расстоянии до системы $d > 2$ кпк, оцененном по межзвездному поглощению (Paczynski, 1974, Margon et al., 1973), приводит к оценке нижнего предела массы черной дыры $m_x > 7M_\odot$. В ч. I монографии мы привели оценку m_x для системы Cyg X-1, полученную из анализа высокоточной средней кривой лучевых скоростей оптической звезды (свыше 500 ночей наблюдений), которая, совместно с оценкой для наклонения орбиты i, получается из одной кривой лучевых скоростей: $m_x > (7\text{–}9)M_\odot$. Причем значения $i < 40°$ отвергаются наблюдениями лучевых скоростей на уровне значимости $\alpha = 5\,\%$. Анализ оптической кривой блеска, кривой лучевых скоростей и всего комплекса наблюдательных данных о системе Cyg X-1 показывает, что оптическая звезда здесь почти заполняет свою полость Роша ($\mu \simeq 0{,}9$), но не полностью ее заполняет. Это согласуется с теорией эволюции массивных тесных двойных систем (Тутуков и Юнгельсон, 1973, van den Heuvel, 1976), согласно которой стадия яркого рентгеновского источника в массивной рентгеновской двойной системе весьма кратковременна и соответствует случаю, когда массивная оптическая звезда близка к заполнению своей полости Роша, но не полностью заполняет ее (в случае $\mu = 1$ из-за очень сильного темпа поступления вещества в аккреционный диск последний становится оптически толстым для рентгеновского излучения, и образуется объект типа SS 433).

Модель тройной системы с нейтронной звездой для системы Cyg X-1 (Bahcall et al., 1974) не подтверждается спектроскопическими наблюдениями (см., например, Асланов и Черепащук, 1982). Кроме того, устойчивость такой тройной системы и возможность сохранения ее как гравитационно связанной системы с тремя компонентами после взрыва сверхновой представляются проблематичными.

Открытие прецессионного периода 294 (147) дней в рентгеновском и оптическом диапазонах (Priedhorsky et al., 1983, Кемп и др., 1987, Kemp et al., 1983, Zdziarski et al., 2011) окончательно доказывает достоверность оптического отождествления рентгеновского источника Cyg X-1 (до этого оптическое отождествление базировалось лишь на анализе коррелированной иррегулярной рентгеновской и радио-переменности объекта Cyg X-1). В работе (Fender, 2001) открыты релятивистские радиоджеты от системы Cyg X-1 ($v/c > 0{,}6$). В работах (Gies and Bolton, 1986, Herrero et al., 1995, Brockshopp et al., 1999) уточнены параметры системы Cyg X-1.

Подчеркнем, что для системы Cyg X-1, как и для всех рентгеновских двойных систем с массивными компактными объектами — кандидатами в черные дыры, не обнаружено феноменов рентгеновского пульсара или рентгеновского барстера 1-го типа, характерных для аккрецирующих нейтронных звезд.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие характеристики системы Cyg X-1: $P = 5{,}59983^{\mathrm{d}}(2)$, $f_v(m) = (0{,}244 \pm 0{,}005)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (94 \pm 5)$ км/с, $i = 35° \pm 5°$, $q = m_x/m_v = 0{,}50\text{–}0{,}57$, $m_x = 6{,}85\text{–}13{,}25M_\odot$. В работе (Orosz et al., 2011) на основе определения расстояния до системы Cyg X-1 по данным *VLBI*-радиоинтерферометрии $d = 1{,}86^{+0{,}12}_{-0{,}11}$ кпк уточнена масса черной дыры в системе Cyg X-1: $m_x = (14{,}81 \pm \pm 0{,}98)M\odot$; масса оптической звезды $m_v = (19{,}16 \pm 1{,}90)M\odot$. Эти результаты обсуждаются и уточняются в работе (Ziolkowski, 2012). В работе (Gou et al., 2011) на основе анализа рентгеновского спектра Cyg X-1 определено значение безразмерного параметра вращения черной дыры в этой системе $a_* > 0{,}95$ (3σ). Здесь

$a_* = cJ/(GM^2)$, где J — угловой момент черной дыры, M — ее масса. Случай $a_* = 0$ соответствует шварцшильдовской черной дыре, $a_* = 1$ — керровской черной дыре.

2. *Система LMC X-3.* Это квазистационарная рентгеновская двойная система со сравнительно массивной оптической звездой-гигантом спектрального класса B(3-6)II-III и орбитальным периодом $P_{\rm orb} \simeq 1{,}7^{\rm d}$. Система является надежным кандидатом в черные дыры (Cowley et al., 1983, Хрузина и Черепащук, 1984, Бочкарев и др., 1988), поскольку здесь функция масс оптической звезды весьма велика: $f_v(m) \simeq 2{,}3M_\odot$ (Cowley et al., 1983), а достоверность отождествления рентгеновского источника с оптической звездой доказывается открытием коррелированной прецессионной переменности как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах (Cowley et al., 1991). Признаков тройственности системы не найдено (Cowley et al., 1983).

Система LMC X-3 — второй по времени открытия надежный кандидат в черные дыры после системы Cyg X-1 (как уже отмечалось на протяжении целых 11 лет, объект Cyg X-1 был единственным кандидатом в черные дыры). Эта система расположена в другой галактике — Большом Магеллановом Облаке.

Анализ оптической кривой блеска (Хрузина и Черепащук, 1984, Бочкарев и др., 1988), совместно с информацией об отсутствии рентгеновских затмений и расстоянии до системы $d = 55$ кпк (Paczynski, 1983), а также спектроскопической информации о вращательном уширении линий поглощения в спектре оптической звезды $v_{\rm rot}\sin i = (130 \pm 20)$ км/с (Cowley et al., 1983, Бочкарев и др., 1988), позволяет дать надежную оценку нижнего предела массы черной дыры: $m_x > 7M_\odot$. В работах (van den Klis et al., 1985, Kuiper et al., 1988) уточнены параметры системы LMC X-3. В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы LMC X-3: $P = 1{,}70479^{\rm d}(6)$, $f_v(m) = (2{,}29 \pm 0{,}32)M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i = (130 \pm 20)$ км/с, $i = 67^\circ \pm 3^\circ$, $q = m_x/m_v = 1{,}1$–$2{,}0$, $m_x = 5{,}94$–$9{,}17M_\odot$. В работе (Davis et al., 2006) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = 0{,}3 \pm 0{,}1$.

3. *Система A0620-00 (V 616 Mon).* Эта система является третьим по очереди открытия очень надежным кандидатом в черные дыры. Это рентгеновская новая — транзиентная рентгеновская двойная система с маломассивной оптической звездой главной последовательности спектрального класса K5V, заполняющей свою полость Роша. Функция масс оптической звезды здесь $f_v(m) \simeq 3{,}1M_\odot$ (McClintock and Remillard, 1986). Поскольку функция масс оптической звезды — это абсолютный нижний предел массы невидимой компоненты, масса кандидата в черные дыры здесь $m_x > 3{,}1M_\odot$, т. е. превышает абсолютный верхний предел масс нейтронных звезд $3M_\odot$, предсказываемый ОТО Эйнштейна.

Достоверность оптического отождествления бесспорна, поскольку во время рентгеновской вспышки наблюдалась коррелированная вспышка оптического излучения, связанная с прогревом оптической звезды и аккреционного диска мощным рентгеновским излучением аккрецирующей черной дыры. Модель тройной системы отвергается, поскольку на ярком фоне третьей массивной звезды не были бы видны линии слабого маломассивного оптического спутника K(5-7)V. Модель массивного ламинарного диска-накопителя с нейтронной звездой в центре (Kundt, 1979) также отвергается, поскольку спутник здесь — маломассивная звезда K5V главной последовательности нормального химического состава, а не гелиевый остаток от первоначально массивной звезды, которая должна была поставить много вещества ($\sim 10M_\odot$) в диск-накопитель.

В оптическом спектре системы A0620-00 обнаружена линия поглощения лития Li I 6707,8 Å (Marsh et al., 1994). Эта линия, как уже отмечалось, обнаружена в спектрах оптических спутников многих рентгеновских новых, например, у кандидата в черные дыры V 404 Cyg и рентгеновской двойной системы с нейтронной звездой — рентгеновской новой Cen X-4 (Martin et al., 1994). Поскольку литий быстро выгорает в термоядерных реакциях на начальной стадии эволюции звезды, для поддержания усиленного обилия Li в атмосфере K(5-7)V-звезды необходимо, чтобы этот химический элемент генерировался некоторым механизмом. Таким механизмом, как отмечалось выше, может быть облучение поверхности оптической звезды высокоэнергичными частицами, ускоряемыми до релятивистских скоростей во внутренних частях аккреционного диска вокруг черной дыры или нейтронной звезды. В частности, реакция столкновения α-частиц ($\alpha + \alpha = {}^7\mathrm{Li} + \mathrm{p} + \gamma$ (0,478 МэВ)) могла бы, по крайней мере качественно, объяснить усиленное обилие ${}^7\mathrm{Li}$ в спектрах оптических звезд-компонент рентгеновских новых.

В работе (Marsh et al., 1994) измерено вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды системы A0620-00 ($v_{\rm rot}\sin i = (83 \pm 5)$ км/с) и определено отношение масс компонент:

$$\frac{1}{q} = 0{,}067 \pm 0{,}01 \quad (q \simeq 15).$$

Ошибка в величине q, обусловленная заменой фигуры приливно деформированной звезды равнообъемной сферой, не превышает 5 % (Marsh et al., 1994).

Наклонение орбиты i при заданном q оценивается путем интерпретации оптической и инфракрасных кривых блеска, обусловленных в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды K(5-7)V (Лютый и др., 1973, 1974, Marsh et al., 1994, Khruzina et al., 1988, Shahbaz et al., 1994). Это приводит к надежной оценке массы черной дыры $m_x = (5\text{–}17)M_\odot$ (Shahbaz et al., 1994).

Оптическая и инфракрасная кривые блеска системы A0620-00 имеют неравные высоты максимумов и показывают долговременную переменность на временных интервалах порядка года. (Haswell et al., 1993, Bartolini et al., 1991). Эта переменность может быть объяснена прецессией эллиптического аккреционного диска (Haswell et al., 1990, McClintock and Remillard, 1990). Однако, как показывают оценки (Marsh et al., 1994, Shahbaz et al., 1994), основанные на анализе эквивалентных ширин линий поглощения в спектре оптической K(5-7)V-звезды, вклад излучения аккреционного диска в суммарную оптическую светимость системы A0620-00 весьма мал (около 6 % вблизи линии H_α и убывает в инфракрасную область спектра вплоть до $\lambda = 2{,}2$ мкм). Поскольку излучение оптической звезды в системе A0620-00 преобладает, можно также объяснять долговременную оптическую и инфракрасную переменность A0620-00 появлением, перемещением и исчезновением пятен на поверхности звезды K5V (Хрузина и Черепащук, 1995). В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы A0620-00: $P = 0{,}3230160^{\rm d}(5)$, $f_v(m) = (2{,}72 \pm 0{,}06)M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i = (83 \pm 5)$ км/с, $i = 40{,}8^\circ \pm 3{,}0^\circ$, $q = m_x/m_v = 13{,}3\text{–}18{,}3$, $m_x = 8{,}70\text{–}12{,}86 M_\odot$. В работе (Cantrell et al., 2010) выполнен тщательный анализ вклада аккреционного диска в полную ИК-светимость системы и даны уточненные значения наклонения орбиты и массы черной дыры: $i = 51{,}0^\circ \pm 0{,}9^\circ$, $m_x = (6{,}6 \pm 0{,}25)M_\odot$. В обзоре (Narayan and McClintock, 2011) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры в системе A0620-00, найденное из анализа рентгеновского спектра: $a_* = 0{,}12 \pm 0{,}19$.

4. *Система GS 2023+338 (V 404 Cyg).* Это рентгеновская новая с оптической звездой спектрального класса K0IV («обнаженный гигант», заполняющий свою полость Роша и потерявший значительную часть своей массы вследствие перетекания вещества на соседний релятивистский объект). Орбитальный период системы GS 2023+338 $P_{\rm orb} \simeq 6{,}5^{\rm d}$. Это уникальная система, поскольку здесь функция масс оптической звезды очень велика: $f_v(m) = (6{,}3 \pm 0{,}3)M_\odot$ (Casares et al., 1992). Это один из самых надежных кандидатов в черные дыры. В спектре оптической

K0IV-звезды обнаружена линия поглощения лития Li I 6707,8Å (Martin et al., 1992). Имеются также свидетельства спектральной и фотометрической переменности системы с периодом $\sim 0{,}24$ дня, природа которой пока не ясна (Casares et al., 1993).

Оптическая кривая блеска системы V 404 Cyg демонстрирует эффект эллипсоидальности с минимумами блеска, совпадающими с моментами перехода лучевых скоростей через γ-скорость (Антохина et al., 1993). Это дает надежное обоснование модели двойной системы с орбитальным периодом 6,47 суток. Эффект эллипсоидальности подтвержден в работах (Wagner et al., 1992b, Shahbaz et al., 1994), в которых получены инфракрасные кривые блеска V 404 Cyg в J- и K-полосах.

В работе (Casares and Charles, 1994) измерено вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды K0IV: $v_{\rm rot}\sin i = (39{,}1 \pm 1{,}2)$ км/с. Соответствующее значение отношения масс компонент $1/q = 0{,}060 \pm 0{,}004$ ($q \simeq 17$). Анализ инфракрасной K-кривой блеска, в которой преобладает эффект эллипсоидальности, а вклад аккреционного диска пренебрежимо мал, приводит к оценке $i = 52°–60°$ (Shahbaz et al., 1994). С найденными значениями q, i масса черной дыры составляет $m_x = (10–15)M_\odot$ (Shahbaz et al., 1994, Casares and Charles, 1994). Таким образом, в системе V 404 Cyg масса релятивистского объекта более чем втрое превосходит величину $3M_\odot$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы V 404 Cyg: $P = 6{,}4714^{\rm d}(1)$, $f_v(m) = (6{,}08 \pm 0{,}06)M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i = (38{,}8 \pm 1{,}1)$ км/с, $i = 56° \pm 4°$, $q = m_x/m_v = 16{,}1–18{,}9$, $m_x = 10{,}06–13{,}38M_\odot$.

5. *Система GRS 1124-68 (XN Mus 1991=GU Mus).* Это рентгеновская новая с оптической звездой главной последовательности спектрального класса K(2-4)V, заполняющей свою полость Роша. Орбитальный период системы $P_{\rm orb} \simeq 0{,}4^{\rm d}$. Система была открыта независимо со спутников «Гранат» и «Ginga» в январе 1991 г. (Lund et al., 1991, Sunyaev, 1991, Makino et al., 1991). Рентгеновская новая была отождествлена с оптической звездой — XN Mus 1991 ($V \simeq 13^m$ во время вспышки) в работах (West et al., 1991, Della Valle et al., 1991). Согласно спектральным и фотометрическим наблюдениям XN Mus 1991 находится в спокойном состоянии (Remillard et al., 1992), орбитальный период этой транзиентной рентгеновской двойной системы составляет $P_{\rm orb} = 0{,}433$ дня, функция масс оптической K(2-4)V-звезды $f_v(m) = (3{,}07 \pm 0{,}4)M_\odot$. В работах (Orosz et al., 1994, 1996) дано улучшенное значение функции масс $f_v(m) = (3{,}01 \pm 0{,}15)M_\odot$. Кривая блеска в фильтре I представляет собой двойную волну за орбитальный период, что характерно для эффекта эллипсоидальности. Минимумы блеска соответствуют переходу лучевых скоростей через γ-скорость, что подтверждает модель двойной системы и обосновывает корректность определения функции масс оптической звезды $f_v(m)$. Орбита системы круговая (как и в остальных рентгеновских новых).

Оценка параметров двойной системы из инфракрасной I-кривой блеска и кривой лучевых скоростей (Антохина и Черепащук, 1993, Remillard et al., 1992) приводит к следующим результатам (см. выше): $i = 39°–43°$, $m_v = (0{,}7–0{,}8)M_\odot$ (постулируется в соответствии со спектральным классом и классом светимости оптической K(2-4)V-звезды), $q = m_x/m_v = 12–21$, $m_x = (9–16)M_\odot$.

Анализ вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической K(2-4)V-звезды (Casares et al., 1997) приводит к оценке значения $v_{\rm rot}\sin i = (106 \pm 13)$ км/с. Соответствующее отношение масс компонент q при полуамплитуде кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = 406 \pm 7$ км/с (Orosz et al., 1996) составляет $1/q = 0{,}128 \pm 0{,}04$ ($q = m_x/m_v \simeq 7{,}8$). В работах (Shahbaz et al., 1997, Orosz et al., 1996, Gelino et al., 2001) выполнены инфракрасные наблюдения XN Mus 1991 и из анализа соответствующих кривых блеска, обусловленных эффектом эллипсоидальности оптической звезды, определены улучшенные параметры этой системы: $i = 54^\circ \pm 1{,}5^\circ$ (при нулевой светимости оптического аккреционного диска) и $i = 54^\circ \pm 4^\circ$ (при светимости аккреционного диска в 15%), масса черной дыры $m_x = (6{,}95 \pm 0{,}6)M_\odot$, масса оптической K4V-звезды $m_v = 0{,}75M_\odot$.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры XN Mus 1991: $v_{\rm rot}\sin i = (106 \pm 13)$ км/с, $P = 0{,}432606^{\rm d}(3)$, $f_v(m) = (3{,}01 \pm 0{,}15)M_\odot$, $i = 54^\circ \pm 2^\circ$, $q = m_x/m_v = 4{,}8\text{–}8{,}8$, $m_x = 6{,}47\text{–}8{,}18M_\odot$.

6. *Система GS 2000+25 (QZ Vul).* Это рентгеновская двойная система с оптической звездой главной последовательности K5V, заполняющей свою полость Роша. Орбитальный период системы $P_{\rm orb} = 0{,}344092^{\rm d}$ (Casares et al., 1995). Рентгеновская и соответствующая оптическая вспышки были зарегистрированы в 1988 г. (Tsumeni et al., 1989, Wagner et al., 1988, Charles et al., 1988). К 1989 г. блеск упал с $V = 16{,}4^m$ до $R = 21{,}2^m$, так что в спокойном состоянии система QZ Vul является одним из самых слабых оптических объектов из известных рентгеновских новых.

В работе (Casares et al., 1995) измерена функция масс оптической звезды в системе QZ Vul, которая оказалась очень большой: $f_v(m) = (5{,}02 \pm 0{,}46)M_\odot$. Из условия отсутствия рентгеновского затмения можно ограничить величину наклонения орбиты $i < 80^\circ$. Отсюда, задавая величину массы оптической звезды $m_v \simeq 0{,}7M_\odot$ в соответствии с ее спектральным классом и классом светимости, можно оценить массу черной дыры $m_x > (5{,}8 \pm 0{,}5)M_\odot$ (Casares et al., 1995). С другой стороны, в работе (Chevalier and Ilovaisky, 1993) из анализа инфракрасной I-кривой блеска QZ Vul, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности оптической K5V-звезды, получено ограничение $i \geqslant 67^\circ$. С этими данными получается оценка массы черной дыры $m_x = 5{,}3\text{–}8{,}2M_\odot$ (Casares et al., 1995). Таким образом, система QZ Vul является очень надежным кандидатом в черные дыры. Спектроскопические наблюдения на 10-метровом телескопе Кека позволили Филиппенко и др. (Filippenko et al., 1995) уточнить функцию масс оптической звезды системы GS 2000+25: $f_v(m) = (4{,}97 \pm 0{,}1)M_\odot$. В работе (Harlaftis et al., 1996) из анализа вращательного уширения профилей линий поглощения в спектре оптической звезды определена величина $v_{\rm rot}\sin i = (86 \pm 8)$ км/с. Соответствующее значение $1/q = 0{,}042 \pm 0{,}012$ ($q = m_x/m_v \simeq 23$). Из анализа оптической кривой блеска ($\lambda 6600\text{–}6800$ Å), с учетом вклада излучения аккреционного диска (менее 8%) даны ограничения на наклонение орбиты системы $47^\circ < i < 75^\circ$. С этими данными найдены массы компонент: $6{,}04 < m_x < 13{,}9M_\odot$ и $0{,}26 < m_v < 0{,}59M_\odot$ (в пределах 1σ). Спектральный класс оптической звезды K3V-K6V. Оптическая звезда слегка проэволюционировала, имеет пониженную массу для своего спектрального класса, но не является субгигантом. В оптическом спектре этой звезды наблюдается линия поглощения лития Li I 6708 Å.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы GS 2000+25: $P = 0{,}3440915^{\rm d}(9)$, $f_v(m) = (5{,}01 \pm 0{,}12)M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i = (86 \pm 8)$ км/с, $i = 64{,}0^\circ \pm 1{,}3^\circ$, $q = 18{,}9\text{–}28{,}9$, $m_x = 7{,}15\text{–}7{,}78M_\odot$.

7. *Система GRO J1655-40 (XN Sco 1994).* Это рентгеновская новая со сравнительно массивной оптической звездой-субгигантом спектрального класса F5IV, заполняющим свою полость Роша. Затменная двойная система с орбитальным периодом $P_{\rm orb} \simeq 2{,}62^{\rm d}$. В работе (Bailyn et al., 1995) измерена функция масс оптической звезды $f_v(m) \simeq 3{,}2M_\odot$, которая превышает верхний предел массы нейтронной звезды. Масса оптической звезды, оцениваемая по ее спектральному классу и классу светимости, составляет $\sim 2{,}3M_\odot$. Поскольку наклонение орбиты i близко к 90° (что следует из наличия затмений), масса черной дыры оценивается как $m_x = (4\text{–}6)M_\odot$. Таким образом, система XN Sco 1994 является надежным кандидатом в черные дыры.

В работе (Shahbaz et al., 1994) получены новые спектральные наблюдения со средним и высоким разрешением системы GRO J1655-40. Полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (215{,}5 \pm 2{,}4)$ км/с, функция масс оптической звезды $f_v(m) = (2{,}73 \pm 0{,}09)M_\odot$. По вращательному уширению профилей линий поглощения в спектре оптической звезды определена величина $v_{\rm rot}\sin i = 82{,}9$–$94{,}9$ км/с (95 % доверительный интервал); соответствующее отношение масс $1/q = 0{,}337$–$0{,}436$ ($q = 2{,}97$–$2{,}29$). Наклонение орбиты системы определено в работе (van der Hooft et al., 1998) из анализа кривой блеска $i = 63{,}7°$–$70{,}7°$. С этими данными массы черной дыры и оптической звезды равны соответственно $m_x = 5{,}5$–$7{,}9M_\odot$ и $m_v = 1{,}7$–$3{,}3M_\odot$ (95% доверительный интервал). В спектре оптической звезды видна резонансная линия поглощения лития $\lambda 6707{,}8$ Å с эквивалентной шириной (55 ± 8) мÅ. Для определения отношения масс $Q = 1/q$ $(q = m_x/m_v)$ использовалась улучшенная формула для величины $v_{\rm rot}\sin i$ (использующая более точное выражение для среднего радиуса полости Роша, см. Horne et al., 1986):

$$v_{\rm rot}\sin i = \frac{\left[K_v\,(1+Q)\,0{,}49Q^{2/3}\right]}{\left[0{,}6Q^{2/3} + \ln{(1+Q)}^{1/3}\right]}.$$

В работе (Greene et al., 2001) на основе анализа $BVIJK$-кривых блеска системы GRO J1655-40 в спокойном состоянии уточнен орбитальный период системы $P = 2{,}62191^{\rm d} \pm 0{,}00020^{\rm d}$ и найдено улучшенное значение наклонения орбиты $i = 70{,}2° \pm 1{,}9°$. С этими данными и с улучшенным значением $q = m_x/m_v = 2{,}6 \pm 0{,}3$ получена оценка массы черной дыры $m_x = (6{,}3 \pm 0{,}5)M_\odot$ (95 % доверительный интервал). В работе (Shahbaz, 2003) отношение масс в системе GRO J1655-40 было найдено путем прямого сравнения наблюдаемого спектра этой системы с вращательно уширенным теоретическим спектром, рассчитанным для модели звездной атмосферы. Получено $q^{-1} = 0{,}419 \pm 0{,}028$, $m_x = (5{,}99 \pm 0{,}42)M_\odot$ (90 % уровень доверия). Как уже отмечалось, в спектре оптической звезды системы GRO J1655-40 найдены усиленные линии поглощения α-элементов — кислорода, магния и др. (Israelian et al., 1999), что может свидетельствовать об обогащении оптической звезды продуктами взрыва сверхновой при формировании черной дыры.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы GRO J1655-40: $P = 2{,}6219^{\rm d}(2)$, $f_v(m) = (2{,}73 \pm 0{,}09)M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i = (93 \pm 3)$ км/с, $i = 70{,}2° \pm 1{,}2°$, $q = 2{,}4$–$2{,}7$, $m_x = 6{,}03$–$6{,}57M_\odot$. В работе (Narayan and McClintock, 2012) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = 0{,}7 \pm 0{,}1$.

8. *Система H 1705-250 (V 2107 Oph).* Это рентгеновская новая с маломассивной оптической звездой главной последовательности спектрального класса K5V, заполняющей свою полость Роша. Орбитальный период $P_{\rm orb} \simeq 0{,}5^{\rm d}$, амплитуда эффекта эллипсоидальности в фильтре R составляет $0{,}2^m$ (Martin et al., 1995). В работе (Remillard et al., 1996) измерена функция масс оптической звезды $f_v(m) = (4{,}0 \pm 0{,}8)M_\odot$, свидетельствующая о наличии в этой системе черной дыры. Оценка наклонения орбиты из кривой блеска $i = 60°$–$80°$. Масса черной дыры $m_x = (5$–$7)M_\odot$.

В работе (Filippenko et al., 1997) на 10-метровом телескопе Кека выполнена спектроскопия среднего разрешения системы H 1705-250, когда система находилась в спокойном состоянии ($R \simeq 20{,}8^m$). Орбитальный период системы $P = 0{,}5229^{\rm d} \pm 0{,}0044^{\rm d}$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (447{,}6 \pm 3{,}9)$ км/с, функция масс оптической звезды $f_v(m) = (4{,}86 \pm 0{,}13)M_\odot$, спектральный класс оптической звезды K7V. Наклонение орбиты оценено в работе (Remillard et al., 1996) по измерениям эллипсоидальной переменности оптической звезды (ни рентгеновские, ни оптические затмения в системе H 1705-250 не наблюдаются): $i > 60^\circ$. Оценка вращательного уширения линий поглощения в спектре оптической звезды (Harlaftis et al., 1997) приводит к значению $v_{\rm rot}\sin i \leqslant 79$ км/с (90 % доверительный уровень) и к оценке отношения масс $1/q \leqslant 0{,}053$ ($q \geqslant 19$). С этими данными оценены массы компонент: $m_x = 6{,}4$–$6{,}9 M_\odot$, $m_v = 0{,}3$–$0{,}6 M_\odot$. Светимость оптической звезды в красном диапазоне спектра составляет 28–37 % от полной светимости системы.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие характеристики системы H 1705-250: $P = 0{,}521^{\rm d}(1)$, $f_v(m) = (4{,}86 \pm 0{,}13) M_\odot$, $v_{\rm rot}\sin i < 79$ км/с, $i > 60^\circ$, $q > 18{,}9$, $m_x = 5{,}64$–$8{,}30 M_\odot$.

9. *Система GRO J0422+32 (XN Per 1992=V518 Per).* Это рентгеновская новая с весьма маломассивной оптической звездой главной последовательности спектрального класса M2V, заполняющей свою полость Роша. Открыта в 1992 г. со спутника GRO (Paciesas, 1992). Оптическая вспышка обнаружена в работах (Castro-Tirado et al., 1992, Wagner et al., 1992). Рентгеновская вспышка подтверждена наблюдениями с бортов орбитальных обсерваторий «Мир-Квант» и «Гранат» (Sunyaev et al., 1993), где выявлено отсутствие мягкой компоненты в рентгеновском спектре системы, соответствующем низкому энергетическому состоянию. В этом состоянии наблюдается степенной «хвост» в распределении энергии в рентгеновском спектре вплоть до энергии 1–2 МэВ.

Оптическая кривая блеска во время вспышки показала очень медленное падение блеска и наличие мини-вспышек в течение последующих 18 месяцев (Chevalier and Ilovaisky, 1995). В спокойном состоянии система очень слаба ($V \simeq 22{,}4^m$) (Zhao et al., 1994). Открытие оптической переменности, обусловленной эффектом эллипсоидальности оптической звезды (Chevalier and Ilovaisky, 1994), позволило окончательно установить значение орбитального периода $P_{\rm orb} = 0{,}212265^{\rm d}$ дня. В работах (Orosz and Bailyn, 1995, Casares et al., 1995) измерена функция масс оптической звезды M2V $f_v(m) = (1{,}13 \pm 0{,}09) M_\odot$. Вклад оптической звезды в суммарную оптическую светимость системы в случае V518 Per составляет (35 ± 6) % в области λ 6000–6500 Å и (52 ± 8) % в области λ 6700–7500 Å (Casares et al., 1995). Остальная часть оптической светимости обусловлена вкладом излучения аккреционного диска и области взаимодействия газовой струи и диска.

Задавая массу оптической звезды M2V $m_v = 0{,}4 M_\odot$ в соответствии с ее спектральным классом и классом светимости, а также определяя величину наклонения орбиты $i = 30^\circ$–35° из анализа инфракрасной I-кривой блеска (с учетом эффекта эллипсоидальности и вклада излучения аккреционного диска) авторы работы (Casares et al., 1995) оценили массу релятивистского объекта $m_x = 2{,}5$–$5{,}0 M_\odot$.

Наблюдения на 10-метроом телескопе Кека (Harlaftis et al., 1999, Filippenko et al., 1995) позволили уточнить полуамплитуду кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (380{,}6 \pm 6{,}5)$ км/с и функцию масс звезды $f_v(m) = (1{,}21 \pm 0{,}06) M_\odot$. По вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды определена величина $v_{\rm rot}\sin i = 90^{+22}_{-27}$ км/с (1σ доверительный интервал). Соответствующее значение отношения масс компонент $1/q = 0{,}116^{+0{,}079}_{-0{,}071}$ ($q \simeq 8{,}62$). Оптическая звезда (спектральный класс которой $\mathrm{M}2^{+2}_{-1}$) обеспечивает (61 ± 4) % светимости в полную светимость системы в красном конце спектра. В отличие от многих рентгеновских новых, в спектре оптической звезды в системе GRO J0422+32 линия лития λ6708 Å не обнаружена.

В работе (Webb et al., 2000) выполнены спектроскопические (λ 6900–9500 Å) наблюдения системы GRO J0422+32 в самом низком состоянии (на 4,2-метровом телескопе Вильяма Гершеля), а также фотометрические наблюдения в полосе I

(на 2,5-метровом телескопе Исаака Ньютона). Блеск системы был $I = 20{,}44^m \pm \pm 0{,}08^m$. По полосам TiO ($\lambda$ 7055 Å и 7589 Å) уточнена полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (378 \pm 16)$ км/с и дана новая функция масс звезды $f_v(m) = (1{,}191 \pm 0{,}021)M_\odot$. Уточненный орбитальный период системы $P = 0{,}2121600^{\text{d}} \pm 0{,}0000002^{\text{d}}$. Из анализа эллипсоидальной переменности блеска системы с учетом вклада оптической звезды в полную светимость системы в полосе 6950–8400 Å $(38 \pm 2)\,\%$ оценено наклонение орбиты $i < 45^\circ$. Спектральный класс оптической звезды определен как M4-5. Оцененное расстояние до системы равно $(1{,}39 \pm 0{,}15)$ кпк.

В работе (Gelino and Harrison, 2003) выполнена детальная J-, H-, K-фотометрия системы GRO J0422+32, построены кривые блеска системы и из их анализа оценено наклонение орбиты $i = 45^\circ \pm 2^\circ$. Уточненная масса черной дыры составляет $m_x = (3{,}97 \pm 0{,}95)M_\odot$, масса оптической звезды $m_v = (0{,}46 \pm 0{,}31)M_\odot$. Авторы отмечают, что это одна из самых малых масс звездных черных дыр, известных к настоящему времени, которая попадает в интервал 3–$5M_\odot$, соответствующий провалу в распределении масс релятивистских объектов (см. выше).

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы GRO J0422+32: $P = 0{,}2121600^{\text{d}}(2)$, $f_v(m) = (1{,}19 \pm 0{,}02)M_\odot$, $v_{\text{rot}} \sin i = 90^{+22}_{-27}$ км/с, $i = 44^\circ \pm 2^\circ$, $q = 3{,}2$–$13{,}2$, $m_x = 3{,}66$–$4{,}97M_\odot$.

10. *Система LMC X-1*. Это квазистационарная рентгеновская двойная система с массивной оптической звездой-гигантом спектрального класса O(7-9)III. Орбитальный период системы $P_{\text{orb}} \simeq 4{,}2^{\text{d}}$. Функция масс оптической звезды, измеренная по ее линиям поглощения, составляет $f_v(m) = 0{,}14M_\odot$ (Hutchings et al., 1987). Оценка массы релятивистского объекта $m_x \geqslant 4M_\odot$ получена в работе (Hutchings et al., 1987) с использованием информации о расстоянии до системы $d = 55$ кпк и кривых лучевых скоростей, измеренных как по линиям поглощения оптической звезды O(7-9)III, так и по эмиссионным линиям, в частности, по линии He II 4686 Å, формирующимся в окрестности релятивистского объекта.

В работе (Orosz et al., 2009) выполнены спектроскопические наблюдения LMC X-1 с высоким разрешением, а также получены детальные фотометрические наблюдения этой системы в оптическом и инфракрасном диапазонах спектра. Улучшенный орбитальный период системы LMC X-1: $P = 3{,}90917^{\text{d}} \pm 0{,}00005^{\text{d}}$. Этот орбитальный период в пределах ошибок совпадает с орбитальным периодом, найденным по периодической рентгеновской переменности LMC X-1 со спутника RXTE: $P = 3{,}9093^{\text{d}} \pm 0{,}0008^{\text{d}}$. Рентгеновская орбитальная переменность LMC X-1 вызвана томсоновским рассеянием рентгеновских квантов от аккрецирующего релятивистского объекта в звездном ветре оптической звезды.

Показатель цвета V-K оптической звезды $V\text{-}K = (1{,}17 \pm 0{,}05)^m$ свидетельствует о том, что полное межзвездное поглощение до системы LMC X-1 $A_v = (2{,}28 \pm \pm 0{,}06)^m$. Радиус оптической звезды $R_v = (17{,}0 \pm 0{,}8)R_\odot$. Величина $v_{\text{rot}} \sin i = (129{,}9 \pm 2{,}22)$ км/с определена по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды. Используя эти данные, авторы (Orosz et al., 2009) оценили наклонение орбиты системы $i = 37{,}0^\circ \pm 1{,}87^\circ$, массу оптической звезды $m_v = (30{,}62 \pm 3{,}22)M_\odot$ и массу релятивистского объекта $m_x = (10{,}30 \pm 1{,}34)M_\odot$, который, таким образом, является черной дырой.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы LMC X-1: $P = 4{,}2288^{\text{d}}(6)$, $f_v(m) = (0{,}14 \pm 0{,}05)M_\odot$, $i \sim 63^\circ$, q$\sim$ 0,3–0,7, $m_x \simeq 4{,}0$–$10{,}0M_\odot$.

Новые данные (Orosz et al., 2009) существенно уточняют эти значения.

В работе (Gou et al., 2009) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = 0{,}92^{+0{,}05}_{-0{,}07}$.

11. *Система 4U 1543-47 (HL Lup).* Это транзиентная рентгеновская двойная система, состоящая из оптической звезды спектрального класса A2V и релятивистского объекта, скорее всего черной дыры. Орбитальный период системы $P \simeq (1{,}123 \pm 0{,}008)^{\mathrm{d}}$, расстояние до системы $d = (9{,}1 \pm 0{,}1)$ кпк функция масс оптической звезды $f_v(m) = (0{,}22 \pm 0{,}02)M_\odot$ (Orosz et al., 1998). Как отмечено в работе (Orosz et al., 1998), если оптическая звезда в этой системе соответствует звезде главной последовательности спектрального класса A2 (Chevalier and Ilovaisky, 1992, Pedersen, 1983) и имеет массу $\sim 2{,}5M_\odot$, то масса релятивистского объекта лежит в пределах $2{,}7$–$7{,}5M_\odot$. В работах (Park et al., 2004, Orosz et al., 2002) найдена уточненная масса черной дыры в системе 4U 1543-47: $m_x = (9{,}4 \pm 2{,}0)M_\odot$. Дополнительным свидетельством существования черной дыры в этой системе является наличие специфической для аккрецирующих черных дыр спектральных состояний в рентгеновском диапазоне, сопровождающих рентгеновскую вспышку (Reig et al., 2006, Kalemci et al., 2005).

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы 4U 1543-47: $P = 1{,}116407^{\mathrm{d}}(3)$, $f_v(m) = (0{,}25 \pm 0{,}01)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (46 \pm 2)$ км/с, $i = 20{,}7^\circ \pm$ $\pm\, 1{,}5^\circ$, $q = 3{,}2$–$4{,}0$, $m_x = 8{,}45$–$10{,}39M_\odot$. В обзоре (Narayan and McClintock, 2011) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры для системы 4U 1543-47 $a_* = 0{,}8 \pm 0{,}1$, найденное из анализа рентгеновского спектра системы.

12. *Система GRS 1009-45 (MM Vel).* Это транзиентная рентгеновская двойная система, состоящая из оптической звезды спектрального класса (K6-M0)V и релятивистского объекта, скорее всего, черной дыры. Орбитальный период системы $P \simeq 0{,}3^{\mathrm{d}}$.

В работе (Filippenko et al., 1999) выполнена спектроскопия этого объекта со средним разрешением ($\sim 2{,}5$ Å) на 10-метровом телескопе Кека. Орбитальный период системы определен как $P = (0{,}285206 \pm 0{,}0000014)^{\mathrm{d}}$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (475{,}4 \pm 5{,}9)$ км/с. Функция масс оптической звезды $f_v(m) = (3{,}17 \pm 0{,}12)M_\odot$. Если принять стандартное значение массы оптической звезды, соответствующее ее спектральному классу и классу светимости (K6-M0)V, $m_v = 0{,}65$–$0{,}5M_\odot$ и ограничить наклонение орбиты системы отсутствием рентгеновских затмений в системе, $i \lesssim 80^\circ$, то масса релятивистского объекта получается весьма большой: $m_x \gtrsim 4{,}2$–$4{,}4M_\odot$. Даже если предположить, что оптическая звезда из-за потери массы при обмене веществом в процессе эволюции ТДС имеет пониженную массу (например, $m_v = 0{,}3M_\odot$), то масса релятивистского объекта $m_x \gtrsim 3{,}9M_\odot$.

Из анализа доплеровских смещений крыльев двугорбой эмиссионной линии H_α, возникающей, в основном, во внутренних частях аккреционного диска, авторы (Filippenko et al., 1999) оценили полуамплитуду кривой лучевых скоростей для релятивистского объекта $K_v = (65{,}3 \pm 7{,}0)$ км/с. Хотя сдвиг по фазе этой кривой лучевых скоростей относительно кривой лучевых скоростей оптической звезды отличается от 180° (составляет $\sim 237^\circ$), авторы, предполагая, что кривая лучевых скоростей, построенная с использованием крыльев линии излучения H_α, грубо отражает орбитальное движение релятивистского объекта, оценили отношение масс компонент как $1/q = K_x/K_v = m_v/m_x = 0{,}137 \pm 0{,}015$ ($q = m_x/m_v \simeq 7{,}3$). С этими данными, беря массу оптической звезды $m_v = 0{,}5$–$0{,}65M_\odot$, авторы получили оценку массы релятивистского объекта как $m_x = 3{,}64$–$4{,}74M_\odot$.

В обзоре (Orosz et al., 2003, см. также Gelino, 2002) приведены следующие параметры системы GRS 1009-45: $P = 0{,}285206^{\mathrm{d}}(2)$, $f_v(m) = (3{,}17 \pm 0{,}12)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i = ?$, $i = 67^\circ?$, $q = 6{,}3$–$8{,}07$, $m_x = 3{,}64$–$4{,}747M_\odot$.

13. *Система SAX J1819,3-2525 (V 4641 Sgr).* В работе (Orosz et al., 2001) приведены результаты оптических спектроскопических наблюдений и определены массы компонент транзиентной рентгеновской двойной системы SAX J1819,3-2525

(V 4641 Sgr) — микроквазара, в которой наблюдаются видимые сверхсветовые движения отдельных деталей радиоджетов во время рентгеновских вспышек. Объект SAX J1819,3-2525 был открыт как транзиентный рентгеновский источник со спутника Beppo SAX в феврале 1999 г. и с борта орбитальной обсерватории RXTE (In't Zand et al., 2000, Markwardt et al., 1999). Объект был обнаружен также как яркий радиоисточник спустя 16 часов после рентгеновской вспышки (Hjellming et al., 2000). Этот радиоисточник имел ненулевые размеры, показывал признаки расширения и светился на протяжении трех недель после вспышки. Объект был также отождествлен Горанским (1978, см. также Goranskij, 1990) с оптической переменной звездой V 4641 Sgr. Согласно спектроскопическим наблюдениям (Orosz et al., 2001), орбитальный период системы $P_{\rm orb} = 2{,}81678^{\rm d}$, что близко к одному из двух фотометрических периодов, определенных Горанским. Оптическая кривая блеска представляет собой двойную волну за орбитальный период амплитудой $\sim 0{,}5^m$ с двумя минимумами неравной глубины, что соответствует эффекту эллипсоидальности оптической звезды со следами затмения звезды аккреционным диском. Рентгеновские затмения в системе не наблюдаются. Из этих данных получается достаточно надежная оценка наклонения орбиты $60° < i < 70{,}7°$. Полуамплитуда изменения лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (211{,}0 \pm 3{,}1)$ км/с, соответствующая функция масс $f_v(m) = (2{,}74 \pm 0{,}12) M_\odot$. В соответствии с выбранной моделью атмосферы оптической звезды определены значения ее эффективной температуры $T_{\rm ef} = (10\,500 \pm 200)$ K, ускорения силы тяжести $\lg g = 3{,}5 \pm 0{,}1$ и вращательной скорости звезды на экваторе $v_{\rm rot} \sin i = (123 \pm 4)$ км/с. Согласно гипотезе синхронности осевого и орбитального вращения (что разумно для рентгеновских новых) отношение масс компонент $q = m_x/m_v \simeq 1{,}50 \pm 0{,}08$. С использованием этих значений $f_v(m)$, q, i находится масса черной дыры: $8{,}73 M_\odot \leqslant m_x \leqslant 11{,}70 M_\odot$ и масса оптической звезды $5{,}49 \leqslant m_v \leqslant 8{,}14 M_\odot$. Спектральный класс оптической звезды близок к B9III, определенный из наблюдений избыток цвета системы $E(B\text{-}V) = 0{,}32 \pm 0{,}1$, расстояние до системы при видимой звездной величине $V \simeq 13{,}7^m$ весьма велико: $7{,}40 \leqslant d \leqslant 12{,}31$ кпк. Такое расстояние и значительные скорости угловых перемещений деталей радиоизображения свидетельствуют о том, что видимая скорость их перемещения больше 9,5 с (соответствующий лоренц-фактор $\Gamma > 9{,}5$). В спектре оптической звезды, как и в случае рентгеновской новой GRO J1655-40 (Israelian et al., 1999) наблюдается избыточное содержание химических α-элементов, образующихся при α-процессах в недрах массивных звезд: кислорода, кальция, магния и титана (переобогащение от 2 до 10 раз по сравнению с солнечным обилием этих элементов). Это свидетельствует о том, что образование черных дыр в системах GRO J1655-40 и SAX J1819,3-2525 сопровождалось взрывом сверхновой, который обогатил слои оптической звезды-спутника α-элементами. Следует подчеркнуть, что поскольку в системе SAX J1819,3-2525 наблюдаются следы затмения оптической звезды аккреционным диском, оценка наклонения орбиты здесь весьма надежна, поэтому значение массы черной дыры получено со сравнительно небольшой погрешностью: $m_x = 9{,}61(+2{,}08 - 0{,}88) M_\odot$.

Следует отметить, что система SAX J1819,3-2525 по массе оптической звезды, и по орбитальному периоду ($m_v \simeq 3$–$6 M_\odot$, $P_{\rm orb} \simeq 2{,}8^{\rm d}$) близка к системе LMC X-3 ($m_v \simeq 6 M_\odot$, $P_{\rm orb} \simeq 1{,}7^{\rm d}$). В то же время, система SAX J1819,3-2525 является транзиентной рентгеновской двойной системой — рентгеновской новой, а система LMC X-3 — квазистационарная рентгеновская двойная, у которой рентгеновские вспышки не наблюдаются. Это свидетельствует о том, что механизм вспышек рентгеновских новых является весьма непростым и определяется тонкими деталями обмена масс в ТДС.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы SAX J1819,3-2525: $P = 2{,}81730^{\mathrm{d}}(1)$, $f_v(m) = (3{,}13 \pm 0{,}13)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}}\sin i = (98{,}9 \pm 1{,}5)$ км/с, $i = 75^\circ \pm 2^\circ$, $q = m_x/m_v = 2{,}22$–$2{,}39$, $m_x = 6{,}82$–$7{,}42 M_\odot$.

14. *Система XTE J1118+480.* В работе (Wagner et al., 2001) выполнены спектроскопические и фотометрические наблюдения рентгеновской новой XTE J1118+480, которая расположена на большой высоте над галактической плоскостью $z \simeq 1{,}7$ кпк, и определена масса черной дыры и оптической звезды.

Рентгеновская новая XTE J1118+480 была открыта со спутника RXTE в 2000 г. и затем отождествлена с оптической звездой, которая в максимуме блеска достигла $V = 12{,}9^m$, (Uemura et al., 2000, Garcia et al., 2000), а в спокойном состоянии ее блеск был $V = 18{,}8^m$. Галактическая широта системы весьма велика: $b = +62^\circ$. Этим она резко отличается от других рентгеновских новых с черными дырами (Chen et al., 1997), которые приблизительно равномерно распределены вблизи галактической плоскости и менее концентрированы к галактическому балджу, в отличие от остальных маломассивных рентгеновских двойных систем (Grimm et al., 2002). В оптическом спектре системы в спокойном состоянии присутствуют широкие двугорбые эмиссионные линии водорода (FWHM $\simeq 2400$ км/с), возникающие в аккреционном диске, а также линии поглощения, соответствующие звезде позднего спектрального класса (K7-M0)V. Орбитальный период весьма короткий: $P_{\mathrm{orb}} = 0{,}169930^{\mathrm{d}}$, полуамплитуда изменения лучевых скоростей по линиям поглощения оптической звезды $K_v = (701 \pm 10)$ км/с, орбита круговая, функция масс оптической звезды очень велика: $f_v(m) = (6{,}1 \pm 0{,}3)M_\odot$. Таким образом, масса релятивистского объекта превышает $6{,}1 M_\odot$ и сильно превосходит $3M_\odot$ — максимально возможную массу нейтронной звезды, что свидетельствует о наличии в системе XTE J1118+480 черной дыры.

Светимость оптической звезды, как следует из спектральных данных, составляет (28 ± 2)–(36 ± 2) % от светимости системы в области 5800–6400 Å. Остальная часть светимости в спокойном состоянии системы обусловлена вкладом аккреционного диска. Фотометрические наблюдения в фильтре R обнаружили переменность оптического блеска с орбитальным периодом амплитудой $\sim 0{,}2^m$, обусловленную эффектом эллипсоидальности оптической звезды и затмениями. Моделирование кривой блеска позволило оценить наклонение орбиты системы $i = 81^\circ \pm 2^\circ$. Величина $v_{\mathrm{rot}}\sin i = (114 \pm 4)$ км/с. Отношение масс в системе $q = m_x/m_v \simeq 20$. С помощью этих данных и найденной функции масс определяется масса черной дыры $m_x = (6{,}0$–$7{,}7)M_\odot$ (90 %-ый доверительный интервал) и масса оптической звезды $m_v = (0{,}09$–$0{,}5)M_\odot$. Оцененное расстояние до системы составило $(1{,}9 \pm 0{,}4)$ кпк, соответствующая высота над галактической плоскостью равна $(1{,}7 \pm 0{,}4)$ кпк. Все эти данные свидетельствуют о том, что система XTE J1118+480 является первой из надежно отождествленных с черной дырой транзиентных рентгеновских двойных, которая расположена в галактическом гало. У системы выявлено заметное собственное движение ($\Delta\alpha = -16{,}8 \pm 1{,}6$, $\Delta\delta = -(7{,}4 \pm 1{,}6)$ мксек./год) (Mirabel et al., 2001). Если система была выброшена из плоскости Галактики импульсом, полученным в результате взрыва сверхновой, то мы ее сейчас наблюдаем в точке галактической орбиты с модулем полной пекулярной скорости 145 км/с. При этом модуль полной начальной галактической скорости системы составлял (217 ± 18) км/с, а компонента скорости, перпендикулярная галактической плоскости в начальный момент (сразу после взрыва сверхновой) составляла (126 ± 18) км/с (Mirabel et al., 2001).

В обзоре (Orosz, 2003, см. также Orosz, 2001, McClintock et al., 2001) приведены следующие параметры системы XTE J1118+480: $P = 0{,}169930^{\mathrm{d}}(4)$, $f_v(m) = (6{,}1 \pm 0{,}3)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}}\sin i = (114 \pm 4)$ км/с, $i = 81^\circ \pm 2^\circ$, $q = m_x/m_v = 22{,}7$–$28{,}8$, $m_x = 6{,}48$–$7{,}19 M_\odot$.

15. *Система GRS 1915+105.* В работе (Greiner et al., 2001) выполнены спектроскопические исследования уникальной транзиентной рентгеновской двойной системы — микроквазара GRS 1915+105 в инфракрасной области спектра. Эта система расположена в галактической плоскости на расстоянии от земного наблюдателя ~ 11–12 кпк и испытывает сильнейшее межзвездное поглощение $A_v = 25$–30^m. Спектроскопические наблюдения GRS 1915+105 в области, соответствующей H- и K-фильтрам, обнаружили головные линии поглощения молекулярных полос ^{12}CO и ^{13}CO, а также линии металлов, что позволило классифицировать оптическую звезду как красный гигант (K-M)III. По доплеровским смещениям линий поглощения определен орбитальный период $P_{\rm orb} = (33{,}5 \pm 1{,}5)^{\rm d}$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей $K_v = (140 \pm 15)$ км/с, орбита круговая. Соответствующая функция масс оптической звезды $f_v(m) = (9{,}5 \pm 3{,}0)M_\odot$. Это наибольшая функция масс из всех известных рентгеновских двойных систем с черными дырами. Лучевая скорость центра масс двойной системы (-3 ± 10) км/с. Вклад излучения аккреционного диска или релятивистских джетов в инфракрасной области весьма велик по сравнению со звездой (K-M)III, которая дает лишь ~ 14 процентов в светимость системы в полосе K. Наклонение орбиты $i = 70^\circ \pm 2^\circ$ определено из ориентации релятивистских радиоджетов, которая находится из анализа яркостей облаков в джетах, приближающихся к наблюдателю и удаляющихся от него. То, что джеты перпендикулярны плоскости орбиты системы, доказывается отсутствием эффектов прецессии джетов на временах в несколько лет (Mirabel and Rodriguez, 1994).

Если в первом приближении принять массу звезды (K-M)III равной стандартной величине $(1{,}2 \pm 0{,}2)M_\odot$, то при $i = 70^\circ \pm 2^\circ$ масса черной дыры в системе GRS 1915+105 $m_x = (14 \pm 4)M_\odot$. Это одна из наиболее массивных черных дыр в рентгеновских двойных системах. Средний радиус полости Роша для звезды (K-M)III составляет $(21 \pm 4)R_\odot$. Он близок к стандартному радиусу звезды (K-M)III, и это свидетельствует, что гигант (K-M)III в системе GRS 1915+105 заполняет свою полость Роша. Быстрая переменность и спектральные характеристики системы GRS 1915+105 в рентгеновском и радиодиапазоне, а также характеристики разнообразных квазипериодических осцилляций описаны в работах (Naik et al., 2002, Fender et al., 2002).

Большая масса черной дыры в системе GRS 1915+105 определяет физику микроквазара, наблюдаемого в этой системе, а большой орбитальный период $P_{\rm orb} = 33{,}5^{\rm d}$ и, соответственно, большой радиус орбиты системы $a = (108 \pm 4)R_\odot$ накладывают ограничения на эволюционный сценарий для этой системы (Greiner et al., 2001).

В работе (Harlaftis and Greiner, 2004) из анализа усредненных за орбитальный период профилей линий поглощения оптической KIII-звезды (авторы отдают предпочтение такой ее спектральной классификации) определено вращательное уширение этих линий ($v_{\rm rot} \sin i = (26 \pm 3)$ км/с) и найдено отношение масс компонент $1/q = m_v/m_x = 0{,}058 \pm 0{,}033$ ($q \simeq 17$).

Принимая $P_{\rm orb} = 33{,}5^{\rm d}$, $K_v = 140$ км/с, $i = 66^\circ$ (улучшенное значение i, полученное из анализа радионаблюдений релятивистских джетов — см. Fender et al., 1999) авторы (Harlaftis and Greiner, 2004) дали уточненные значения масс компонент системы GRS 1915+105: $m_x = (14{,}0 \pm 4{,}4)M_\odot$, $m_v = (0{,}81 \pm 0{,}53)M_\odot$. Таким образом, найденное значение массы KIII звезды свидетельствует о том, что эта звезда является «обнаженным гигантом», потерявшем значительную часть массы вследствие перетекания вещества на соседнюю черную дыру массой $m_x \simeq 14M_\odot$. За время эволюции ТДС и обмена масс более $1M_\odot$ вещества оптической звезды утекло от оптической звезды; часть его перетекла на черную дыру и увеличила ее наблюдаемую массу.

В работе (Тутуков и др., 2003) проанализирована эволюционная стадия системы GRS 1915+105. Анализ предшествующей стадии эволюции GRS 1915+105, начиная от исходной системы из двух звезд главной последовательности и до образования черной дыры, позволил установить возможность двух различных сценариев эволюции этой системы. Выбор определяется начальной массой первичной компоненты.

Если первичная компонента по массе превышает $\sim 50M_{\odot}$, то последняя за счет интенсивного звездного ветра на стадии главной последовательности, не расширяясь, превращается в гелиевую звезду WR, с последующим коллапсом ее ядра в черную дыру. Начальная масса вторичной компоненты (современного донора этой системы) должна быть 1,5–2,5$M_{\odot}$, а исходная величина большой полуоси орбиты $\sim$ 20–30$R_{\odot}$.

Если же начальная масса предшественника черной дыры была меньше $\sim 50M_{\odot}$, то после стадии главной последовательности первичная звезда, расширяясь, заполнила свою полость Роша. Начальная масса вторичной компоненты в этом случае составляет 2,5–3,0$M_{\odot}$, поэтому заполнение первичной компонентой полости Роша вело к образованию общей оболочки и уменьшению большой полуоси орбиты до 10–20$R_{\odot}$. Взрыв гелиевой звезды WR — остатка первичной компоненты, приводит к возникновению исходного состояния, после которого перетекание вещества маломассивного донора на черную дыру, сопровождающееся увеличением полуоси орбиты, ведет к формированию системы, соответствующей GRS 1915+105.

Полное отсутствие информации об исходном распределении двойных звезд по отношениям масс компонент при $Q = m_v/m_x \gtrsim 0{,}1$ (Масевич и Тутуков, 1988) и неопределенность величин текущих параметров системы GRS 1915+105 пока не дают возможность для окончательного выбора одного сценария для предшествующей эволюции этой системы. В работе (Narayan and McClintock, 2012) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = 0{,}975 \pm 0{,}025$.

16. *Система GX 339-4 (V 821 Ara).* Маломассивная рентгеновская двойная система GX 339-4 (V 821 Ara) была открыта со спутника OSO7 в 1972 г. (Markert et al., 1973). В дальнейшем от этой системы наблюдалось несколько рентгеновских вспышек, во время которых система проходила все рентгеновские состояния (Mendez and van der Klis, 1997, Miyamoto et al., 1991). В системе также было открыто излучение компактных джетов (Corbel et al., 2000), свидетельствующее о том, что GX 339-4 является микроквазаром. Основываясь на свойствах рентгеновского излучения, авторы работы (Samimi et al., 1979) отнесли систему GX 339-4 к классу кандидатов в черные дыры. Однако линии оптической звезды, не были обнаружены у этой системы даже во время спокойного состояния, когда рентгеновское излучение выключалось (Schahbaz et al., 2001), что не позволяло дать динамическую оценку массы релятивистского объекта. Только во время рентгеновской вспышки GX 339-4 в 2002 г. в оптическом спектре системы были обнаружены эмиссионные линии N III/C III, возбуждаемые боуэновским механизмом на прогретой рентгеном части поверхности оптической звезды (Hynes et al., 2003). Полуамплитуда кривой лучевых скоростей, измеренных по этим линиям, составляет $K_{\mathrm{em}} = (317 \pm 10)$ км/с, орбитальный период $P_{\mathrm{orb}} = (1{,}7557 \pm 0{,}0004)^{\mathrm{d}}$. Это значение периода подтверждено в работе (Levine and Corbet, 2006). Комбинация K_{em} и P_{orb} позволяет найти оценку функции масс оптической звезды $f_v(m) = (5{,}8 \pm 0{,}5)M_{\odot}$. Следует подчеркнуть, что узкие эмиссионные линии высокого возбуждения, возникающие в атмосфере прогретой рентгеном части оптической звезды, регистрируются у многих маломассивных рентгеновских двойных систем (см., например, Casares et al., 2004), что свидетельствует о том, что наличие боуэновских эмиссионных линий в спектрах является общей особенностью LMXBs с высокой рентгеновской активностью (как для стационарных систем, так и для транзиентов во время вспышек). Однако при этом следует иметь ввиду, что эмиссионные линии N III/C III возбуждаются не во всей атмосфере оптической звезды, а лишь на прогретой рентгеном ее части (за счет боуэновского механизма и механизма фотоионизации). Поэтому использование этих эмиссионных линий позволяет получить лишь нижний предел ($K_{\rm em}$) для истинной полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды. В работе (Muñoz-Darias et al., 2008) был выполнен учет этого эффекта для системы GX 339-4 путем введения так называемой К-поправки в наблюдаемую кривую лучевых скоростей этой системы (см. также работу, Muñoz-Darias et al., 2005, где развита теория К-поправки).

Связь между лучевой скоростью центра масс оптической звезды (K_v) и наблюдаемой лучевой скоростью, измеренной по эмиссионным линиям ($K_{\rm em}$) выражается формулой (Muñoz-Darias et al., 2005):

$$K_v = \frac{K_{\rm em}}{1 - f\left(1 + q^{-1}\right)}, \qquad (894)$$

где $q = m_x/m_v$, f — безразмерный параметр, характеризующий смещение фотометрического центра области формирования эмиссионных линий относительно центра масс звезды в долях радиуса относительной орбиты системы.

Величина f зависит от того, какая часть площади прогретой полусферы звезды затемнена аккреционным диском (Muñoz-Darias et al., 2005):

$$0{,}5 + 0{,}227\lg q > f > \sin^2\alpha_M, \qquad (895)$$

где левая часть неравенства соответствует случаю, когда эмиссионные линии формируются вблизи внутренней точки Лагранжа, а правая часть соответствует формированию эмиссионных линий в области, прогретой рентгеном и имеющей максимальную лучевую скорость. Эта область соответствует терминатору прогретой области звезды, и ей соответствует угол раскрытия α_M. Выражение для α_M как функцию q можно получить из формулы:

$$\sin\alpha_M \simeq 0{,}462\left(\frac{q^{-1}}{1 + q^{-1}}\right)^{1/3}. \qquad (896)$$

Из формулы (894) видно, что величина истинной полуамплитуды кривой лучевых скоростей (и следовательно, функции масс оптической звезды $f_v(m)$) растет с увеличением параметра f. С учетом К-поправки (см. формулу (894)), удается получить истинную функцию масс оптической звезды $f_v(m)$ в системе GX 339-4, которая превосходит величину наблюдаемой функции масс $f(m) = 5{,}8M_\odot$ на $\sim 0{,}5M_\odot$ для $q^{-1} = 0{,}05$ и на $\sim 1M_\odot$ для $q^{-1} = 0{,}1$. Истинное значение q для системы GX 339-4 пока не известно.

Используя модель «обнаженного гиганта» для оптической звезды (наблюдаемый спектральный класс которой пока неизвестен), авторы (Muñoz-Darias et al., 2008), зная скорректированную функцию масс оптической звезды, оценили следующие значения параметров: $m_v = 0{,}166$–$1{,}1M_\odot$, $R_v = (1{,}56$–$2{,}93)R_\odot$, $T_{\rm ef} = (4837$–$4533)$K, L_v=$(1{,}19$–$3{,}25)L_\odot$. При этом оценка массы черной дыры получается следующей:

$$m_x \geqslant (6\text{–}8{,}6)M_\odot.$$

Поскольку система GX 339-4 демонстрирует высокую рентгеновскую активность, являясь рентгеновской новой с интенсивным переносом масс, авторы (Muñoz-Darias et al., 2008) отдают предпочтение модели с массой оптической звезды — «обнаженного гиганта» $m_v > 0{,}3M_\odot$ и, соответственно, массой черной дыры $m_x > 7M_\odot$.

17. *Система RX J1826,2-1450 (LS 5039).* Рентгеновский источник RX J1826,2-1450 отождествлен с оптическим объектом LS 5039 и был предварительно идентифицирован как массивная рентгеновская двойная система в работе

(Motch et al., 1997). Объект также является стационарным радиоисточником с нетепловым спектром (Marti et al., 1998). *VLBI*-радионаблюдения (Paredes et al., 2000) обнаружили релятивистские джеты на миллисекундном угловом масштабе, что позволило отнести объект LS 5039 к классу микроквазаров. Объект также является источником гамма-излучения на энергиях более 100 МэВ (Paredes, 2005, Ribo et al., 2005), а также ассоциируется с жестким гамма-источником HESSJ1826-148, детектированном на энергиях выше 250 ГэВ (Aharonian et al., 2005).

В оптическом диапазоне спектра объект LS 5039 классифицируется как звезда спектрального класса O6,5V((f)) (Clark et al., 2001, Mc Swain et al., 2004) и у него была заподозрена спектроскопическая орбитальная переменность с периодом $P_{\rm orb} = 4{,}4267^{\rm d}$ и эксцентриситетом орбиты $e = 0{,}48 \pm 0{,}06$. У объекта также обнаружена собственная линейная поляризация оптического излучения порядка 3 %, которая обусловлена томсоновским рассеянием в звездной оболочке (Combi et al., 2004).

В работе (Casares et al., 2005) получены новые спектроскопические наблюдения и даны уточненные параметры спектроскопической орбиты $P_{\rm orb} = (3{,}90603 \pm 0{,}00017)^{\rm d}$ $e \simeq 0{,}35 \pm 0{,}04$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (19{,}4 \pm 0{,}9)$ км/с, лучевая скорость центра масс системы $\gamma = (17{,}2 \pm 0{,}7)$ км/с. Соответствующая функция масс $f_v(m) = (0{,}0053 \pm 0{,}0009) M_\odot$. Величина $v_{\rm rot} \sin i$, оцененная по вращательному уширению линий поглощения, равна $v_{\rm rot} \sin i = (113 \pm 8)$ км/с. Подбор модели атмосферы к наблюдаемому спектру оптической звезды O6,5V((f)), совместно с новой оценкой расстояния до системы $d = (2{,}5 \pm 0{,}1)$ кпк, приводит к следующим параметрам оптической звезды: $R_v = 9{,}3^{+0{,}7}_{-0{,}6} R_\odot$, $\lg L_v/L_\odot = 5{,}26 \pm 0{,}06$, $m_v = 22{,}9^{+3{,}4}_{-2{,}9} M_\odot$. Комбинируя эти данные с результатами анализа кривой лучевых скоростей оптической звезды и предполагая псевдосинхронизацию осевого и орбитального вращения оптической звезды, авторы (Casares et al., 2005) нашли наклонение орбиты системы $i = 24{,}9^\circ \pm 2{,}8^\circ$ и массу компактного объекта $m_x = 3{,}7^{+1{,}3}_{-1{,}0} M_\odot$. Это дает основания считать компактный объект в системе LS 5039 черной дырой. В модели изотропного взрыва сверхновой, чтобы центр масс системы получил пространственную скорость ~ 17 км/с, в оболочке сверхновой должно быть сброшено $\sim 9 M_\odot$.

В работе (Szostek and Dubus, 2011) рассмотрена модель LS 5039 как тесной двойной системы, содержащей молодой пульсар (предполагается, что значительная неопределенность в массе релятивистского объекта допускает такую возможность). В этой модели гамма-излучение формируется в результате ускорения частиц до релятивистских энергий в области, где звездный ветер массивной оптической звезды взаимодействует с релятивистским ветром молодого пульсара. Эта модель, как отмечают авторы, нуждается в дальнейшем подтверждении наблюдениями.

18. *Система SS 433.* Как уже было описано выше, уникальный объект SS 433 представляет собой микроквазар — массивную рентгеновскую двойную систему на продвинутой стадии эволюции, когда оптическая звезда за счет увеличения своего радиуса в процессе ядерной эволюции заполнила свою полость Роша и истекает на релятивистский объект — вероятную черную дыру, в тепловой шкале (Cherepashchuk, 1981). Система демонстрирует стационарные и подвижные линии излучения в своем спектре (Margon, 1984). Подвижные эмиссии возникают в коллимированных (угол раскрытия $\sim 1{,}2^\circ$, см. Fabrika, 2004) релятивистских ($v \simeq 0{,}26c$, где c — скорость света) джетах, вырывающихся из внутренних частей аккреционного диска перпендикулярно его плоскости симметрии и прецессирующих с периодом $P_{\rm prec} \simeq (162{,}250 \pm 0{,}003)^{\rm d}$ (Давыдов и др., 2008). Прецессионный период остается в среднем постоянным на протяжении, по крайней мере, 28 лет (Давыдов и др., 2008).

Объект SS 433 является затменной переменной рентгеновской двойной системой с орбитальным периодом $P_{\rm orb} \simeq 13{,}08^{\rm d}$, периодом прецессии сверхкритического, оптически яркого аккреционного диска $P_{\rm prec} \simeq 162{,}25^{\rm d}$ и периодом нутации этого диска $P_{\rm nut} \simeq 6{,}29^{\rm d}$.

В работе (Давыдов и др., 2008), посвященной поиску долговременных изменений параметров кинематической модели SS 433, выполнен спектроскопический мониторинг этого объекта на протяжении 13 лет, и с учетом ранее опубликованных данных сделан вывод о том, что основные параметры SS 433, такие, как $P_{\rm prec}$, $P_{\rm nut}$, $P_{\rm orb}$ и $\beta = v/c$ в среднем стабильны на протяжении по крайней мере 28 лет.

В оптическом спектре SS 433 ярко выражены подвижные эмиссионные линии, возникающие в прецессирующих релятивистских джетах, а также мощные и широкие (FWHM $\simeq$ 3000 км/с) линии излучения, формирующиеся в звездном ветре оптической звезды, в ветре от сверхкритического аккреционного диска и в газовых потоках, реализующих перенос масс в этой ТДС. Фотосферные линии поглощения от оптической звезды выражены очень слабо, поэтому длительное время функция масс оптической звезды в системе SS 433 не была измерена, и оценка массы релятивистского объекта (по кривой лучевых скоростей, построенной по эмиссионной линии He II 4686 Å) была ненадежной. Хотя следует подчеркнуть, что энергетические характеристики SS 433, например, болометрическая светимость аккреционного диска $L_{\rm bol} \simeq 10^{38}$–$10^{39}$ эрг/с (Антохина и Черепащук, 1987) и поток кинетической энергии вещества в джетах $L_{\rm kin} \simeq 10^{39}$ эрг/с, свидетельствуют в пользу существования черной дыры в системе SS 433.

Недавно в работе (Hillwig and Gies, 2008) были выявлены слабые линии поглощения в спектре оптической звезды в системе SS 433, оценен спектральный класс этой звезды (сверхгигант A7I) и построена кривая лучевых скоростей оптической звезды, полуамплитуда которой оказалась равной $K_v = (58{,}2 \pm 3{,}1)$ км/с; эксцентриситет орбиты $e \simeq 0$. Соответствующая функция масс оптической звезды SS 433 $f_v(m) \simeq 0{,}268 M_\odot$. Авторы (Hillwig and Gies, 2008), используя значение полуамплитуды кривой лучевых скоростей компактного объекта, построенной по эмиссионной линии He II 4686 Å $K_x = (168 \pm 18)$ км/с (Hillwig et al., 2004) и известное из анализа подвижных эмиссий в спектре SS 433 значение наклонения орбиты системы $i = 78{,}8^\circ$ (Margon and Anderson, 1989, Давыдов и др., 2008) определили параметры системы: $q = m_x/m_v = 0{,}35$, $m_v = (12{,}3 \pm 3{,}3) M_\odot$, $m_x = (4{,}3 \pm 0{,}8) M_\odot$. Как отмечают авторы (Hillwig and Gies, 2008), найденное значение $q = 0{,}35$ согласуется с ограничениями на q, найденными из анализа оптических (Антохина и Черепащук, 1987) и рентгеновских (Антохина и др., 1992) кривых блеска системы SS 433.

Эмиссионная линия He II 4686 Å формируется главным образом во внутренних частях аккреционного диска. Часть этой линии может формироваться в области взаимодействия газовой струи, истекающей от оптической звезды, с аккреционным диском. Поэтому оценка отношения масс компонент $q = 0{,}35$, полученная с использованием величины K_x, нуждается в независимом подтверждении. Первые оценки отношения масс компонент в системе SS 433, получаемые из анализа рентгеновских затмений в диапазоне 2–10 кэВ (Kawai et al., 1989) приводили к весьма малым значениям $q \simeq 0{,}15$. Это связано с тем, что ширина рентгеновских затмений в системе SS 433 (затмение рентгеновских джетов оптической звездой) весьма велика, а наклонение орбиты системы фиксировано из независимых данных по анализу релятивистских прецессирующих джетов (Margon, 1984).

В работе (Cherepashchuk et al., 2009) было показано, что длительность рентгеновского затмения в объекте SS 433 в жестком диапазоне (18–60 кэВ) меняется от эпохи к эпохе с амплитудой до ~ 2 раз. Это свидетельствует о том, что рентгеновское затмение в системе SS 433 не является чисто геометрическим затмением рентгеновского источника (в жестком диапазоне — это протяженная горячая «корона» вокруг внутренних частей аккреционного диска) краем оптической звезды. Рентгеновские затмения в системе SS 433 искажены влиянием эффектов переменного поглощения в асимметричном звездном ветре и газовых потоках, что и объясняет изменение ширины затмений от эпохи к эпохе в ~ 2 раза. Как подчеркнуто в работе (Cherepashchuk et al., 2009), для определения величины q из анализа рентгеновских затмений в системе SS 433 в рамках модели геометрического затмения, необходимо использовать лишь верхнюю огибающую для наблюдаемых точек в фазах затмения. Кроме того, для получения более надежного результата интерпретации, необходимо анализировать совместно как затменную, так и прецессионную кривые блеска в жестком рентгеновском диапазоне.

Совместный анализ затменной (верхняя огибающая) и прецессионной рентгеновской переменности по данным наблюдений на орбитальной гамма-обсерватории INTEGRAL (диапазон 18–60 кэВ) позволил определить отношение масс компонент в системе SS 433: $q = m_x/m_v \simeq 0{,}3$ (Cherepashchuk et al., 2009), что согласуется с величиной $q = 0{,}35$, найденной из анализа данных оптической спектроскопии (Hillwig and Gies, 2008). При функции масс оптической звезды $f_v(m) = 0{,}268 M_\odot$, найденной в работе (Hillwig and Gies, 2008), для значения $q \simeq 0{,}3$ получаются следующие значения масс компонент:

$$m_v \simeq 17{,}7 M_\odot, \quad m_x \simeq 5{,}3 M_\odot.$$

Таким образом, в настоящее время можно утверждать, что релятивистский объект в системе SS 433 является черной дырой.

Монте-Карло анализ широкополосного рентгеновского спектра SS 433 ($kT = 20$–100 кэВ) в фазах максимального раскрытия аккреционного диска (Krivosheev et al., 2009) позволил определить следующие характеристики горячей «короны» вокруг черной дыры: температура $T_{\text{cor}} \simeq 20$ кэВ, томпсоновская оптическая толща $\tau \simeq 0{,}2$. Темп потери массы в основании релятивистских джетов $\dot{M}_{\text{jet}} = 3 \cdot 10^{19}$ г/с, поток кинетической энергии вещества в джетах $\sim 10^{39}$ эрг/с. Большая величина отношения масс компонент $q \simeq 0{,}3$–$0{,}5$ позволяет объяснить значительную ($\sim 0{,}5^m$) амплитуду оптической переменности системы SS 433 в середине главного затмения с фазой прецессионного периода (Горанский и др., 1998а). Поскольку наклонение орбиты в системе SS 433 фиксировано ($i = 78{,}8^\circ$), при малых значениях $q = 0{,}1$–$0{,}2$ полость Роша релятивистского объекта всегда испытывает полные затмения оптической звездой, и блеск системы в середине оптического затмения не должен меняться с фазой прецессионного периода. При $q = 0{,}3$–$0{,}5$ размеры полости Роша релятивистского объекта относительно велики, и в системе происходят частные затмения прецессирующего аккреционного диска. Это и позволяет объяснить значительную оптическую переменность системы SS 433 в середине главного затмения с фазой прецессионного периода.

Малое значение отношения масс компонент в системе SS 433 $q \simeq 0{,}15$ было найдено в работе (Kawai et al., 1989) из анализа затмений в мягком рентгеновском диапазоне ($kT \simeq 1$–10 кэВ). Как следует из анализа широкополосного рентгеновского спектра SS 433 (Krivosheev et al., 2009), в этом диапазоне преобладает тепловое излучение релятивистских джетов с температурой, убывающей наружу. Наблюдаемое широкое рентгеновское затмение в мягком диапазоне было интерпретировано авторами (Kawai et al., 1989) с применением чисто геометрической модели затмения джетов диском оптической звезды с резким краем, что привело авторов к выводу о малом значении $q \simeq 0{,}15$. При этом главным аргументом в пользу применимости чисто геометрической модели затмения служил тот факт, что длительность рентгеновского затмения в диапазоне 1–10 кэВ не зависит от энергии фотонов. Однако этот аргумент применим лишь в том случае, если температура вдоль джета не меняется с расстоянием от центрального релятивистского объекта. В действительности же температура вдоль джета убывает с расстоянием из-за адиабатического расширения горячей плазмы. Поэтому на энергии ~ 10 кэВ затмеваются главным образом центральные части джетов, а на энергии ~ 1 кэВ — их периферийные части. Поэтому в модели чисто геометрического затмения длительность рентгеновского затмения на энергии ~ 10 кэВ должна быть больше, чем на энергии ~ 1 кэВ (Filippova et al., 2006), что не наблюдается. Независимость длительности рентгеновского затмения в системе SS 433 от энергии может быть связана с тем, что происходит взаимная компенсация эффекта убывания температуры вдоль джетов и увеличения поглощения мягких рентгеновских фотонов в протяженной атмосфере оптической звезды. Таким образом, эффективный радиус затмевающей оптической звезды возрастает на меньших энергиях рентгеновских фотонов, которые в основном формируются во внешних сравнительно низкотемпературных частях джетов. Это и объясняет постоянство ширины рентгеновского затмения в диапазоне 1–10 кэВ. Таким образом, из факта постоянства ширины рентгеновского затмения в диапазоне 1–10 кэВ можно сделать вывод о том, что оптическая A7I-звезда не имеет резкого края, поэтому рентгеновские затмения в системе SS 433 не являются чисто геометрическими, а отягощены эффектами поглощения в звездном ветре оптической звезды и газовых потоках в системе. Это дополнительно поддерживает обоснованность нашей интерпретации рентгеновских затмений в системе SS 433 с использованием лишь верхней огибающей точек на сводной рентгеновской кривой блеска.

В работе (Blundell et al., 2008) из анализа двугорбых профилей стационарной эмиссии H_α в спектре SS 433 определена скорость вращения околозвездной кольцевой газовой оболочки, окружающей двойную систему и образованной в результате истечения газа оптической звезды через точку L_2, $v_{\rm rot} \simeq 200$ км/с. На этой основе авторы (Blundell et al., 2008) оценили суммарную массу компонент системы SS 433: $m_v + m_x > 40M_\odot$. Из этих данных с нашей оценкой $q = m_x/m_v > 0{,}3$ находим для SS 433 $m_x > 9{,}2M_\odot$, $m_v > 30{,}8M_\odot$.

19. ***Система M 33 X-7.*** Это массивная рентгеновская двойная система с черной дырой, расположенная в галактике M 33. Оптические исследования рентгеновских двойных в других галактиках начали активно развиваться в последние годы в связи с вводом в строй новых крупных 8–10-метровых телескопов. Параметры системы M 33 X-7 описаны в ч. I монографии, при изложении метода оценки массы черной дыры в этой системе в модели неточечной оптической звезды, фигура которой описывается эквипотенциальной поверхностью Роша.

M 33 X-7 — затменная рентгеновская двойная система, состоящая из массивной оптической звезды-гиганта спектрального класса O7III-O8III и черной дыры с массой $\sim 16M_\odot$. Орбитальный период системы, определяемый как по рентгеновским затмениям, так и по оптическим наблюдениям эффекта эллипсоидальности в системе, составляет $P = 3{,}453014^{\rm d} \pm 0{,}000020^{\rm d}$.

В работе (Orosz et al., 2007) выполнена оптическая спектроскопия системы M 33 X-7 и определены массы компонент: $m_v = 70{,}0 \pm 6{,}9M_\odot$, $m_x = (15{,}65 \pm 1{,}45)M_\odot$ ($q = m_x/m_v \simeq 0{,}224$); функция масс оптической звезды $f_v(m) = (0{,}46 \pm 0{,}08)M_\odot$.

Поскольку в системе наблюдаются рентгеновские затмения (длительностью $D = 46^\circ \pm 1^\circ$) и эффект эллипсоидальности оптической звезды ($\sim 0{,}1^m$), анализ кривой лучевых скоростей оптической звезды ($K_v = (108{,}9 \pm 5{,}7)$ км/с, $e \simeq 0{,}0185 \pm 0{,}0077$, $\omega = 140^\circ \pm 27^\circ$) позволяет найти полное решение обратной задачи и надежно определить параметры двойной системы, в том числе степень заполнения полости

Роша оптической звездой $\mu = 0{,}777 \pm 0{,}017$ и наклонение орбиты $i = 74{,}6^\circ \pm 1{,}0^\circ$. Параметры оптической звезды определены авторами (Orosz et al., 2007) по среднему оптическому спектру системы путем сравнения с модельными синтетическими спектрами для разных температур и ускорений силы тяжести. Эффективная температура звезды определена как $34\,000\,\mathrm{K} \leqslant T_{\mathrm{ef}} \leqslant 36\,000\,\mathrm{K}$, ускорение силы тяжести $\lg g = 3{,}65$–$3{,}75$, (спектральный класс O7III–O8III). При известном расстоянии до системы $d = (840 \pm 20)$ кпк, используя ее видимую V-величину $V = (18{,}9 \pm 0{,}05)^m$ и полное поглощение в фильтре V $A_v = (0{,}53 \pm 0{,}06)^m$, а также принимая стандартное значение болометрической поправки для известного спектрального класса звезды O7III–O8III, авторы (Orosz et al., 2007) нашли болометрическую светимость оптической звезды $\lg L/L_\odot = (5{,}72 \pm 0{,}07)^m$ и ее радиус $R_v = (19{,}6 \pm 0{,}9)R_\odot$.

Как уже было описано в ч. I монографии, в работе (Абубекеров и др., 2009а) была выполнена интерпретация кривой лучевой оптической звезды в системе M 33 X-7 в рамках модели неточечной звезды, близкой к заполнению своей полости Роша ($\mu \simeq 0{,}78$) и было исследовано влияние приливной деформации и гравитационного потемнения оптической звезды на значение массы черной дыры. Оказалось, что при $\mu = 0{,}78$ влияние эффектов взаимной близости компонент на кривую лучевых скоростей оптической звезды сравнительно невелико, что обосновывает корректность определения массы $m_x = 15{,}65 \pm 1{,}45 M_\odot$ (при $m_v = 70 M_\odot$), выполненного в работе (Orosz et al., 2007) в модели двух точечных масс. Наше определение массы черной дыры при $m_v = 70 M_\odot$ в пределах ошибок совпадает с этим значением: $m_x = (15{,}55 \pm 3{,}20) M_\odot$, где ошибка соответствует 95% доверительному интервалу в рамках статистики χ^2_M, где M — число наблюдательных точек на кривой лучевых скоростей. В работе (Абубекеров и др., 2009а) также исследована эволюция системы M 33 X-7 (см. ч. I). В работе (Liu et al., 2008, 2010) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры: $a_* = 0{,}84 \pm 0{,}05$.

20. ***Система IC 10 X-1.*** Система IC 10 X-1 является ярким ($L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с) квазистационарным переменным рентгеновским источником, расположенным в галактике с усиленным звездообразованием IC 10, которая принадлежит Местной группе галактик (Brandt et al., 1997, Bauer and Brandt, 2004). Эта система окружена оболочкой с нетепловым радиоизлучением, а также с рентгеновским излучением (Yang and Skillman, 1993, Wang et al., 2005, Brandt et al., 1997), которая может быть связана со взрывом сверхновой, сопутствующим образованию релятивистского объекта в системе IC 10 X-1 (см. также Lozinskaya and Moiseev, 2007).

В работе (Prestwich et al., 2007), с использованием данных орбитальных обсерваторий SWIFT и Chandra (Prestwich et al., 2006) открыт рентгеновский орбитальный период IC 10 X-1 $P = 34{,}4^{\mathrm{h}}$ ($1{,}433^{\mathrm{d}}$). Эта периодичность связана с затмениями рентгеновского источника оптической звездой, которая является звездой WR спектрального класса WNE (Clark and Crowther, 2004) и спектроскопически оцененной массой $\sim 35 M_\odot$. С использованием спектроскопических наблюдений (Clark and Crowther, 2004) авторы (Prestwich et al., 2007) изучили доплеровские смещения эмиссионной линии He II 4686 Å в спектре оптической звезды как функцию найденного ими орбитального периода $P = 1{,}433^{\mathrm{d}}$. Оказалось, что линия He II 4686 Å регулярно смещается с фазой орбитального периода и оцененная полуамплитуда, соответствующая кривой лучевых скоростей оптической WNE-звезды равна $K_2 = 375$ км/с. Соответствующая функция масс оптической звезды (нижний предел для массы рентгеновского источника) составляет $f_v(m) = 7{,}8 M_\odot$. Отсюда авторы (Prestwich et al., 2007) сделали вывод о том, что рентгеновский источник в системе IC 10 X-1 является черной дырой с массой $(23$–$34) M_\odot$. Следует отметить, однако, что пока неясно, соответствует ли середина затменного рентгеновского минимума переходу кривой лучевых скоростей оптической звезды через γ-скорость, поскольку рентгеновские и оптические наблюдения разнесены значительным промежутком времени, а точность определения орбитального периода недостаточна, чтобы надежно осуществить фазировку кривой блеска и кривой лучевых скоростей. Поэтому для подтверждения гипотезы о том, что доплеровские смещения эмиссионной линии He II 4686 Å отражают орбитальное движение оптической WNE-звезды (а не эффекты асимметричного прогрева рентгеном звездного ветра этой звезды) требуются дальнейшие наблюдения.

В работе (Silverman and Filippenko, 2008) на 10-метровом телескопе Кека выполнена детальная спектроскопия системы IC 10 X-1 (10 спектрограмм в течение одного месяца) и по доплеровским смещениям эмиссионной линии He II 4686 Å построена надежная кривая лучевых скоростей оптической WNE-звезды. Уточненный орбитальный период системы IC 10 X-1 составляет $P = (34{,}93 \pm 0{,}04)^{\mathrm{h}}$ $(1{,}4554^{\mathrm{d}})$, улучшенная полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической WNE-звезды $K_v = (370 \pm 20)$ км/с, соответствующая функция масс $f_v(m) = (7{,}64 \pm 1{,}26)M_{\odot}$. Отсюда, если принять наклонение орбиты $i \approx 90^{\circ}$ (в системе наблюдаются рентгеновские затмения) и массу оптической WNE-звезды $m_v = 17$–$35M_{\odot}$, получается оценка массы черной дыры $m_x = 23{,}1$–$32{,}7M_{\odot}$. Следует однако, подчеркнуть, что точность определения орбитального периода системы все еще недостаточна для того, чтобы осуществить надежную фазировку далеко разнесенных во времени рентгеновских затмений и кривой лучевых скоростей оптической звезды. Поэтому, чтобы окончательно доказать, что доплеровские смещения эмиссионной линии He II 4686 Å отражают орбитальное движение оптической WNE-звезды, требуются дальнейшие наблюдения системы IC 10 X-1.

В работе (Barnard et al., 2008) отмечено подобие рентгеновских спектров и переменности между системой IC 10 X-1 и другой рентгеновской двойной системой NGC 300 X-1 (рентгеновская светимость $L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с в диапазоне 0,3–10 кэВ), расположенной в галактике NGC 300. Рентгеновская светимость NGC 300 X-1 обнаруживает регулярную переменность (по-видимому, связанную с затмениями) с периодом $P \simeq 30^{\mathrm{h}}$. Обе системы (IC 10 X-1 и NGC 300 X-1) показывают флуктуации рентгеновского потока со степенным спектром флуктуаций с показателем $\gamma \sim 1$. Такая флуктуационная переменность рентгеновского потока характерна для аккреции на релятивистский объект из турбулентного звездного ветра или из аккреционного диска в высоком состоянии. В этом состоянии галактические рентгеновские двойные системы с черными дырами имеют мягкий, тепловой рентгеновский спектр; однако спектры систем NGC 300 X-1 и IC 10 X-1 являются нетепловыми. Авторы (Barnard et al., 2008) приходят к выводу, что такое подобие в рентгеновских поведениях систем NGC 300 X-1 и IC 10 X-1 является сильным свидетельством в пользу того, что система NGC 300 X-1 также является рентгеновской двойной системой, состоящей из звезды WR и черной дыры.

Авторы подчеркивают, что наряду с системой Cyg X-3, системы IC 10 X-1 и NGC 300 X-1 входят в новый класс рентгеновских двойных WR+c-систем, находящихся на стадии эволюции после завершения вторичного обмена масс. Известно, что $\sim 60\,\%$ из всех известных галактических массивных рентгеновских двойных систем имеют доноры — звезды Be и аккрецирующие из экваториального ветра донора нейтронные звезды (Liu et al., 2007); поскольку аккреция усиливается в периастре орбиты нейтронной звезды, эти системы являются транзиентными. Примерно $32\,\%$ галактических массивных рентгеновских двойных систем содержат доноры-сверхгиганты и имеют сравнительно короткие орбитальные периоды $\sim 1{,}4$–41 дней (Liu et al., 2007). Это квазистационарные рентгеновские двойные системы с донорами, близкими к заполнению своих полостей Роша (Kaper et al., 2004). Системы Cyg X-3, IC 10 X-1 и NGC 300 X-1 образуют новый редкий класс рентгеновских двойных систем WR+c, находящихся на стадии эволюции после вторичного обмена масс. Исследование таких систем представляет большой интерес, как для поиска новых черных дыр звездной массы, так и для понимания поздних стадий эволюции массивных ТДС с обменом масс.

21. ***Система Cyg X-3.*** Как уже отмечалось, рентгеновская двойная система Cyg X-3 состоит из оптической звезды (звезды WR класса WN3-7) и аккрецирующего из мощного звездного ветра звезды WN3-7 релятивистского объекта. Система имеет очень короткий орбитальный период $P \simeq 4{,}8^{\mathrm{h}}$ ($\sim 0{,}2^{\mathrm{d}}$) и, по-видимому, проходила эволюционную стадию с общей оболочкой, которая сопровождала вторичный обмен масс в системе (Cherepashchuk and Moffat, 1994). Это инфракрасный, оптический, рентгеновский и гамма-источник, а также радиоисточник, демонстрирующий спорадически мощные радиовспышки, во время которых наблюдаются релятивистские ($v/c \simeq 0{,}3$–$0{,}8$) коллимированные радиоджеты (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996).

Высокие скорости радиального истечения вещества в звездном ветре звезды WN3-7 ($\sim 10^3$ км/с) и анизотропная ионизация вещества ветра мощным рентгеновским излучением аккрецирующего релятивистского объекта ($L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с в диапазоне 1–60 кэВ) могут вызывать значительную модуляцию наблюдаемых лучевых скоростей по эмиссионным линиям, коррелирующую с орбитальным периодом, но не связанную с орбитальным движением центра масс WN3-7-компоненты. Тем не менее, в работе (Schmutz et al., 1996) из анализа кривых лучевых скоростей Cyg X-3 по эмиссионным линиям сделан вывод о большой массе релятивистского объекта $m_x = (7\text{–}40)M_\odot$, который может быть черной дырой. Основные аргументы авторов (Schmutz et al., 1996) в пользу того, что смещения эмиссионных линий в спектре Cyg X-3 отражают орбитальное движение звезды WN3-7, состоят в том, что форма линий не меняется с фазой орбитального периода, и линии смещаются как целое. Однако следует иметь в виду, что в этом случае переход лучевых скоростей через γ-скорость не совпадает с минимумом рентгеновской и инфракрасной кривой блеска, что свидетельствует против того, что лучевые скорости, измеренные по эмиссионным линиям, отражают орбитальное движение компоненты WN3-7 в системе Cyg X-3.

В пользу наличия в системе Cyg X-3 черной дыры свидетельствуют также следующие факты: в системе, несмотря на специальные поиски, не найден рентгеновский пульсар (см. Каталог: Cherepashchuk et al., 1996); кроме того, как отмечено в работе (Cherepashchuk and Moffat, 1994), поскольку болометрическая светимость звезды WR в системе Cyg X-3 весьма велика: $L_{\mathrm{bol}} \simeq 3 \cdot 10^{39}$ эрг/с, и в системе наблюдается эффект рентгеновского прогрева амплитудой ~ 15–$30\,\%$, истинная рентгеновская светимость аккрецирующего релятивистского объекта в системе Cyg X-3 должна быть значительно больше наблюдаемой величины $L_x \simeq 10^{38}$ эрг/с в жестком диапазоне 1–60 кэВ (доминирующая, мягкая часть рентгеновского спектра поглощается в ветре звезды WR, а также в межзвездной среде). Этот факт свидетельствует в пользу большой массы релятивистского объекта и наличия черной дыры в системе Cyg X-3.

В работе (Hanson et al., 2000) были выполнены детальные инфракрасные спектроскопические наблюдения системы Cyg X-3. Авторы подтвердили обнаруженную в работе (Schmutz et al., 1996) регулярную переменность лучевых скоростей эмиссионных линий с орбитальным периодом и полуамплитудой K$\simeq$(480 ± 50)км/с. Кроме того, авторы обнаружили абсорбционную деталь в спектре Cyg X-3, кривая лучевых скоростей для которой смещена на 1/4 орбитального периода по отношению к кривой лучевых скоростей для эмиссионных линий. Переход через γ-скорость для этой кривой лучевых скоростей соответствует минимуму рентгеновской и инфракрасной кривой блеска, из чего авторы (Hanson et al., 2000) заключили что эта абсорбционная деталь формируется во внутреннем ветре звезды WN3-7 и лучше отражает орбитальное движение, чем кривая лучевых скоростей, построенная по эмиссионным линиям (Schmutz et al., 1996). Полуамплитуда кривой лучевых скоростей, построенной по абсорбционной детали, составляет $K_v = (109 \pm 13)$ км/с, соответствующая функция масс звезды WN3-7 равна $f_v(m) = 0{,}027M_\odot$. Принимая наклонение орбиты $i > 60^\circ$ и массу аккретора $m_x = 1{,}4M_\odot$ (нейтронная звезда), авторы (Hanson et al., 2000) нашли оценку для массы звезды WN3-7: $5M_\odot \leqslant m_{\mathrm{WN}} \leqslant 11M_\odot$. С другой стороны, если взять массу звезды WN3-7 $m_{\mathrm{WN}} < 70M_\odot$, то получается $m_x < 10M_\odot$. Таким образом, новая функция масс $f_v(m) = 0{,}027M_\odot$ и оценка массы релятивистского объекта допускают наличие в системе Cyg X-3 как нейтронной звезды, так и черной дыры.

В работе (Stark and Saia, 2003) на основе рентгеновских спектров системы Cyg X-3, полученных с борта орбитальной обсерватории Chandra, измерены доплеровские смещения рентгеновских эмиссионных линий Si XIV, S XVI и Fe XXV. Из этих линий две (Si XIV и S XVI) показали смещения, коррелирующие с орбитальным периодом и амплитудой ~ 133–158 км/с. Однако момент перехода через γ-скорость для соответствующих кривых лучевых скоростей не совпадает с минимумом рентгеновской и инфракрасной кривых блеска, что не позволяет дать надежную оценку массы релятивистского объекта. Предполагая, что найденный верхний предел доплеровского смещения эмиссионной линии Fe XXV соответствует орбитальному движению рентгеновского, компактного источника, а сдвиги фаз кривых лучевых скоростей по линиям Si XIV, S XVI отражают неизотропную ионизационную стратификацию в ветре WR, прогретом рентгеновским излучением компактного объекта, авторы оценили массы компонент системы Cyg X-3: $m_{\mathrm{WR}} \lesssim 7{,}3M_\odot$, $m_x \lesssim 3{,}6M_\odot$, радиус относительной орбиты $a = (3{,}6 \pm 1{,}2)R_\odot$, и наклонение орбиты $i = 24^\circ$. Эксцентриситет орбиты (скорее всего, формальный) $e = 0{,}14$. Таким образом, результаты рентгеновской спектроскопии системы Cyg X-3 не исключают наличия черной дыры в этой системе.

В работе (Lommen et al., 2005) показано на основании расчетов популяционного синтеза, что в нашей Галактике может существовать порядка одной системы, содержащей черную дыру и звезду WR с массой $\gtrsim 7M_\odot$, и порядка одной системы, состоящей из нейтронной звезды и заполняющей свою полость Роша гелиевой звезды с массой $\lesssim 1{,}5M_\odot$. Отмечается, что система Cyg X-3 может принадлежать к одному из этих двух типов систем.

В работе (Szostek et al., 2008) выполнено сравнение радио и рентгеновской переменности системы Cyg X-3. Дана детальная классификация рентгеновских состояний Cyg X-3, основанная на исследовании формы рентгеновских спектров, а также представлена классификация радиосостояний этого объекта, основанная на долговременном поведении радио и рентгеновской кривых блеска. Эти закономерности сравнены с закономерностями радио и рентгеновской переменности рентгеновских двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами. Сделан вывод, что совокупность рентгеновских спектральных состояний системы Cyg X-3 хорошо соответствует классическим рентгеновским состояниям двойных систем с черными дырами. Кроме того, корреляция переменности Cyg X-3 в радио- и рентгеновском диапазонах хорошо согласуется с данными по двойным системам с черными дырами, и существенно отличается от данных по двойным системам с нейтронными звездами. Как заключают авторы (Szostek et al., 2008), все эти результаты свидетельствуют в пользу присутствия в системе Cyg X-3 черной дыры.

В работе (Hjalmarsdotter et al., 2008) было детально изучено жесткое рентгеновское состояние системы Cyg X-3. Отмечено, что большая светимость в этом состоянии с нетепловым, жестким рентгеновским спектром может свидетельствовать о том, что масса компактного объекта $m_x \gtrsim 20M_\odot$, т. е. этот объект является весьма массивной черной дырой.

В работе (Hjalmarsdotter et al., 2009) изучена рентгеновская спектральная переменность системы Cyg X-3. Сравнение эволюции рентгеновского спектра системы Cyg X-3 с эволюцией рентгеновских спектров двойных систем с черными дырами и с нейтронными звездами показало, что спектральное поведение системы Cyg X-3 не согласуется с моделью аккрецирующей нейтронной звезды. Авторы (Hjalmarsdotter et al., 2009) приходят к выводу, что результаты их анализа заставляют предположить, что компактный объект в системе Cyg X-3 является аккрецирующей черной дырой с массой $\sim 30M_{\odot}$. Авторы подчеркивают сходство параметров системы Cyg X-3 и двух других рентгеновских двойных систем, содержащих в качестве оптических компаньонов звезды WR (IC 10 X-1 и NGC 300 X-1), где также имеются черные дыры с массой $23–34M_{\odot}$ (Prestwich et al., 2007, Silverman and Filippenko, 2008, Carpano et al., 2007a,b).

В работе (Zdziarski et al., 2012) масса компактного объекта в системе Cyg X-3 определена независимо с использованием связи между темпом потери массы звездами WR $\dot{M}_{\rm WR}$ и их массами, а также с использованием кривой лучевых скоростей звезды WR ($K_{\rm WR} = (109 \pm 13)$ км/с, Hanson et al., 2000) и кривой лучевых скоростей компактного объекта, построенной по наблюдениям доплеровских смещений рентгеновской линии железа Fe XXVI (Vilhu et al., 2009): $K_x = (418 \pm 123)$ км/с. Авторы (Zdziarski et al., 2012) получили следующие значения масс компонент системы: $m_{\rm WR} = 10{,}3^{+3,9}_{-2,8}M_{\odot}$, $m_x = 2{,}4^{+2,1}_{-1,1}M_{\odot}$. Хотя возможность существования нейтронной звезды в данном случае не исключается, авторы (Zdziarski et al., 2012) отмечают, что совокупность данных о характере спектральной переменности в инфракрасном, радио- и рентгеновском диапазонах спектра Cyg X-3 позволяет предпочесть для компактного объекта модель черной дыры малой массы. Эта оценка массы $m_x = 2{,}4M_{\odot}$ нуждается в независимом подтверждении.

Дело в том, что авторы (Zdziarski et al., 2012) использовали для определения массы звезды WR зависимость $M_{\rm WR}(\dot{M}_{\rm WR})$, которая построена на основе данных о радиопотоках звезд WR, исправленных за клочковатость звездного ветра (Nugis and Lamers, 2000). Используя участок этой зависимости в диапазоне масс $M_{\rm WR} < 22M_{\odot}$, авторы (Zdziarski et al., 2012) получили следующую аппроксимационную формулу: $\dot{M}_{\rm WR} \sim M_{\rm WR}^{2,93}$. С этой формулой и найденной величиной изменения удлинения орбитального периода системы Cyg X-3 они определили величины $m_{\rm WR} = 10{,}3M_{\odot}$, $m_x = 2{,}4M_{\odot}$. Однако, если не ограничиваться диапазоном $m_{\rm WR} < 22M_{\odot}$, а использовать весь диапазон значений масс звезд WR ($M_{\rm WR} < 60M_{\odot}$), то показатель степени в аппроксимационной формуле получается меньше, чем 2,9. В этом случае оценка массы звезды WR (так же как и оценка массы релятивистского объекта) возрастает. Следует отметить, что поляриметрические исследования двойных WR+O-систем (которые дают величины $\dot{M}_{\rm WR}$, не зависящие от клочковатости звездного ветра) также дают меньшие значения показателя степени: $\dot{M}_{\rm WR} \sim M^{1-2}$ (St-Louis et al., 1988, Maffat, 1955).

Важно подчеркнуть, что величины $\dot{M}_{\rm WR}$, найденные из поляриметрических данных, не отягощены клочковатостью звездного ветра, а значения $\dot{M}_{\rm WR}$, найденные из наблюдений радиопотоков звезд WR, требуют исправления на фактор 3–4 в связи с необходимостью учета клочковатости ветра, т. е. модельно зависимы. Если использовать зависимость $\dot{M} \sim M^{1-2}$, полученную на основе поляриметрических данных, то значения $M_{\rm WR}$ и M_x для системы Cyg X-3 возрастают. Поэтому оценка $m_x = 2{,}4M_{\odot}$, полученная в работе (Zdziarski et al., 2012), может рассматриваться как нижний предел для массы релятивистского объекта.

С другой стороны, весь комплекс наблюдательных данных по эволюции рентгеновского спектра системы Cyg X-3 (Hjalmarsdotter et al., 2009) свидетельствует о том, что в этой системе содержится массивная ($m_x \sim 30M_{\odot}$) черная дыра.

Таким образом, хотя надежная динамическая оценка массы релятивистского объекта в системе Cyg X-3 пока не получена, весь комплекс косвенных данных в рентгеновском и радиодиапазонах, касающихся спектрального и временного поведения этой системы, свидетельствует о том, что релятивистский объект здесь является черной дырой. Можно предполагать, что масса этой черной дыры порядка $10M_\odot$.

22. *Система XTE J1550-564.* Это маломассивная транзиентная рентгеновская двойная система — рентгеновская новая, состоящая из оптической звезды спектрального класса G8IV–K4III и релятивистского объекта — черной дыры с массой $m_x \simeq 10{,}56M_\odot$. Система является также микроквазаром.

Спектроскопия (на 8,2-метровом телескопе обсерватории VLT) и V-, R-фотометрия системы XTE J1550-564 была выполнена в работе (Orosz et al., 2002). Орбитальный спектроскопический период системы $P = (1{,}552 \pm 0{,}010)^{\mathrm{d}}$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (349 \pm 12)$ км/с. Функция масс оптической звезды $f_v(m) = (6{,}86 \pm 0{,}71)M_\odot$. Величина $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (90 \pm 10)$ км/с, соответствующее значение отношение масс компонент $q = m_x/m_v = 6{,}6^{+2{,}5}_{-1{,}6}$ (1σ). Из анализа орбитальной кривой блеска, обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды, уточнен орбитальный период системы $P = 1{,}5430^{\mathrm{d}}$–$1{,}5440^{\mathrm{d}}$ и оценено наклонение орбиты $67^\circ \leqslant i \leqslant 77{,}4^\circ$, а также отношение масс $q \geqslant 12$. С этими параметрами найдены следующие значения параметров: $m_x = 9{,}41M_\odot$ с 1σ доверительным интервалом: $8{,}36M_\odot \leqslant m_x \leqslant 10{,}76M_\odot$. Если отношение масс оценивать с использованием величины $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (90 \pm 10)$ км/с и ограничений следующих из анализа оптической переменности, то величина $6{,}7 \leqslant q \leqslant 11{,}0$, и масса черной дыры равна $m_x = 10{,}56M_\odot$ с доверительным интервалом 1σ: $9{,}68M_\odot \leqslant m_x \leqslant 11{,}58M_\odot$.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы XTE J1550-564: $P = 1{,}5435^{\mathrm{d}}(5)$, $f_v(m) = (6{,}86 \pm 0{,}71)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (90 \pm 10)$ км/с, $i = 72^\circ \pm 5^\circ$, $q = m_x/m_v > 12$, $m_x = 8{,}36$–$10{,}76M_\odot$. В обзоре (Narayan and McClintock, 2012) приведено значение безразмерного параметра вращения черной дыры $a_* = 0{,}34 \pm 0{,}24$.

23. *Система XTE J1859+226.* Это маломассивная рентгеновская двойная система, состоящая из оптической звезды спектрального класса ~G5 и релятивистского объекта — черной дыры с массой $\sim 10M_\odot$.

В работе (Filippenko and Chornock, 2001) на 10-метровом телескопе Кека выполнена спектроскопия этой системы в спокойном состоянии ($R \simeq 23^m$). Орбитальный период $P = (9{,}16 \pm 0{,}08)^{\mathrm{h}}$ $(0{,}382^{\mathrm{d}}(3))$, полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды $K_v = (570 \pm 27)$ км/с. Соответствующая функция масс оптической звезды $f_v(m) = (7{,}4 \pm 1{,}1)M_\odot$.

В обзоре (Orosz, 2003) приведены следующие параметры системы XTE J1859+226: $P = 0{,}382^{\mathrm{d}}(3)$, $f_v(m) = (7{,}4 \pm 1{,}1)M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i =?$, $i =?$, $q =?$, $m_x = 7{,}6$–$12{,}0M_\odot$.

24. *Система NGC 300 X-1.* Система NGC 300 X-1 состоит из звезды Вольфа–Райе спектрального класса ~ WN5 (Carpano et al., 2007, Crowther et al., 2010) и компактного рентгеновского источника ($L_x \simeq 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с) с вероятной массой ~ 15–$26M_\odot$, который, скорее всего, является черной дырой, аккрецирующей вещество ветра звезды WR. Орбитальный период, измеренный по доплеровским смещениям эмиссионной линии He II 4686 Å, составляет $(32{,}3 \pm 0{,}2)^{\mathrm{h}}$ $(1{,}3458^{\mathrm{d}} \pm 0{,}0083^{\mathrm{d}})$. Этот период в пределах ошибок (2σ) совпадает с периодом рентгеновской переменности объекта, что доказывает достоверность идентификации (Crowther et al., 2010). Полуамплитуда изменения лучевых скоростей, измеренных по эмиссионной линии He II 4686 Å, составляет (267 ± 8) км/с, эксцентриситет орбиты близок к нулю.

Соответствующая функция масс оптической звезды равна $f_v(m) = (2{,}6 \pm 0{,}3)M_\odot$. В пользу того, что изменения лучевых скоростей связаны с орбитальным движением оптической WN5-звезды, свидетельствует тот факт, что форма профиля эмиссии He II 4686 Å слабо меняется с фазой орбитального периода, и эмиссионная линия смещается как целое за счет действия эффекта доплера. Поэтому маловероятно, чтобы большая наблюдаемая полуамплитуда лучевых скоростей ($K_v = 267$ км/с) была вызвана переменной ионизацией вещества ветра звезды WN5, который движется с большой радиальной скоростью ($v_\infty = 1300$ км/с, см. Crowther et al., 2010). Хотя не следует забывать пример аналогичной системы Cyg X-3, где большая полуамплитуда лучевых скоростей, измеренных по линии He II 4686 Å, по-видимому, не отражает орбитального движения WR-звезды, поскольку минимум рентгеновской и ИК-кривых блеска не совпадает с моментом перехода лучевых скоростей через γ-скорость. Поэтому до окончательного выявления связи между кривой лучевых скоростей и кривыми блеска системы NGC 300 X-1, вывод о наличии массивной черной дыры в этой системе следует принимать с осторожностью.

Спектроскопический анализ параметров звезды WN5 в системе NGC 300 X-1 (Crowther et al. 2010) приводит к значению массы звезды WN5 (с использованием модели протяженной атмосферы — см. Hillier and Miller, 1998) $M_{\text{WN5}} = 26^{+7}_{-5}M_\odot$. Для наиболее предпочтительного диапазона значений наклонения орбиты системы $i = 60°–75°$ (в системе не наблюдаются полные затмения аккреционного диска, а имеют место лишь слабые затмения в рентгеновском диапазоне спектра) масса рентгеновского источника получается равной $M_x = (20 \pm 4)M_\odot$ (Crowther et al., 2010). Если звезда WN5 дает лишь половину вклада в полный блеск системы (вторая половина может быть связана с вкладом соседних неразрешенных звезд поля), то спектроскопическая оценка ее массы составляет $M_{\text{WN5}} = 15^{+4}_{-2,5}M_\odot$, а соответствующая масса рентгеновского источника $M_x = 14{,}5^{+3}_{-2,5}M_\odot$. Авторы (Crowther et al., 2010) делают вывод о том, что система NGC 300 X-1 является вторым примером (после системы IC 10 X-1) рентгеновской двойной системы, содержащей звезду WR и черную дыру. Третьем примером систем такого типа (WR+C-систем) является, по-видимому, система Cyg X-3.

25. *Система XTE J1650-500.* Система XTE J1650-500 была открыта во время рентгеновской вспышки с борта рентгеновской обсерватории RXTE в сентябре 2001 г. (Remillard, 2001). Дальнейшие рентгеновские наблюдения (Markwardt et al., 2001, Revnivtsev and Sunyaev, 2001, Wijnands et al., 2001) показали, что по всем признакам (рентгеновский спектр и переменность) система XTE J1650-500 является кандидатом в черные дыры. Расстояние до системы оценивается в $(2{,}6 \pm 07)$ кпк (Homan et al., 2006). Объект был обнаружен как переменный, компактный радиоисточник (Croot et al., 2001). RXTE-наблюдения в течение третьей и четвертой недели после максимума вспышки показали сильные квазипериодические осцилляции со среднеквадратичной амплитудой $5{,}0 \pm 0{,}4$ % и частотой $\nu = (250 \pm 5)$ Гц (Homan et al., 2003). Наблюдения с борта обсерватории XMM-Newton обнаружили широкую рентгеновскую эмиссионную линию FeK_α(Miller et al., 2002). В спокойном состоянии системы XTE J1650-500 оценивается лишь верхний предел рентгеновской светимости $L_x^q \leqslant (0{,}9–1{,}0) \cdot 10^{31}$ эрг/с (Homan et al., 2006).

Оптические наблюдения системы XTE J1650-500 были выполнены в работах (Sanchez-Fernandez et al., 2002, Orosz et al., 2004). В работе (Orosz et al., 2004) выполнены фотометрические наблюдения XTE J1650-500 в фильтре R, заново обработаны спектральные наблюдения этой системы и получены уточненные значения орбитального периода ($P = 0{,}3205^{\text{d}} \pm 0{,}0007^{\text{d}}$), полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды ($K_v = (435 \pm 30)$ км/с) и функции масс оптической звезды

($f_v(m) = (2{,}73 \pm 0{,}56) M_\odot$). Спектральный класс оптической звезды грубо оценен как K4V. Амплитуда кривой блеска в фильтре R, обусловленная эффектом эллипсоидальной оптической звезды, составляет $0{,}2^m$. Вклад светимости аккреционного диска в оптическую светимость системы может достигать 80 % в фильтре R. Принимая отношение масс $q = m_x/m_v \simeq 10$ (по аналогии с другими системами такого типа) и беря нижний предел для наклонения орбиты $i \approx 50° \pm 3°$, авторы (Orosz et al., 2004) оценили массу черной дыры как $m_x \leqslant 7{,}3 M_\odot$. Если предположить, что вклад аккреционного диска в полосу R составляет 80 %, то наклонение орбиты возрастает, и масса черной дыры составляет $m_x \simeq 4 M_\odot$. Таким образом, оценка массы черной дыры лежит в пределах $m_x = (4{,}0–7{,}3) M_\odot$, а масса оптической звезды грубо оценивается как $m_v = (0{,}4–0{,}7) M_\odot$.

26. *Система GS 1354-64 (BW Cir).* Транзиентная рентгеновская двойная система GS 1354-64 (BW Cir) была открыта в феврале 1987 г. с борта спутника Ginga (Makino et al., 1987). По рентгеновским свойствам (мягкая компонента рентгеновского спектра и жесткий степенной хвост в спектре) она была отнесена к кандидатам в черные дыры (Kitamoto et al., 1990). В 1997 г. спутник RXTE зарегистрировал повторную вспышку рентгеновского излучения от этой системы, во время которой система находилась в низком и жестком состоянии (Brockscopp et al., 2001). Спектроскопические наблюдения GS 1354-64 впервые были выполнены в работе (Casares et al., 2004). Спектральный класс оптической звезды был оценен как G0-5III, а орбитальный период системы найден не вполне однозначно: $P = 2{,}5445^{\mathrm{d}}(2)$, либо $P = 2{,}5635^{\mathrm{d}}(2)$. Соответствующие значения полуамплитуды кривой лучевых скоростей оптической звезды составляют $K_v = (279 \pm 5)$ км/с и $K_v = (292 \pm 5)$ км/с. Отношение масс компонент, найденное по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды, составляет $Q = m_v/m_x = 0{,}13$. Неоднозначность в значении орбитального периода системы GS 1354-64 была устранена в работе (Casares et al., 2009) с использованием новых спектроскопических наблюдений этой системы. Окончательные параметры системы следующие: $P = 2{,}54451^{\mathrm{d}} \pm 0{,}00008^{\mathrm{d}}$, $K_v = (279{,}0 \pm 4{,}7)$ км/с, функция масс оптической звезды $f_v(m) = (5{,}73 \pm 0{,}29) M_\odot$, $v_{\mathrm{rot}} \sin i = (69 \pm 8)$ км/с, $Q = m_v/m_x = 0{,}12^{+0{,}03}_{-0{,}04}$, $i \leqslant 79°$ (оценено из условия отсутствия рентгеновского затмения в системе), масса черной дыры $m_x \geqslant (7{,}6 \pm 0{,}7) M_\odot$. Значительная физическая переменность системы не позволяет дать оценку наклонения орбиты системы i по эффекту эллипсоидальности оптической звезды. Расстояние до системы очень велико: $d \geqslant 25$ кпк, а ее блеск в фильтре R в спокойном состоянии $R \simeq 20{,}7^m$. Поскольку галактическая широта системы $b = -2{,}78°$, при расстоянии до нее в $d \geqslant 25$ кпк высота системы GS 1354-64 = BW Cir над плоскостью Галактики весьма велика: $z > 1{,}2$ кпк. После систем XTE J1118+480 и H 1705-250, у которых $z \simeq 1{,}6$ и $1{,}3$ кпк соответственно (Jonker and Nelemans, 2004), это третья из известных транзиентных рентгеновских двойных систем с очень большой высотой над галактической плоскостью.

Таким образом, к настоящему времени (2012 г.) измерены массы 26 черных дыр в рентгеновских двойных системах; из них 9 — в массивных рентгеновских двойных со спутниками — массивными A-OB или WR-звездами, а также 17 — в маломассивных рентгеновских двойных, содержащих в качестве спутников сравнительно маломассивные M-A-B9-звезды.

В табл. 90 приведены параметры 26 рентгеновских двойных систем с черными дырами. Средняя масса черных дыр по всем 26 объектам составляет $(\overline{m}_{\mathrm{BH}})_{\mathrm{tot}} = 9{,}51 M_\odot$. Средняя масса 9 черных дыр в массивных рентгеновских двойных равна $(\overline{m}_{\mathrm{BH}})_{\mathrm{HMXB}} = 11{,}92 M_\odot$. Средняя масса 17 черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных составляет $(\overline{m}_{\mathrm{BH}})_{\mathrm{LMXB}} = 8{,}06 M_\odot$. Если исключить из списка очень массивные черные дыры в системах IC 10 X-1 и NGC 300 X-1 (в которых пока окончательно не ясна фазировка кривой лучевых скоростей и кривой блеска), то получаются следующие оценки для средних значений масс черных дыр:

$$(\overline{m}_{\rm BH})_{\rm tot} = 8{,}33M_\odot; \quad (\overline{m}_{\rm BH})_{\rm HMXB} = 8{,}89M_\odot; \quad (\overline{m}_{\rm BH})_{\rm LMXB} = 8{,}06M_\odot.$$

г) Массы нейтронных звезд в двойных системах. К настоящему времени методами, описанными выше, даны оценки масс свыше 60 нейтронных звезд в двойных системах.

В табл. 91 приведены параметры нейтронных звезд в 14 рентгеновских двойных системах. Среди них 7 — маломассивные рентгеновские двойные, содержащие рентгеновский пульсар (например, системы 2A1822-371 и SWIFT J1749,4-2807) и рентгеновский барстер I типа (системы XTE J2123-058 и Cyg X-2). 6 систем в табл. 91 — массивные рентгеновские двойные, содержащие рентгеновские пульсары (системы 4U 1538-52, SMC X-1, Cen X-3, LMC X-4, Her X-1, Vela X-1). Одна система (4U 1700-37) — массивная рентгеновская двойная, содержащая сравнительно маломассивный компактный объект, который не обнаруживает признаков рентгеновского пульсара, но по спектральным свойствам рентгеновского излучения этот объект очень похож на аккрецирующую нейтронную звезду с сильным магнитным полем. Отсутствие рентгеновских пульсаций в данном случае может объясняться совпадением оси магнитного диполя и оси вращения нейтронной звезды.

Средняя масса 12 нейтронных звезд в табл. 91 (в маломассивных и массивных рентгеновских двойных системах) составляет $\overline{m}_x = 1{,}49M_\odot$. Средняя масса 5 нейтронных звезд в маломассивных рентгеновских двойных равна $\overline{m}_x = 1{,}43M_\odot$; средняя масса 7 нейтронных звезд в массивных рентгеновских двойных равна $\overline{m}_x = 1{,}54M_\odot$.

В табл. 92 приведены параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — нейтронными звездами. К настоящему времени известно 10 систем этого типа. Массы 20 нейтронных звезд в этих системах измерены с использованием релятивистских эффектов в орбитальном движении радиопульсаров (см. выше). Среднее значение массы для 20 нейтронных звезд из табл. 92 составляет $\overline{m}_p = 1{,}32M_\odot$. При этом для 8 нейтронных звезд с наиболее точно определенными массами ($m_p = (1{,}3381 \pm 0{,}0007)M_\odot$; $(1{,}2489 \pm 0{,}0007)M_\odot$; $(1{,}3452 \pm 0{,}0010)M_\odot$; $(1{,}3332 \pm 0{,}0010)M_\odot$; $(1{,}365 \pm 0{,}018)M_\odot$; $(1{,}248 \pm 0{,}018)M_\odot$; $(1{,}3886 \pm 0{,}0002)M_\odot$; $(1{,}4398 \pm 0{,}0002)M_\odot$) разброс значений масс, обусловленный главным образом их физическим различием, достигает $\Delta m = 0{,}19M_\odot$; соответствующий коридор точных значений масс нейтронных звезд в двойных радиопульсарах со спутниками — нейтронными звездами дается следующим выражением: $\overline{m}_p = (1{,}32 \pm 0{,}10)M_\odot$.

В табл. 93 приведены параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — белыми карликами. К настоящему времени методами, описанными выше, измерены массы нейтронных звезд в 17 системах такого типа. Средняя масса 17 нейтронных звезд в двойных радиопульсарах со спутниками — белыми карликами составляет $\overline{m}_p = 1{,}48M_\odot$.

В табл. 94 приведены параметры радиопульсаров в двойных системах, расположенных в звездных скоплениях. Спутниками этих радиопульсаров, как правило, являются белые карлики. Средняя масса 10 нейтронных звезд в скоплениях составляет $\overline{m}_p = 1{,}59M_\odot$. Обращает на себя внимание очень большая масса ($m_p = (2{,}74 \pm 0{,}2)M_\odot$) пульсара в двойной системе с белым карликом J1748-2021B. Однако надежность этой оценки пока невелика ввиду того, что неизвестно наклонение орбиты для этой системы. Оценка $m_p = 2{,}74M_\odot$ получена в предположении о наиболее вероятном (медианном) значении наклонения орбиты системы. Поэтому с вероятностью $\sim 1\,\%$ масса пульсара в этой системе может быть менее $2M_\odot$. При дальнейших исследованиях мы этот пульсар исключили ввиду ненадежности оценки его массы.

Таблица 91

Параметры нейтронных звезд в рентгеновских двойных системах

Система	$P_{\rm orb}$, сут.	e	$P_{\rm spin}$, с	$a\sin i/c$, с	i, °	R_v, $R_\odot$	Спектр. класс спутника	m_x, $M_\odot$	m_v, $M_\odot$	Примечание	Ссылки
J1749,4-2807 (SWIFT)*	0,367	$< 5{,}2\cdot 10^{-5}$	0,0019	1,8995	74,4–77,3	$\sim 0{,}5$:	—	0,8–2,2 ($1{,}5 \pm 0{,}7$)	0,46–0,81 ($0{,}64 \pm 0{,}18$)	LMXB Рентген. пульсар	[14]
2S0921-630 (V 395 Car)	9,02	—	—	—	~ 83	~ 6	K0III	$1{,}44 \pm 0{,}10$	$0{,}35 \pm 0{,}03$	LMXB	[15], [16], [17]
SAX J1808.4-3658	0,0839	$< 0{,}0005$	0,00249	—	—	—	—	$< 1{,}4$	$< 0{,}06$	LMXB Рентген. пульсар	[15], [18]
HETE J1900.1-2455	0,06	$< 0{,}005$	2,65	$18{,}41\cdot 10^{-3}$	$\lesssim 20$	—	—	$< 2{,}4$	$\sim 0{,}085$	LMXB Рентген. пульсар	[15], [19]
2A 1822-371	0,232	$< 0{,}03$	0,590	1,006	81–84	$\sim 0{,}3$	K0-M2V	$0{,}97 \pm 0{,}24(1\sigma)$	$0{,}33 \pm 0{,}05(1\sigma)$	LMXB Рентген. пульсар	[1], [2]
XTE J2123-058	0,248	—	—	—	~ 73	$\sim 0{,}6$	∼K	$1{,}46^{+0{,}30}_{-0{,}39}$ (1σ)	$0{,}53^{+0{,}28}_{-0{,}39}$ (1σ)	Барстер	[3], [4]
Cyg X-2	9,84	0,0	—	—	49–73	$\sim 7{,}4$	A5–F2III-V	$1{,}78 \pm 0{,}23(1\sigma)$	$0{,}60 \pm 0{,}13(1\sigma)$	Барстер	[5], [6], [13]
4U 1538-52	3,73	0,08	528,2	52,8	~ 70	~ 15	B0 Iabe	$1{,}18^{+0{,}29}_{-0{,}27}$ (2σ)	$16{,}4^{+5{,}2}_{-4{,}0}$ (2σ)	HMXB	[7], [8]
SMC X-1	3,89	$< 0{,}00004$	0,71	53,5	~ 70	~ 15	B0,5 Ia	$1{,}48^{+0{,}47}_{-0{,}42}$ (2σ)	$15{,}2^{+2{,}6}_{-2{,}1}$ (2σ)	HMXB	[7], [8]
Cen X-3	2,09	$< 0{,}0008$	4,8	39,6	~ 70	~ 11	O6-9II-III	$1{,}22^{+0{,}15}_{-0{,}14}$ (2σ)	$20{,}5 \pm 0{,}7$ (1σ)	HMXB	[7], [8], [9]
LMC X-4	1,41	$< 0{,}01$	13,5	26,3	~ 65	~ 8	O7III-V	$1{,}63^{+0{,}42}_{-0{,}47}$ (2σ)	$15{,}8^{+2{,}3}_{-2{,}0}$ (2σ)	HMXB	[7], [8]
Her X-1	1,70	$< 0{,}0003$	1,24	13,2	81	$\sim 4{,}2$	B0-F5Ve	$1{,}5 \pm 0{,}3$ (1σ):	$2{,}3 \pm 0{,}3$ (1σ):	HMXB	[10]
Vela X-1	8,96	0,0898	283	114	>70	~ 30	B0,5 Ibeq	$1{,}93^{+0{,}19}_{-0{,}21}$ (2σ)	$25 \pm 0{,}3$ (1σ)	HMXB	[8], [11]
4U 1700-37	3,41	0,2	—	—	>55	~ 22	O6,5 Iaf	$1{,}83 \pm 0{,}42(2\sigma)$	$41 \pm 14(2\sigma)$	HMXB Жесткий рентген. спектр	[12]

Примечание: LMXB — маломассивная рентгеновская двойная система, HMXB — массивная рентгеновская двойная система, Барстер — рентгеновский барстер 1 типа.
* — миллисекундный рентгеновский пульсар в маломассивной затменной рентгеновской двойной системе.

Ссылки: [1] — Jonker et al., (2001); [2] - Jonker et al., (2003); [3] — Casares et al., (2002); [4] — Tomsick et al., (2002); [5] — Casares et al., (1998); [6] — Orosz and Kuulkers (1999); [7] — van Kerkwijk et al., (1995); [8] — Абубекеров и др. (2004); [9] – Ash et al., (1999); [10] — Reynolds et al., (1997); [11] — Barziv et al., (2001); [12] — Абубекеров (2004); [13] – Casares et al., (2010); [14] — Altamirano et al., (2011); [15] — Zhang et al., (2011); [16] — Steeghs et al., (2007); [17] — Shahbaz and Watson (2007); [18] — Elebert et al., (2009); [19] — Elebert et al., (2008).

Таблица 92

Параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — нейтронными звездами

Система PSR	P_{orb}, сут.	e	P_{spin}, мс	$a\sin i/c$, с	i, °	$\dot{\omega}$, °/год	m_c, m_{p2}, $M_{\odot}$	m_p, $M_{\odot}$	Ссылки
J0737-3039AB	0,10225	0,088	22,7 (A) 2773,46 (B)	1,42 (A) 1,52 (B)	88,7	16,90	1,3381 (7) (A)	1,2489 (7) (B)	[5], [11], [12]
J1518+4904	8,63	0,249	40,9	20,04	< 47	0,0111	$1{,}05^{+0{,}45}_{-0{,}11}$	$1{,}56^{+0{,}13}_{-0{,}44}$	[1], [12]
B1534+12	0,421	0,274	37,9	3,73	~ 77	1,76	$1{,}3452 \pm 0{,}0010$	$1{,}3332 \pm 0{,}0010$	[2], [12]
J1756-2251	0,320	0,18	28,462	2,76		2,585	$1{,}18^{+0{,}03}_{-0{,}02}$	$1{,}40^{+0{,}02}_{-0{,}03}$	[7], [12]
J1811-1736	18,779	0,828	104,182	34,783		0,009	$1{,}12^{+0{,}47}_{-0{,}13}$	$1{,}56^{+0{,}24}_{-0{,}45}$	[8], [9], [12]
J1829+2456	1,176	0,139	41,009	7,238		0,29	$1{,}40^{+0{,}46}_{-0{,}12}$	$1{,}20^{+0{,}12}_{-0{,}46}$	[6], [12], [13]
J1906+0746	0,166	0,085	144,072	1,420		7,57	$1{,}365 \pm 0{,}018$	$1{,}248 \pm 0{,}018$	[10], [12]
B1913+16	0,323	0,617	59,0	2,34	~ 47	4,23	$1{,}3886 \pm 0{,}0002$	$1{,}4398 \pm 0{,}0002$	[3], [14]
B2127+11C	0,335	0,681	30,5	2,52	~ 50	4,46	$1{,}354 \pm 0{,}10$	$1{,}358 \pm 0{,}10$	[4], [15]
2303+46	12,3395	0,658	1066,371	32,688			$1{,}16 \pm 0{,}28$	$1{,}37 \pm 0{,}23$	[16]

Примечание: m_c — масса компаньона, m_p — масса пульсара, m_{p2} — масса второго пульсара в системе J0737-3039AB.

Ссылки: [1] — Janssen et al., (2008); [2] — Stairs et al., (2002); [3] — Weisberg and Taylor (2003); [4] — Thorsett and Chakrabarty (1999); [5] — Lyne et al., (2004); [6] — Champion et al., (2004); [7] — Faulkner et al., (2005); [8] – Lyne et al., (2000); [9] — Corongiu et al., (2007); [10] — Lorimer et al., (2005); [11] — Kramer et al., (2006); [12] — Kiziltan et al., (2011); [13] — Champion et al., (2005); [14] — Weisberg et al., (2010); [15] — Jacoby et al., (2006); [16] — Thorsett et al., (1993).

Таблица 93

Параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — белыми карликами

Система PSR	P_{orb}, сут.	e	P_{spin}, мс	$a \sin i/c$, с	i, °	$\dot{\omega}$, °/год	m_p, $M_\odot$	m_{wd}, $M_\odot$	Ссылки
J0348+0432	0,102	0	39,123	0,141	40,2	—	$2{,}01 \pm 0{,}04$	$0{,}172 \pm 0{,}003$	[31]
J0437-4715	5,74	0,000019	5,76	3,37	~ 43	0,016	$1{,}76 \pm 0{,}20$	$0{,}254 \pm 0{,}018$	[1], [2], [3]
J0621+1002	8,32	0,002457	28,85	12,03	< 50	0,0105	$1{,}70^{+0{,}10}_{-0{,}17}$	$0{,}97^{+0{,}43}_{-0{,}24}$	[41], [5]
J0751+1807	0,263	$5 \cdot 10^{-7}$	3,48	0,397	59–70	-12 ± 47	$1{,}26 \pm 0{,}14$	$0{,}191 \pm 0{,}015$*	[6], [7], [8], [2], [30]
J1012+5307	0,605	$< 10^{-6}$	5,26	0,582	~ 52	18 ± 18	$1{,}64 \pm 0{,}22$	$0{,}16 \pm 0{,}02$	[9], [10], [11], [30]
J1045-4509	4,08	0,000024	7,47	3,015	—	—	$<1{,}48$	$\sim 0{,}13$	[9], [12]
J1141-6545	0,198	0,172	393,898	1,86	~ 73	5,31	$1{,}27 \pm 0{,}01$	$1{,}02 \pm 0{,}01$	[13], [2], [14]
J1713+0747	67,83	0,000075	4,570	32,342	~ 70	$0{,}03 \pm 0{,}05$	$1{,}53^{+0{,}08}_{-0{,}06}$	$0{,}33 \pm 0{,}04$	[6], [15], [16], [17], [30]
B1802-07	2,617	0,212	23,1	3,921	164,74	0,0578	$1{,}26^{+0{,}15}_{-0{,}67}$	$0{,}36^{+0{,}67}_{-0{,}15}$	[9], [17]
J1802-2124	0,699	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$	12,65	3,719	79,9	—	$1{,}24 \pm 0{,}11$	$0{,}78 \pm 0{,}04$	[2], [18]
J1804-2718	11,1	0,000035	9,34	7,28	—	2 ± 6	1,35**	0,23	[9], [30]
J1857+0943	12,33	0,000022	5,36	9,23	60–87	$-0{,}4 \pm 0{,}13$	$1{,}58^{+0{,}10}_{-0{,}13}$	$0{,}27^{+0{,}010}_{-0{,}014}$	[15], [17]
J1909-3744	1,53	$1{,}4 \cdot 10^{-7}$	2,95	1,90	86,58	13,63	$1{,}438 \pm 0{,}024$	$0{,}2038 \pm 0{,}022$	[19]
J2019+2425	76,51	0,00011	3,93	38,77	~ 63	$0{,}02 \pm 0{,}35$	$< 1{,}51$ (1,33)	0,32–0,35	[20], [17], [30]
B2303+46	12,34	0,658	1066,37	32,69	—	0,0101	$1{,}34 \pm 0{,}10$	$1{,}3 \pm 0{,}1$	[21], [17]
B0820+02	1232,47	0,01186	864,873	162,1466	—	$0{,}0008 \pm 0{,}0008$	~ 1	$\sim 0{,}6$	[22], [23], [30]

Продолжение таблицы 93

Система PSR	$P_{\rm orb}$, сут.	e	$P_{\rm spin}$, мс	$a\sin i/c$, с	i, °	$\dot{\omega}$, °/год	m_p, $M_\odot$	$m_{\rm wd}$, $M_\odot$	Ссылки
J1614-2230	8,687	$1{,}3\cdot10^{-6}$	3,151	11,291	89,17	—	$1{,}97\pm0{,}04$	$0{,}500\pm0{,}006^{\rm CO}$	[24]
J1022+1001	7,805	0,000097	16,453	16,765	41–53	—	1,3**	0,8–1,3	[12]
J1023+0038	0,198	$<0{,}00002$	1,688	0,343	34–53	—	1,3	0,14–0,42	[25]
J1435-6100	1,355	0,00001	9,348	6,184	—	—	1,3**	0,90–1,1	[12]
J1157-5112	3,507	0,000402	43,589	14,286	—	—	—	$>1{,}14$	[26]
J1738+0333	0,354	$1{,}1\cdot10^{-6}$	5,85	0,355	—	—	$1{,}6\pm0{,}2$	0,2	[27]
J1756-5322	0,453	$4{,}4\cdot10^{-6}$	8,870	2,087	—	—	—	$>0{,}55$	[26]
J2145-0750	6,839	0,0000193	16,052	10,164	~46	$<0{,}47$	1,35**	0,5–1,0	[28]
J1952+2630	0,392	$<0{,}0017$	20,732	2,801	60–90	—	1,4**	0,945–1,16	[29]

Примечание: * — очень холодный белый карлик; ** — предполагаемая масса пульсара, $^{\rm CO}$ — углеродно-кислородный белый карлик. Система PSR J0348+0432 по своим параметрам, как и система с двумя радиопульсарами J 0737-3039 AB (см. табл. 92), предоставляет нам уникальную возможность для многосторонней проверки ОТО в сильных гравитационных полях, так как масса белого карлика определена независимо по зависимости «масса–радиус» для белых карликов, а кривая лучевых скоростей белого карлика надежно измерена по доплеровским сдвигам линий поглощения в его оптическом спектре.

Ссылки:

[1] — van Straten et al., (2001); [2] — Kiziltan et al., (2011); [3] — Verbiest et al., (2008); [4] — Splaver et al., (2002); [5] — Nice et al., (2008); [6] — Nice et al., (2004); [7] — Bassa et al., (2006); [8] — Nice et al., (2005); [9] — Thorsett and Chakrabarty (1999); [10] — van Kerkwijk et al., (2005); [11] — Callanan et al., (1998); [12] — Hotan et al., (2006); [13] — Bailes et al., (2003); [14] — Bhat et al., (2008); [15] — Nice et al., (2003); [16] — Chen and Panei (2011); [17] — Zhang et al., (2011); [18] — Ferdman et al., (2010); [19] — Jacoby et al., (2005); [20] — Nice et al., (2001); [21] — van Kerkwijk and Kulkarni (1999); [22] — Koester et al., (1992); [23] — Cherepashchuk et al., (1996); [24] — Demorest et al., (2010); [25] — Archibald et al., (2009); [26] — Edward and Bailes (2001); [27] –Freire and Wex (2011); [28] — Löhmer et al., (2004); [29] — Knispel et al., (2011); [30] — Hobbs et al., (2004); [31] — Antoniadis et al. // Science. 2013. V. 340. P. 1233232-1-9.

Таблица 94

Параметры радиопульсаров в двойных системах, расположенных в звездных скоплениях

Система PSR	$P_{\rm orb}$, сут.	e	$P_{\rm spin}$, мс	$a \sin i/c$, с	Скопление	$\dot{\omega}$, °/год	m_p, $M_\odot$	m_2, $M_\odot$	Ссылки
B1516+02B	6,858	0,138	7,95	3,049	M 5	0,0142(7)	$2{,}08 \pm 0{,}19$	$> 0{,}13$	[1], [2]
J1750-37A	17,334	0,712	111,59	24,393	NGC 6441	0,00548(30)	$< 1{,}65$ (1,26)	$> 0{,}53$	[3]
J0514-4002A	18,785	0,888	4,99	36,297	NGC 1851	0,01289(4)	$< 1{,}5$ $(1{,}49^{+0{,}04}_{-0{,}27})$	$> 0{,}96$	[4], [2]
J0024-7204H	2,358	0,071	3,210	2,153	47 Tuc	0,066(2)	$1{,}41^{+0{,}04}_{-0{,}08}$	$0{,}18^{+0{,}086}_{-0{,}016}$	[5], [2], [6]
J0024-7204I	0,230	0,000063	3,485	0,0384	47 Tuc	—	1,44	0,15	[5], [6]
J1911-5958A	0,837	$< 10^{-5}$	3,48	—	NGC 6752	—	$1{,}34 \pm 0{,}08$	$0{,}175 \pm 0{,}010$	[7], [6]
J1824-2452C	8,078	0,847	4,158	—	M 28	—	$< 1{,}367$	$> 0{,}26$	[6]
J1748-2021I	1,328	0,428	9,57	—	NGC 6440	—	$1{,}3 \pm 0{,}02$	0,24	[6]
J1748-2021J	1,102	0,35	80,34	—	NGC 6440	—	$1{,}88^{+0{,}02}_{-0{,}08}$	0,38	[6]
J1748-2021B	20,550	0,570	16,76	4,467	NGC 6440	0,0039(18)	$2{,}74 \pm 0{,}2$ < 2 $(P = 1\,\%)$	$> 0{,}11$	[6], [3]
J1748-2446I	1,328	0,428	9,570	—	Terzan 5	—	$1{,}91^{+0{,}02}_{-0{,}10}$	$> 0{,}24$	[2], [8]
J1748-2446J	1,102	0,350	80,338	—	Terzan 5	—	$1{,}79^{+0{,}02}_{-0{,}10}$	$> 0{,}38$	[2], [8]

Примечание: В системе J1748-2021B вероятность того, что $m_p < 2M_\odot$ $P = 1\,\%$.

Ссылки:

[1] — Freire et al., (2008); [2] — Kiziltan et al., (2011); [3] — Freire et al., (2008); [4] — Freire et al., (2007); [5] — Freire et al., (2003); [6] — Zhang et al., (2011); [7] — Bassa et al., (2006); [8] — Freire, (2009).

Таблица 95

Параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — невырожденными звездами

Система PSR	P_{orb}, сут.	e	Спектр. класс спутника	P_{spin}, мс	$a_1 \sin i/c$, с	i, °	$f_p(m)$, $M_\odot$	$q = \frac{m_v}{m_p}$	m_v, $M_\odot$	m_p, $M_\odot$	Ссылки
B1259-63	1236,724	0,86984	B2e	47,762	1295,98	—	1,53	7,4	~ 10	1,35:	[1]
J0045-7319	51,169	0,80798	B1V	926,28	174,235	—	2,169	5,6	$8{,}8 \pm 1{,}8$	$1{,}58 \pm 0{,}34$	[2], [3], [4], [11]
J1740-5340*	1,354	0,00001	~sdF6	3,6503	1,653	$43{,}9 \pm 2{,}1$	0,002244	$\sim 0{,}19$	$0{,}296 \pm 0{,}034$	$1{,}53 \pm 0{,}19$	[5], [6]
J1740-3052	231,0297	0,57887	~B	570,3096	756,909	—	8,723	$> 7{,}86$	> 11	1,4**	[7], [8]
J1903+0327	95,174	0,437	~G	2,150	105,593	77,47	0,140	0,62	$1{,}029 \pm 0{,}008$	$1{,}667 \pm 0{,}021$	[9], [10]

Примечание:
* — миллисекундный радиозатменный радиопульсар в паре с невырожденной оптической звездой — субкарликом sdF6, по-видимому, заполняющим свою полость Роша. Аккреция на нейтронную звезду блокируется ее быстрым осевым вращением (эффект пропеллера).
** — при массе нейтронной звезды 1,4 $M_\odot$.

Ссылки:
[1] — Johnston et al., (1992); [2] — Kaspi et al., (1994); [3] — Bell et al (1995); [4] — Thorsett and Chakrabarty (1999); [5] — D'Amico et al., (2001); [6] — Kaluzny et al., (2003); [7] — Bassa et al., (2001); [8] –Stairs et al., (2001); [9] — Champion et al., (2008); [10] — Freire et al., (2011); [11] — Zhang et al., (2011).

Средняя масса всех 27 нейтронных звезд в паре с белыми карликами (табл. 93 и 94) $\overline{m}_p = 1{,}52M_\odot$.

В табл. 95 приведены параметры радиопульсаров в двойных системах со спутниками — невырожденными звездами. В системе 1259-63 неизвестно отношение масс компонент, а оценка массы нейтронной звезды по функции масс радиопульсара очень неопределенна ввиду того, что наклонение орбиты i в системе неизвестно.

Среднее значение массы трех нейтронных звезд в двойных радиопульсарах со спутниками — невырожденными компонентами, составляет $\overline{m}_p = 1{,}59M_\odot$.

Среднее значение массы для всех 62 нейтронных звезд из табл. 91–95 составляет $\overline{m}_{\text{н.з.}} = 1{,}45M_\odot$. Неопределенность этого значения, обусловленная как физическим разбросом значений масс, так и погрешностями их определения, составляет не менее $0{,}1M_\odot$. В недавнем обзоре (Lorimer, 2009) приведены новые данные о массах радиопульсаров в двойных системах.

Известно, что периоды осевого вращения пульсаров в двойных системах укорачиваются из-за того, что аккрецируемое вещество приносит угловой момент. Оценки показывают (см., например, Alpar et al., 1982), что для того, чтобы раскрутить нейтронную звезду в двойной системе до стадии миллисекундного пульсара, достаточно аккрецировать сравнительно небольшую массу вещества $\sim 0{,}2M_\odot$. Значения масс 62 нейтронных звезд, приведенные в табл. 91–95, позволяют сравнить средние массы миллисекундных и обычных пульсаров. Для 19 миллисекундных пульсаров с периодами осевого вращения $p_{\text{spin}} < 20$ мс средняя масса составляет $\overline{m}_p = 1{,}548M_\odot$. В то же время, для 40 обычных пульсаров с $p_{\text{spin}} > 20$ мс среднее значение массы равно $\overline{m}_p = 1{,}423M_\odot$. Налицо разница в средних массах: миллисекундные пульсары в среднем на $0{,}13M_\odot$ более массивны, чем обычные пульсары, что подтверждает выводы теории (Alpar et al., 1982).

В недавних работах (Zhang et al., 2011, Kiziltan et al., 2011) выполнен детальный статистический анализ наблюдаемого распределения масс нейтронных звезд в двойных системах. В работе (Kiziltan et al., 2011) показано, что нейтронные звезды в системах, состоящих из двух нейтронных звезд, имеют пик в распределении масс на $1{,}35M_\odot$, а нейтронные звезды в системах с белыми карликами имеют пик на значении массы $1{,}50M_\odot$ (см. рис. 369, 370). Разница в $0{,}15M_\odot$, как подчеркивают авторы (Kiziltan et al., 2011), вызвана накоплением массы при аккреции, которая происходила при раскрутке пульсара. Ширина функции распределения масс нейтронных звезд в системах из двух нейтронных звезд соответствует начальному распределению масс нейтронных звезд, в то время, как ширина функции распределения масс нейтронных звезд в системах с белыми карликами существенно больше, что связано с процессами обмена масс и аккрецией, приводящей к раскрутке пульсара (см. рис. 370). Авторы (Kiziltan et al., 2011) нашли для нейтронных звезд в паре с белыми карликами обрезание в распределении масс в районе $2M_\odot$, что устанавливает твердый нижний предел для максимальной массы нейтронной звезды. Это позволяет отвергнуть большинство уравнений состояния для вещества нейтронной звезды в моделях странной и кварковой материи, а также «мягкое» уравнение состояния. Авторы подчеркивают, что величина $2M_\odot$, скорее всего, обусловлена эволюционными ограничениями, а не физикой ядерного вещества или эффектами ОТО. Поэтому существование редких нейтронных звезд очень больших масс ($m \lesssim 3M_\odot$) не исключается.

В работе (Zhang et al., 2011) на основе анализа наблюдаемого распределения масс нейтронных звезд выведена полуэмпирическая формула, связывающая величину массы вещества ΔM, приобретенную пульсаром при аккреции, с соответствующим периодом осевого вращения пульсара P_{spin}: $\Delta M = 0{,}43(M_\odot)\ (P_{\text{spin}}/1\,\text{мс})^{-2/3}$. Показано также, что в двойных системах со спутниками — нейтронными звездами,

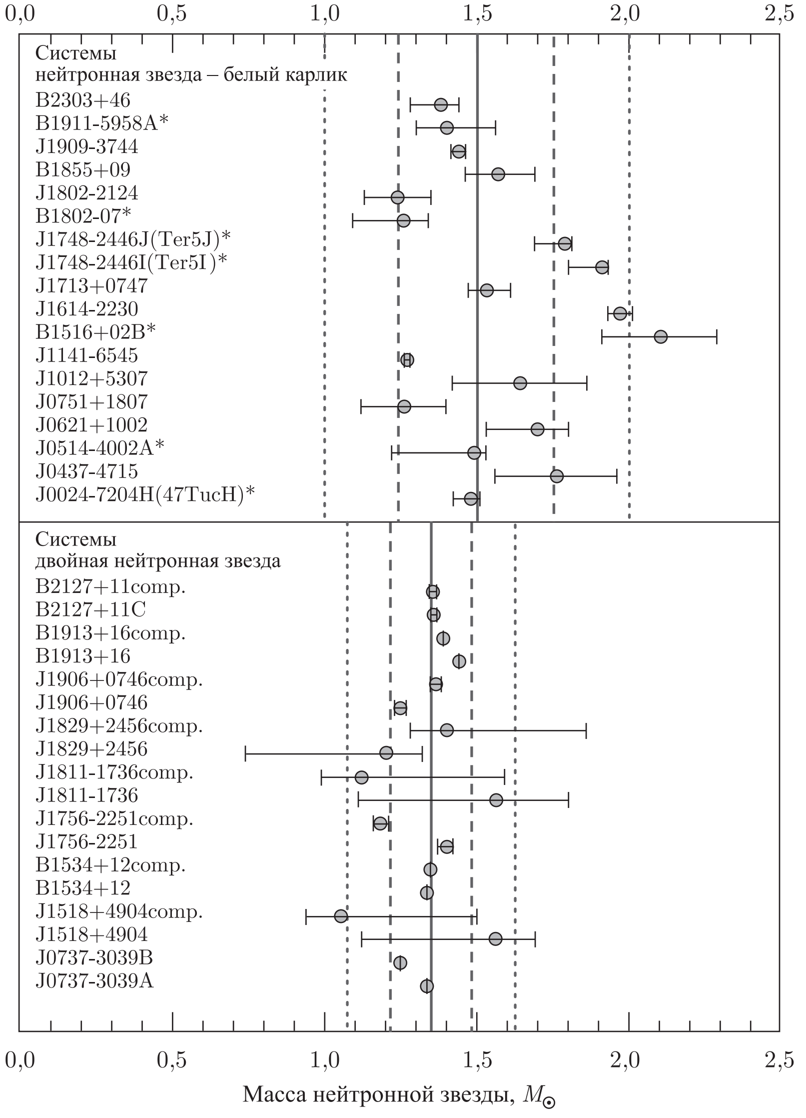


Рис. 369. Измеренные массы радиопульсаров в двойных системах с белыми карликами (верхняя часть рисунка) и в системах из двух нейтронных звезд (нижняя часть рисунка). Вертикальные сплошные линии соответствуют пикам в распределении масс: $m = 1{,}35M_\odot$ для пульсаров в системах из двух нейтронных звезд и $m = 1{,}50M_\odot$ для пульсаров в системах с белыми карликами. Наблюдаемое распределение масс пульсаров в двойных системах с белыми карликами шире, чем соответствующее распределение в системах из двух нейтронных звезд. (Из работы Kiziltan et al., 2011)

массы подкрученных пульсаров составляют в среднем $(1{,}38 \pm 0{,}12)M_\odot$, а массы обычных пульсаров в среднем равны $(1{,}25 \pm 0{,}12)M_\odot$. Разница в $0{,}13M_\odot$, как считают авторы (Zhang et al., 2011), вызвана накоплением вещества пульсаром при аккреции. Средняя масса миллисекундных пульсаров превышает чандросекаровский предел $1{,}44M_\odot$, что может означать, что большинство миллисекундных пульсаров

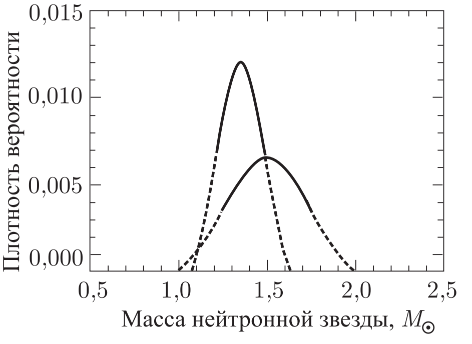


Рис. 370. Распределение апостериорной плотности вероятности для масс нейтронных звезд. Двойным нейтронным звездам и системам с белыми карликами соответствуют пики на значениях масс $1{,}35M_\odot$ и $1{,}50M_\odot$ соответственно. Части кривых распределения, отмеченные жирными линиями, соответствуют 68% вероятности, что дает $(1{,}35 \pm 0{,}13)M_\odot$ и $(1{,}50 \pm 0{,}25)M_\odot$ для двойных систем с нейтронными звездами и систем с белыми карликами. Видно, что распределение плотности вероятности для масс нейтронных звезд в двойных системах с белыми карликами шире, чем соответствующее распределение для двойных нейтронных звезд. (Из работы Kiziltan et al., 2011)

сформировалось в результате аккреционного подкручивания. Если предположить, что масса миллисекундного пульсара, сформировавшегося в результате коллапса белого карлика, индуцированного аккрецией вещества, должна быть меньше, чем $1{,}35M_\odot$, тогда доля двойных систем с миллисекундными пульсарами, образованными в результате аккреционного индуцированного коллапса белого карлика, не превышает 20 % (Zhang et al., 2011). Благодаря наращиванию массы из-за аккреции, ядерная материя миллисекундного пульсара может испытать переход от материи с «мягким» уравнением состояния к материи с «жестким» уравнением состояния и даже к кварковой материи (Zhang et al., 2011).

д) Массы белых карликов и их распределение. Для полноты сравнения масс компактных объектов — продуктов поздних стадий эволюции звезд, представляет интерес рассмотрение современных данных по массам белых карликов. К настоящему времени измерены массы тысяч белых карликов, в основном одиночных. Для определения масс одиночных белых карликов используются методы сравнения наблюдаемых спектров этих объектов с их теоретическими спектрами, получаемыми из моделей атмосфер белых карликов, а также методы, основанные на зависимости «масса–радиус» для белых карликов. Наблюдаемый спектр белого карлика сравнивается с теоретическим, и отсюда находится эффективная температура T_{ef} белого карлика и ускорение силы тяжести g на его поверхности (для фиксированного химического состава вещества). С найденными значениями T_{ef} и g, с использованием информации о расстоянии d до белого карлика и его видимой звездной величины m_v (исправленной за межзвездное поглощение), находятся радиус R и масса M белого карлика (подробнее см. работу: Shipman, 1979).

Существует несколько различных методов определения радиусов и масс одиночных белых карликов, в том числе и с использованием наблюдательных данных по гравитационному красному смещению линий поглощения в их спектрах (см. дискуссию в работе: Schmidt, 1997). Кроме того, для белых карликов, входящих в двойные системы, существуют хорошо известные методы определения масс, основанные на изучении параметров их орбит. Обзоры различных методов определения масс белых карликов даны в работах (Bergeron et al., 1992, Koester, 2002).

Таблица 96

Массы белых карликов в скоплениях и соответствующие им начальные массы звезд–производителей белых карликов (из статьи Catalan et al., 2008)

WD	T_{ef}, K	$\log g$, dex	M_f, $M_\odot$	t_{cool} (Gyr)	t_{prog} (Gyr)	M_i, $M_\odot$	Z
NGC 2099 (M 37)							0,011
WD 2	19900 ± 900	$8{,}11 \pm 0{,}16$	$0{,}69 \pm 0{,}07$	$0{,}093 \pm 0{,}019$	$0{,}56 \pm 0{,}07$	$2{,}72^{+0{,}12}_{-0{,}10}$	
WD 3	18300 ± 900	$8{,}23 \pm 0{,}21$	$0{,}76 \pm 0{,}09$	$0{,}152 \pm 0{,}034$	$0{,}50 \pm 0{,}07$	$2{,}82^{+0{,}16}_{-0{,}13}$	
WD 4	16900 ± 1100	$8{,}40 \pm 0{,}26$	$0{,}86 \pm 0{,}12$	$0{,}259 \pm 0{,}072$	$0{,}39 \pm 0{,}10$	$3{,}06^{+0{,}32}_{-0{,}22}$	
WD 5	18300 ± 1000	$8{,}33 \pm 0{,}22$	$0{,}82 \pm 0{,}11$	$0{,}192 \pm 0{,}078$	$0{,}46 \pm 0{,}10$	$2{,}90^{+0{,}26}_{-0{,}19}$	
WD 7	17800 ± 1400	$8{,}42 \pm 0{,}32$	$0{,}88 \pm 0{,}14$	$0{,}219 \pm 0{,}082$	$0{,}43 \pm 0{,}10$	$2{,}96^{+0{,}30}_{-0{,}21}$	
WD 9	15300 ± 400	$8{,}00 \pm 0{,}08$	$0{,}61 \pm 0{,}03$	$0{,}182 \pm 0{,}015$	$0{,}47 \pm 0{,}07$	$2{,}88^{+0{,}16}_{-0{,}13}$	
WD 10	19300 ± 400	$8{,}20 \pm 0{,}07$	$0{,}74 \pm 0{,}03$	$0{,}120 \pm 0{,}010$	$0{,}53 \pm 0{,}06$	$2{,}76^{+0{,}13}_{-0{,}11}$	
WD 11	23000 ± 600	$8{,}54 \pm 0{,}10$	$0{,}98 \pm 0{,}04$	$0{,}136 \pm 0{,}014$	$0{,}51 \pm 0{,}07$	$2{,}80^{+0{,}13}_{-0{,}11}$	
WD 12	13300 ± 1000	$7{,}91 \pm 0{,}12$	$0{,}56 \pm 0{,}05$	$0{,}239 \pm 0{,}043$	$0{,}41 \pm 0{,}08$	$3{,}01^{+0{,}23}_{-0{,}17}$	
WD 13	18200 ± 400	$8{,}27 \pm 0{,}08$	$0{,}78 \pm 0{,}03$	$0{,}167 \pm 0{,}016$	$0{,}48 \pm 0{,}07$	$2{,}86^{+0{,}15}_{-0{,}12}$	
WD 14	11400 ± 200	$7{,}73 \pm 0{,}16$	$0{,}45 \pm 0{,}07$	$0{,}282 \pm 0{,}039$	$0{,}37 \pm 0{,}07$	$3{,}12^{+0{,}26}_{-0{,}19}$	
WD 16	13100 ± 500	$8{,}34 \pm 0{,}10$	$0{,}82 \pm 0{,}05$	$0{,}480 \pm 0{,}062$	$0{,}17 \pm 0{,}09$	$4{,}10^{+1{,}44}_{-0{,}57}$	
NGC 2168 (M 35)							0,012
LAWDS 1	32400 ± 512	$8{,}40 \pm 0{,}12$	$0{,}89 \pm 0{,}06$	$0{,}023 \pm 0{,}006$	$0{,}127 \pm 0{,}060$	$4{,}61^{+1{,}36}_{-0{,}64}$	
LAWDS 2	32700 ± 603	$8{,}34 \pm 0{,}08$	$0{,}85 \pm 0{,}04$	$0{,}017 \pm 0{,}003$	$0{,}133 \pm 0{,}060$	$4{,}53^{+1{,}21}_{-0{,}60}$	
LAWDS 5	52600 ± 1160	$8{,}24 \pm 0{,}09$	$0{,}82 \pm 0{,}04$	$0{,}0022 \pm 0{,}0001$	$0{,}148 \pm 0{,}060$	$4{,}35^{+0{,}98}_{-0{,}52}$	
LAWDS 6	55200 ± 897	$8{,}28 \pm 0{,}06$	$0{,}84 \pm 0{,}03$	$0{,}0020 \pm 0{,}0001$	$0{,}148 \pm 0{,}060$	$4{,}35^{+0{,}98}_{-0{,}52}$	

Продолжение таблицы 96

WD	T_{ef}, K	$\log g$, dex	M_f, $M_\odot$	t_{cool} (Gyr)	t_{prog} (Gyr)	M_i, $M_\odot$	Z
LAWDS 15	29900 ± 318	$8{,}48 \pm 0{,}06$	$0{,}94 \pm 0{,}03$	$0{,}046 \pm 0{,}005$	$0{,}104 \pm 0{,}060$	$4{,}99^{+2{,}25}_{-0{,}81}$	
LAWDS 22	54400 ± 1203	$8{,}04 \pm 0{,}12$	$0{,}72 \pm 0{,}04$	$0{,}0025 \pm 0{,}0002$	$0{,}147 \pm 0{,}060$	$4{,}35^{+0{,}98}_{-0{,}52}$	
LAWDS 27	30500 ± 397	$8{,}52 \pm 0{,}06$	$0{,}98 \pm 0{,}03$	$0{,}048 \pm 0{,}004$	$0{,}102 \pm 0{,}060$	$5{,}03^{+2{,}37}_{-0{,}83}$	
NGC 3532							0,019
3532-WD 1	28000 ± 2000	$8{,}45 \pm 0{,}45$	$0{,}92 \pm 0{,}20$	$0{,}055 \pm 0{,}036$	$0{,}245 \pm 0{,}154$	$3{,}70^{+1{,}65}_{-0{,}55}$	
3532-WD 5	28500 ± 2000	$7{,}8 \pm 0{,}3$	$0{,}55 \pm 0{,}11$	$0{,}013 \pm 0{,}002$	$0{,}287 \pm 0{,}150$	$3{,}52^{+1{,}05}_{-0{,}46}$	
3532-WD 6	28500 ± 3000	$8{,}5 \pm 0{,}5$	$0{,}96 \pm 0{,}23$	$0{,}060 \pm 0{,}046$	$0{,}240 \pm 0{,}157$	$3{,}73^{+1{,}80}_{-0{,}57}$	
3532-WD 8	23367 ± 1065	$7{,}71 \pm 0{,}15$	$0{,}48 \pm 0{,}05$	$0{,}023 \pm 0{,}003$	$0{,}277 \pm 0{,}150$	$3{,}56^{+1{,}14}_{-0{,}48}$	
3532-WD 9	29800 ± 616	$7{,}83 \pm 0{,}23$	$0{,}56 \pm 0{,}08$	$0{,}012 \pm 0{,}001$	$0{,}288 \pm 0{,}150$	$3{,}51^{+1{,}03}_{-0{,}46}$	
3532-WD 10	19267 ± 974	$8{,}14 \pm 0{,}27$	$0{,}71 \pm 0{,}11$	$0{,}112 \pm 0{,}030$	$0{,}188 \pm 0{,}153$	$4{,}05^{+3{,}53}_{-0{,}73}$	
Praesepe							0,027
WD 0836+201	16629 ± 350	$8{,}01 \pm 0{,}05$	$0{,}62 \pm 0{,}02$	$0{,}144 \pm 0{,}009$	$0{,}481 \pm 0{,}051$	$2{,}97^{+0{,}11}_{-0{,}10}$	
WD 0836+199	14060 ± 630	$8{,}34 \pm 0{,}06$	$0{,}82 \pm 0{,}03$	$0{,}39 \pm 0{,}04$	$0{,}235 \pm 0{,}064$	$3{,}76^{+0{,}45}_{-0{,}28}$	
WD 0837+199	17098 ± 350	$8{,}32 \pm 0{,}05$	$0{,}81 \pm 0{,}03$	$0{,}22 \pm 0{,}02$	$0{,}405 \pm 0{,}054$	$3{,}15^{+0{,}15}_{-0{,}13}$	
WD 0840+200	14178 ± 350	$8{,}23 \pm 0{,}05$	$0{,}75 \pm 0{,}02$	$0{,}31 \pm 0{,}02$	$0{,}315 \pm 0{,}054$	$3{,}42^{+0{,}21}_{-0{,}17}$	
WD 0836+197	21949 ± 350	$8{,}45 \pm 0{,}05$	$0{,}91 \pm 0{,}03$	$0{,}13 \pm 0{,}01$	$0{,}495 \pm 0{,}51$	$2{,}94^{+0{,}11}_{-0{,}09}$	
WD 0837+185	14748 ± 400	$8{,}24 \pm 0{,}055$	$0{,}76 \pm 0{,}02$	$0{,}288 \pm 0{,}018$	$0{,}337 \pm 0{,}053$	$3{,}35^{+0{,}20}_{-0{,}16}$	
WD 0837+218	16833 ± 254	$8{,}39 \pm 0{,}03$	$0{,}85 \pm 0{,}01$	$0{,}251 \pm 0{,}009$	$0{,}374 \pm 0{,}051$	$3{,}23^{+0{,}16}_{-0{,}13}$	
WD 0833+194	14999 ± 233	$8{,}18 \pm 0{,}035$	$0{,}72 \pm 0{,}01$	$0{,}246 \pm 0{,}009$	$0{,}379 \pm 0{,}051$	$3{,}22^{+0{,}16}_{-0{,}13}$	
WD 0840+190	14765 ± 270	$8{,}21 \pm 0{,}03$	$0{,}74 \pm 0{,}01$	$0{,}27 \pm 0{,}01$	$0{,}355 \pm 0{,}051$	$3{,}29^{+0{,}17}_{-0{,}14}$	

Продолжение таблицы 96

WD	T_{ef}, K	$\log g$, dex	M_f, $M_\odot$	t_{cool} (Gyr)	t_{prog} (Gyr)	M_i, $M_\odot$	Z
WD 0840+205	14527 ± 282	$8{,}24 \pm 0{,}04$	$0{,}76 \pm 0{,}02$	$0{,}30 \pm 0{,}015$	$0{,}325 \pm 0{,}052$	$3{,}39^{+0{,}20}_{-0{,}16}$	
WD 0843+184	14498 ± 202	$8{,}22 \pm 0{,}04$	$0{,}75 \pm 0{,}02$	$0{,}295 \pm 0{,}012$	$0{,}330 \pm 0{,}051$	$3{,}35^{+0{,}19}_{-0{,}15}$	
Hyades							0,027
WD 0352+0,98	14770 ± 350	$8{,}16 \pm 0{,}05$	$0{,}71 \pm 0{,}02$	$0{,}25 \pm 0{,}01$	$0{,}375 \pm 0{,}051$	$3{,}23^{+0{,}16}_{-0{,}13}$	
WD 0406+169	15180 ± 350	$8{,}30 \pm 0{,}05$	$0{,}79 \pm 0{,}02$	$0{,}29 \pm 0{,}02$	$0{,}335 \pm 0{,}054$	$3{,}35^{+0{,}20}_{-0{,}16}$	
WD 0421+162	19570 ± 350	$8{,}09 \pm 0{,}05$	$0{,}68 \pm 0{,}02$	$0{,}096 \pm 0{,}006$	$0{,}529 \pm 0{,}050$	$2{,}88^{+0{,}10}_{-0{,}09}$	
WD 0425+168	24420 ± 350	$8{,}11 \pm 0{,}05$	$0{,}70 \pm 0{,}02$	$0{,}038 \pm 0{,}003$	$0{,}587 \pm 0{,}050$	$2{,}78^{+0{,}09}_{-0{,}08}$	
WD 0431+125	21340 ± 350	$8{,}04 \pm 0{,}05$	$0{,}65 \pm 0{,}02$	$0{,}060 \pm 0{,}004$	$0{,}565 \pm 0{,}050$	$2{,}82^{+0{,}09}_{-0{,}08}$	
WD 0438+108	27390 ± 350	$8{,}07 \pm 0{,}05$	$0{,}68 \pm 0{,}02$	$0{,}018 \pm 0{,}001$	$0{,}607 \pm 0{,}050$	$2{,}75^{+0{,}08}_{-0{,}08}$	
WD 0437+138	$15335{+}350$	$8{,}26 \pm 0{,}05$	$0{,}77 \pm 0{,}02$	$0{,}26 \pm 0{,}01$	$0{,}365 \pm 0{,}051$	$3{,}26^{+0{,}17}_{-0{,}14}$	
NGC 2516							0,02
2516-WD 1	28170 ± 310	$8{,}48 \pm 0{,}17$	$0{,}95 \pm 0{,}08$	$0{,}060 \pm 0{,}012$	$0{,}081 \pm 0{,}012$	$5{,}54^{+0{,}39}_{-0{,}29}$	
2516-WD 2	34200 ± 610	$8{,}60 \pm 0{,}11$	$1{,}01 \pm 0{,}04$	$0{,}035 \pm 0{,}008$	$0{,}106 \pm 0{,}008$	$5{,}03^{+0{,}14}_{-0{,}13}$	
2516-WD 3	26870 ± 330	$8{,}55 \pm 0{,}07$	$0{,}99 \pm 0{,}03$	$0{,}082 \pm 0{,}005$	$0{,}059 \pm 0{,}005$	$6{,}44^{+0{,}32}_{-0{,}29}$	
2516-WD 5	30760 ± 420	$8{,}70 \pm 0{,}12$	$1{,}07 \pm 0{,}05$	$0{,}074 \pm 0{,}014$	$0{,}067 \pm 0{,}014$	$6{,}01^{+0{,}69}_{-0{,}46}$	
NGC 6791							0,040
WD 7	14800 ± 300	$7{,}91 \pm 0{,}06$	$0{,}56 \pm 0{,}02$	$0{,}17 \pm 0{,}01$	$8{,}33 \pm 0{,}85$	$1{,}086^{+0{,}045}_{-0{,}038}$	
WD 8	18200 ± 300	$7{,}73 \pm 0{,}06$	$0{,}47 \pm 0{,}02$	$0{,}063 \pm 0{,}005$	$8{,}437 \pm 0{,}850$	$1{,}081^{+0{,}044}_{-0{,}037}$	
NGC 7789							0,014
WD 5	31200 ± 200	$7{,}90 \pm 0{,}05$	$0{,}60 \pm 0{,}02$	$0{,}010 \pm 0{,}0002$	$1{,}39 \pm 0{,}14$	$1{,}84^{+0{,}07}_{-0{,}05}$	

Продолжение таблицы 96

WD	T_{ef}, K	$\log g$, dex	M_f, $M_\odot$	t_{cool} (Gyr)	t_{prog} (Gyr)	M_i, $M_\odot$	Z
WD 8	24300 ± 400	$8{,}00 \pm 0{,}07$	$0{,}63 \pm 0{,}03$	$0{,}029 \pm 0{,}003$	$1{,}37 \pm 0{,}14$	$1{,}85^{+0{,}07}_{-0{,}05}$	
WD 9	20900 ± 700	$7{,}84 \pm 0{,}12$	$0{,}54 \pm 0{,}04$	$0{,}042 \pm 0{,}006$	$1{,}36 \pm 0{,}14$	$1{,}86^{+0{,}08}_{-0{,}05}$	
NGC 6819							0,017
WD 6	21100 ± 300	$7{,}83 \pm 0{,}04$	$0{,}54 \pm 0{,}02$	$0{,}041 \pm 0{,}002$	$2{,}46 \pm 0{,}25$	$1{,}57^{+0{,}05}_{-0{,}05}$	
WD 7	16000 ± 200	$7{,}91 \pm 0{,}04$	$0{,}57 \pm 0{,}01$	$0{,}139 \pm 0{,}005$	$2{,}36 \pm 0{,}25$	$1{,}59^{+0{,}06}_{-0{,}05}$	
Pleiades							0,019
WD 0349+247	32841 ± 172	$8{,}63 \pm 0{,}04$	$1{,}03 \pm 0{,}02$	$0{,}048 \pm 0{,}004$	$0{,}071 \pm 0{,}008$	$5{,}87^{+0{,}31}_{-0{,}24}$	
Sirius B	25000 ± 200	$8{,}60 \pm 0{,}04$	$1{,}0 \pm 0{,}01$	$0{,}108 \pm 0{,}003$	$0{,}129 \pm 0{,}012$	$4{,}67^{+0{,}18}_{-0{,}16}$	0,020
CPMPs							
WD 0315-011	7520 ± 260	$8{,}01 \pm 0{,}45$	$0{,}60 \pm 0{,}20$	$1{,}20 \pm 0{,}56$	$2{,}97^{+3{,}09}_{-2{,}12}$	$1{,}48^{+0{,}87}_{-0{,}28}$	$0{,}016 \pm 0{,}003$
WD 0413-077	16570 ± 350	$7{,}86 \pm 0{,}05$	$0{,}54 \pm 0{,}02$	$0{,}112 \pm 0{,}008$	$0{,}96 \pm 0{,}37$	$2{,}07^{+0{,}53}_{-0{,}27}$	$0{,}008 \pm 0{,}001$
WD 1354+340	13650 ± 420	$7{,}80 \pm 0{,}15$	$0{,}50 \pm 0{,}04$	$0{,}20 \pm 0{,}02$	$3{,}06^{+0{,}74}_{-1{,}46}$	$1{,}46^{+0{,}31}_{-0{,}09}$	$0{,}015 \pm 0{,}002$
WD 1544-377	10600 ± 250	$8{,}29 \pm 0{,}05$	$0{,}78 \pm 0{,}02$	$0{,}76 \pm 0{,}05$	$0{,}18 \pm 0{,}50$	$4{,}13^{+7}_{-1{,}49}$	$0{,}021 \pm 0{,}003$
WD 1620-391	24900 ± 130	$7{,}99 \pm 0{,}03$	$0{,}63 \pm 0{,}01$	$0{,}026 \pm 0{,}001$	$0{,}30 \pm 0{,}12$	$3{,}45^{+0{,}65}_{-0{,}35}$	$0{,}020 \pm 0{,}003$
WD 1659-531	14510 ± 250	$8{,}08 \pm 0{,}03$	$0{,}66 \pm 0{,}01$	$0{,}24 \pm 0{,}01$	$2{,}27^{+0{,}34}_{-0{,}32}$	$1{,}58^{+0{,}08}_{-0{,}05}$	$0{,}019 \pm 0{,}004$

В работе (Catalan et al., 2008) суммированы данные о массах 62 одиночных белых карликов в широком диапазоне масс ($0{,}47M_\odot \leqslant m_{\text{WD}} \leqslant 1{,}07M_\odot$), которые находятся в рассеянных скоплениях или входят в пары с общим собственным движением. В табл. 96, заимствованной из работы (Catalan et al., 2008), приведены данные по этим белым карликам.

Здесь в первом столбце указано название скопления или пары звезд с общим собственным движением (CPMPs), а также даны соответствующие номера белых карликов. Во втором столбце этой таблицы приведены эффективные температуры T_{ef} белых карликов, в третьем столбце — ускорения силы тяжести $\lg g$, в четвертом столбце — массы M_f белых карликов, в пятом столбце — время охлаждения белых карликов t_{cool}, в шестом столбце — время жизни на главной последовательности звезды-предшественника t_{prog}, в седьмом столбце дана начальная масса M_i предшественника белого карлика, в восьмом столбце табл. 96 приведено значение металличности Z скопления или пары с общим собственным движением. Начальная масса предшественника определена следующим образом. Определив эффективную температуру T_{ef}, ускорение силы тяжести g и массу M_f белого карлика, по теоретическим трекам находят его время охлаждения (см. Catalan et al., 2008, Salaris et al., 2000). Поскольку возраст скопления известен, отсюда находят время жизни соответствующей звезды-предшественника на главной последовательности t_{prog}. Далее, по найденному значению t_{prog}, используя семейство эволюционных треков, находят начальную массу M_i звезды-предшественника белого карлика. На рис. 371 приведена зависимость между конечной массой M_f (массой белого карлика) и начальной массой M_i звезды-предшественника, построенная на основе данных табл. 96 (Catalan et al., 2008). Несмотря на значительный разброс точек, можно видеть, что в среднем с увеличением массы предшественника масса соответствующего белого карлика возрастает. Эту эмпирическую зависимость, согласно работе (Catalan et al., 2008), можно представить следующими аппроксимационными выражениями:

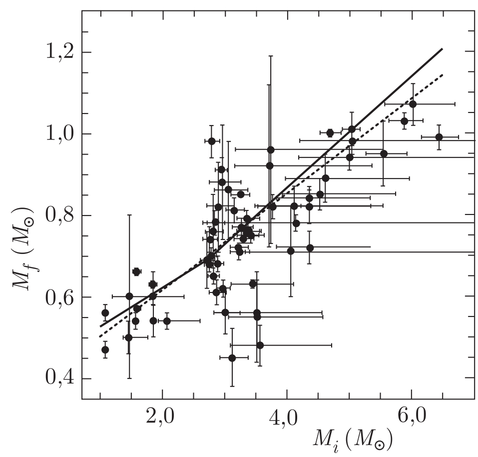


Рис. 371. Конечные массы белых карликов как функция соответствующих начальных масс звезд. Сплошная и точечная линии соответствуют среднеквадратичной аппроксимации этих данных (с учетом весов отдельных точек). (Из работы Catalan et al., 2008)

$$\begin{cases} M_f = (0{,}096 \pm 0{,}005)\,M_i + (0{,}429 \pm 0{,}015)\,, & \text{для } M_i < 2{,}7M_\odot \\ M_f = (0{,}137 \pm 0{,}007)\,M_i + (0{,}318 \pm 0{,}018)\,, & \text{для } M_i \geqslant 2{,}7M_\odot. \end{cases}$$

В работе (Madej et al., 2004) исследованы данные по 1175 немагнитным белым карликам типа DA (состоящих из углеродного ядра и водородной оболочки) с эффективными температурами $T_{\text{ef}} \geqslant 12000$ K, которые были отнаблюдены в программе SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Определены массы, радиусы и болометрические светимости этих белых карликов. На рис. 372 приведено распределение масс 1175 исследованных белых карликов. Максимум этого распределения приходится на значение $M_{\text{wd}} = 0{,}562M_\odot$, причем у распределения имеется протяженное крыло в области больших значений M_{wd} вплоть до значений $M_{\text{wd}} \simeq 1{,}2M_\odot$.

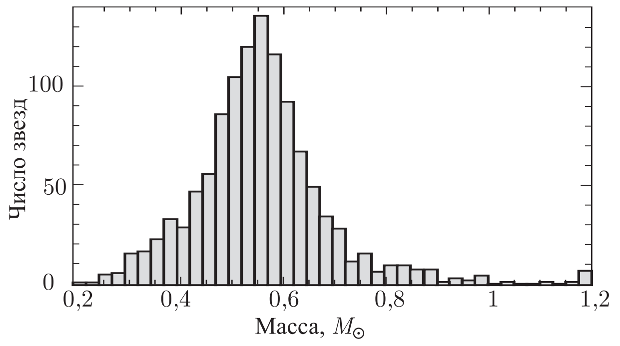


Рис. 372. Распределение масс 1175 белых карликов типа DA с температурой $T_{\rm ef} \geqslant 12000$ K. Максимум в этом распределении соответствует $M = 0{,}562 M_\odot$. Индивидуальные объекты сгруппированы в интервалах шириной $0{,}025 M_\odot$. (По материалам работы Madej et al., 2004)

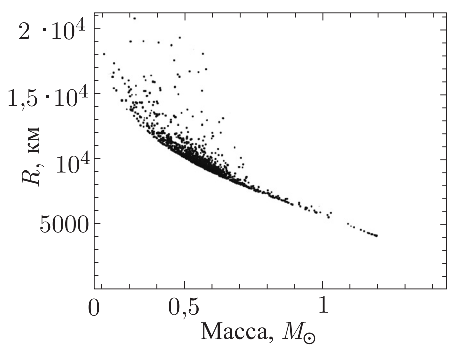


Рис. 373. Зависимость масса–радиус для 1175 горячих белых карликов из одной и той же выборки. Эта зависимость не простирается до масс M более $1{,}2 M_\odot$ или до наибольших значений ускорений силы тяжести $\lg g > 9{,}0$. (По материалам работы Madej et al., 2004)

Зависимость «масса–радиус» для всех исследованных 1175 белых карликов (Madej et al., 2004) приведена на рис. 373.

В работе (Nalezyty and Madej, 2004) приведен каталог одиночных массивных белых карликов (см. табл. 97) и дано соответствующее распределение масс для 112 массивных ($M_{\rm wd} > 0{,}8 M_\odot$) белых карликов.

Это распределение приведено на рис. 374. Видна структура крыла распределения масс белых карликов в сторону больших масс: плотность распределения масс белых карликов убывает с увеличением их масс, однако вблизи значения $M_{\rm wd} \simeq 1{,}04 M_\odot$ наблюдается локальный максимум плотности распределения, который обусловлен исключительно немагнитными белыми карликами. Авторы (Nalezyty and Madej, 2004) считают этот локальный максимум значимым.

Каталог массивных ($M > 0{,}8 M_\odot$) белых карликов (из работы Nalezyty and Madej, 2004)

WD	Название	$T_{\rm ef}$, K	$\Delta T_{\rm ef}$	$\log g$	$\Delta \log g$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{\Delta M}{M_\odot}$	R, км	B_s	B_p	d, пк	Прим.
0000-345	GR406	7000				0,92			70			m
0003+436J	RE0003+433	45 107	1362	9,01	0,15	1,21	0,06	3907			101	
0008+330	HS0008+3302	10 300		8,35		0,83		6960			85	
0009+501	GR381	6400				0,89				70		m
0022+274	LP349-013	25 000				0,862					29	b
0033+016	EG004	10 700		8,66		1,02		5440			32,9	
0041+092	BD+08°102	28 960	50	8,50		0,90		6180			55	b
0046+051	EG005	6770		8,40		0,83		6620			4,3	

Продолжение табл. 97

WD	Название	$T_{\rm ef}$, К	$\Delta T_{\rm ef}$	$\log g$	$\Delta \log g$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{\Delta M}{M_\odot}$	R, км	B_s	B_p	d, пк	Прим.
0115+159	EG009	9800		8,38		0,82		6740			15,4	
0136+251	PG0136+251	39 465	294	9,01	0,04	1,21	0,03	3830			80	m
0146+072	HS0146+0723	25 000		8,27		0,80		7520			210	
0235-125	PHL 1400	32 018	252	8,49	0,05	0,95	0,03	6170			66	
0239+500J	EUVE J0239+500	34 211	389	8,517	0,043	0,96	0,02	6130			96	
0317-853	EUVE J0317-855	43 210	3290	9,19	0,30	1,34	0,01	2408	505	395		mbc
0346-011	GD 50	41743	736	9,12	0,04	1,25	0,03	3520			29	
0347+171	V471 Tau	34 060	580	8,40	0,14	0,90	0,07	6240			47	bc
0349+247	EG025	32 180	320	8,69	0,05	1,046	0,012	5081				
0352+049	KUV03520+0500	36 900	500	8,71	0,15	1,05	0,08	5280			106	
0406+169	EG029	15 190		8,30		0,806	0,013	7300			53,2	
HD27483		22 000		8,5		0,95		6300			46	bt
0443-037J	EUVE J0443-037	68 740	3600	8,946	0,174	1,25	0,04	3970			144	
0518-105	RE0521-102	32 727	323	8,67	0,02	1,04	0,01	5380			99	b
0531-022	EUVE J0534-022	29 867	133	8,587	0,054	1,00	0,02	5760			101	
0548-001	EG248	6400	100	8,32		0,81	0,03	7040	8		11,1	m
0557-165J	IRXSJ0557,0-1635	56 820		8,88		1,15		4490			309	
0630-050	RE0632-050	43 029	686	8,32	0,13	0,81	0,07	7790				
0633+200J	0630+200	75 792		8,398		0,947		7090				
0642-166	Sirius B	24 700	100	8,61	0,04	1,02	0,01	5670			2,64	b
0644+025	GR484	7410		8,66		1,01		5420			18,5	
0653-564	EUVE J0653-564	35 200		8,88		1,15	0,01	4490			107	
0654+027	EG181	9450		8,51		0,91		6110			38,5	
0659-063	LHS1892	6520		8,71		1,04		5190			12,3	
0701-587	BPM18398	15 701		8,562		0,944		5861				
0729-384	y Pup	43 200	200	8,5		0,87	0,04	6100			172	bt
0730+487	GD 86	15 510		8,49		0,90		6220				
0743-391J	EUVE J0743-391	40 200		8,66		1,04	0,01	5500			147	
0816+376	GD 90	11 000				0,86			8			m
0823-253	1RXSJ0823.6-2525	43 200		9,02		1,21	0,01	3910	3		105	m
0827+328	EG249	7270		8,39		0,85		6780			22,3	
0836+197	LB 5893	21 620	310	8,45		0,916	0,007	6550			174	
0836+199	EG060	14 060		8,34		0,864	0,021	7240				
0853+163	GR904	2000				0,83			3			m
0856+331	EG182	10 390		8,84		1,11		4610			20,5	b
0912+536	EG250	7580	420	8,28		0,87	0,12	7230	70		10,3	m
0913+442	EG064	8620	130	8,24	0,05	0,826	0,093	7760			28,9	bp
0916-197J	EUVE J0916-197	56 400		9,12	0,2	1,29	0,02	3600			164	b
0930+294	GR324	8330		8,38		0,84		6820			32,1	
0943+472	HS0943+4724	16 000		8,75		1,07		5000			120	

Продолжение табл. 97

WD	Название	T_{ef}, K	ΔT_{ef}	$\log g$	$\Delta \log g$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{\Delta M}{M_\odot}$	R, км	B_s	B_p	d, пк	Прим.
0945+245.1	LB11146A	14 500		8,5		0,91		6200			40	b
0945+245.2	LB11146B	16 000		8,5		0,99	0,09	6100	375	670	40	mb
0946+485	HS0946+4848	11 700		8,69		1,04		5300			80	
0946+534	EG251	8760		8,45		0,87		6400			23,0	
0949+494	HS0949+4935	15 000		8,39		0,86		6800			190	
0957+854J	EUVE J0957+854	51 636	325	8,32	0,06	0,83	0,02	7470			139	
1015+014	PG1015+015	14 000				1,03			85			m
1017+366	GD 116	16 000				0,89			56			m
1024-303J	RE1024-302	35 710	520	8,95	0,15	1,13	0,06	4520			64	b
1031+234	TON 527	25 000				1,11			500			m
1036-204	GR535	7500				1,34			150			m
1038+633	PG1038+634	24 800		8,39		0,85		6780				
1052+273	GD 125	23 064	314	8,340	0,071	0,814	0,047	7031				
1055-072	EG074	7420		8,42		0,85		6550			12,2	
1102+748	GD 466	19 800		8,37		0,83		6850				
1127-311,1	ESO439-162	5400				1,13			67			mb
1134+300	GD140	21 470	220	8,46	0,02	0,87	0,03	6310			15,3	
1136-285	ESO439-026	4490		9,02		1,19		3880			40,8	
1215+323	EG089	7100		8,68		1,02		5320			31,1	
1236-495	LTT 4816	12 210	340	8,70	0,04	1,03	0,02	5250			16,4	
1241+482	HS1241+4821	14 800		8,54		0,95		6100			90	
1309+853	GR436	5600				0,83			15			m
1334-160	EG101	18 790	210	8,32		0,811	0,010	7180				bp
1350-090	LP 907-037	9500				0,98			0,1			m
1440+750J	HS1440+7518	38 260	1680	8,71	0,10	1,04	0,03	5470	7,7		98	m
1444-174	LHS 378	4960		8,37		0,81		6770			14,5	
1446+286	TON 214	22 839	102	8,327	0,034	0,815	0,006	7143				
1501+664	H 1504+65	170 000		8,0		0,86		10 700			630	
1531-022	GD 185	18 870		8,39		0,84		6740				
1535-774J	EUVE J1535-774	54 800	3200	9,12	0,02	1,29	0,03	3580			107	
1543-366	RE1546-364	45 208		8,875		1,168		4546			107	
1609+135	EG117	9080		8,75		1,07		5030			18,3	
1609+631	PG1609+631	31 033		8,408		0,893		6806				
1625+093	GR327	6870		8,44		0,88		6510			23,4	
1642+413	RE J1643+411	27 677	1139	8,376	0,156	0,858	0,105	6944				
1658+440	EUVE J1659+440	30 410	100	9,36		1,32	0,02	2780	2,3		27	m
1705+030	GR494	7050		8,35		0,80		6870			17,5	
1711+667J	RE1711+664	47 556	1434	8,957	0,067	1,191	0,050	4185				b
1725+586	REJ1726+583	55 100	1083	8,32	0,08	0,869	0,052	7410				
1727-360	EUVEJ 1727-360	32 600		9,04		1,21		3830				

Продолжение табл. 97

WD	Название	T_{ef}, K	ΔT_{ef}	$\log g$	$\Delta \log g$	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{\Delta M}{M_\odot}$	R, км	B_s	B_p	d, пк	Прим.
1740-706	RE1746-703	47 690	1120	8,95	0,04	1,16	0,03	4270				
1743-521	BPM25114	20 000				1,34			25			m
1745+607J	HS1745+6043	35 600		8,68		1,05		5400			120	
1748+708	GR372	6550	960	8,36		0,98	0,17	6850	150		6,1	m
1814+248	G183-035	7000				0,83			10			m
1829+547	GR374	6640	360	8,50		1,02	0,12	6150	120		15,0	m
1900+705	Grw+70°8247	13 540	1470	8,58		1,09	0,07	5760	230		13,0	m
2010+310	GD 229	23 000				1,28			500			m
2020-425	REJ2024-42	29 028	431	8,412	0,128	0,911	0,059	6878				
2039-682	EG140	16 065		8,444		0,872		6450				
2043-635	BPM13537	25 971		8,358		0,855		7054				
2055+164	EUVE J2055+1627	38 400		8,37		0,85		6940			104	
2107-216	GR581	5830		8,40		0,85		6700			23,7	
2126+191	IK Peg	34 320	750	8,5	0,3	1,13	0,05	5890			50	bc
2157+815	HS2157+8153	10 700		8,71		1,05		5200			35	
2220+133	PG2220+134	22 600		8,81		1,10		4700			50	
2246+223	EG155	10 330		8,57		0,97		5890			19,0	
2251-070	GR453	4580		8,38		0,82		6740			8,1	
2257-073	BD-07°5906B	37 517		8,25		0,92		8290			111	b
2303+465	PSR B2303+46	45 000				1,1		3000			2500	b
2312-024	GR554	6840		8,41		0,84		6590			26,7	
2348-444J	ESO292-43	5400		8,72		1,04		5130			26,2	
2359-434	EG165	8715		8,581		0,956		5770				
θHya	HR3665	28 000		8,5		0,83		5900			40	b

Примечание: (m) — магнитный белый карлик; (b) — белый карлик с компаньоном или компаньонами; (c) — тесная двойная или кратная система; (t) — тройная система; (p) — общее собственное движение у компонент двойных систем.

На рис. 375 приведены распределения масс для магнитных массивных белых карликов и для немагнитных массивных белых карликов. Видно, что магнитные белые карлики имеют плоское распределение по массам, а немагнитные белые карлики имеют распределение по массам, убывающее в сторону больших масс. Доля магнитных белых карликов среди массивных ($M_{\text{wd}} > 0{,}8M_\odot$) объектов составляет в среднем 22 %, и с возрастанием массы белых карликов эта доля растет, достигая почти 100 % в диапазоне масс 1,30–1,35$M_\odot$. По-видимому, проявление магнетизма массивных белых карликов не зависит от времени остывания белого карлика (для эффективных температур $T_{\text{ef}} \geqslant 5000$ K).

Здесь мы суммировали данные о массах одиночных белых карликов. Информация о массах небольшого числа белых карликов, входящих в двойные системы, была описана нами в ч. I монографии при анализе эволюционного статуса оптических звезд — доноров вещества в катаклизмических двойных системах (см. также докторскую диссертацию Юнгельсона, 2011).

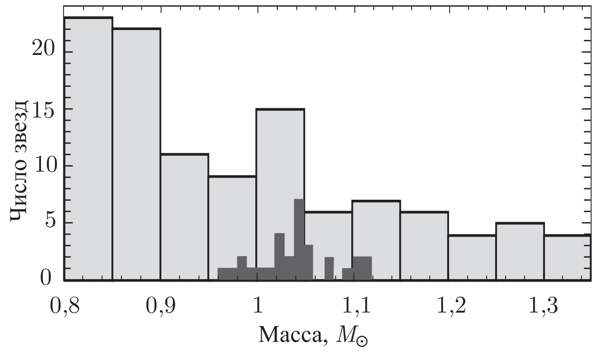


Рис. 374. Распределение масс 112 массивных белых карликов. Гистограмма с грубой разбивкой по массам ($\Delta M = 0{,}05 M_\odot$) показывает локальный максимум в распределении масс белых карликов в районе 1,0–1,05$M_\odot$. На врезке показана диаграмма в более темном тоне с более мелкой разбивкой по массам $\Delta M = 0{,}01 M_\odot$. Эта диаграмма показывает, что локальный максимум масс белых карликов соответствует значению $M = 1{,}04 M_\odot$. (По материалам работы Nalezyty and Madej, 2004)

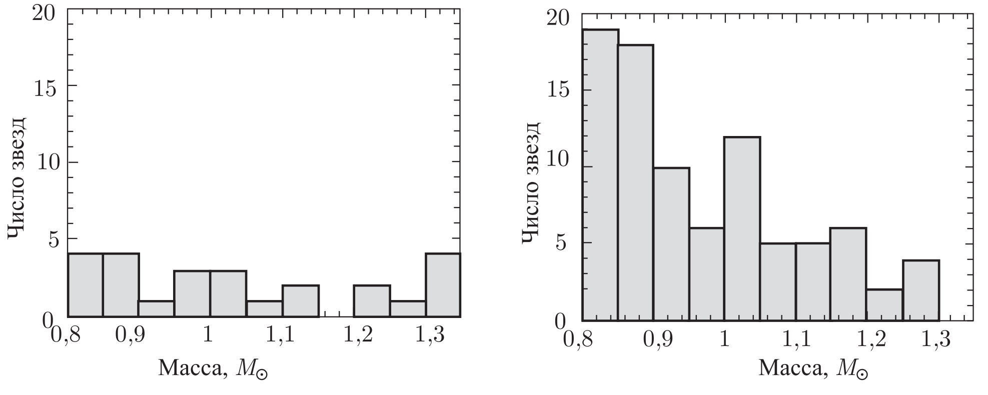


Рис. 375. Слева: распределение масс магнитных массивных белых карликов. Это распределение плоское, без заметных локальных максимумов. Справа: распределение масс немагнитных, массивных белых карликов. Как следует из этого графика, локальный максимум в распределении масс массивных белых карликов, наблюдающийся на рис. 374, должен быть связан с немагнитными белыми карликами. (По материалам работы Nalezyty and Madej, 2004)

е) Обсуждение результатов. Число кандидатов в звездные черные дыры к настоящему времени достигло 26. Надежность определения масс в большинстве случаев гарантируется следующими обстоятельствами.

Во-первых, совместное использование кривой лучевых скоростей оптической звезды в рентгеновской двойной системе и оптической или инфракрасной кривой блеска, обусловленной главным образом эффектом эллипсоидальности (Лютый и др., 1973, 1974), позволяет надежно обосновать модель двойной системы и корректность определения функции масс оптической звезды (после учета грушевидности звезды и эффекта рентгеновского прогрева). В частности, в случае орбиты, близкой к круговой, переход лучевых скоростей оптической звезды через γ-скорость в моменты минимумов блеска доказывает тот факт, что измеренные лучевые скорости отражают орбитальное движение оптической звезды в двойной системе, а не движение газовых потоков в системе или пульсации звезды. Пример с двойной системой SS 433, где первоначально определенная функция масс, измеренная по стационарной линии H_α (Crampton et al., 1980), оказалась не соответствующей действительности, поскольку эта линия формируется в газовом потоке (Cherepashchuk, 1981), иллюстрирует важность совместной интерпретации кривой лучевых скоростей и оптической кривой блеска (Cherepashchuk, 1981, Crampton and Hutchings, 1981).

Во-вторых, для многих рентгеновских двойных систем с измеренными массами черных дыр (см. табл. 90) измеренные значения функции масс оптической звезды $f_v(m)$ уже превышают $3M_\odot$, что без всякого дополнительного моделирования позволяет сделать вывод о том, что масса релятивистского объекта превышает верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО Эйнштейна. Наличие методов оценки параметров i, q, основанных на анализе оптической или инфракрасной кривой блеска, обусловленной в основном эффектом эллипсоидальности оптической звезды, и на спектроскопическом измерении вращательного уширения линий в ее спектре, позволяет по наблюдаемой функции масс $f_v(m)$ (исправленной с учетом эффектов эллипсоидальности и «отражения» — см. выше) дать надежную оценку массы релятивистского объекта m_x или ее нижнего предела. Дополнительным контролем надежности оцененной величины m_x является информация о длительности рентгеновского затмения или о его отсутствии, информация о расстоянии до системы, а также информация о массе оптической звезды m_v, оцениваемой по ее спектральному классу и классу светимости путем сравнения теоретического спектра модели атмосферы звезды с наблюдаемым. В случае высокоточной кривой лучевых скоростей, при $q = m_x/m_v < 1$ (когда центр масс ТДС лежит в теле оптической звезды), как показано выше, орбитальная переменность профилей линий поглощения в спектре грушевидной оптической звезды позволяет дать ограничения на параметры i, q, m_x, m_v с использованием лишь одной кривой лучевых скоростей.

Таким образом, проблема черных дыр звездных масс встала на прочный наблюдательный базис. Как уже отмечалось выше, особенно интересен поиск звездных черных дыр в других галактиках, что стало возможным в последние годы в связи с пуском в строй крупных телескопов нового поколения (VLT, Gemini, Subary и т. п.). В табл. 90 приведены характеристики двойных систем с черными дырами. В табл. 91–95 даны параметры двойных систем с нейтронными звездами.

На рис. 376 приведены массы релятивистских объектов в зависимости от масс спутников в двойных системах. Спутниками рентгеновских пульсаров и черных дыр в двойных системах являются оптические звезды спектральных классов M-O и WR. Спутники радиопульсаров — неактивные или активные нейтронные звезды, белые карлики, а также массивные звезды спектрального класса ~B-sdF6-G. Мы здесь не рассматриваем проблему планет–спутников радиопульсаров. Пока не открыты радиопульсары в паре с черными дырами.

Как видно из рис. 376, нет зависимости масс релятивистских объектов от масс спутников. И нейтронные звезды, и черные дыры встречаются в двойных системах со спутниками как большой, так и малой массы. Ситуация здесь подобна той, что имеет место в классических ТДС, где встречаются любые комбинации компонент (см., например, Мартынов, 1972). На рис. 377 представлено распределение масс нейтронных звезд и черных дыр в зависимости от типов спутников в двойных системах. Как уже отмечалось выше, массы миллисекундных пульсаров в среднем на $\sim 0{,}15M_\odot$ больше, чем массы обычных пульсаров, что согласуется с моделью раскручивания пульсара в результате аккреции вещества.

Следует подчеркнуть очень важный наблюдательный факт. Во всех случаях, когда удается надежно измерить массу рентгеновского или радиопульсара, а также рентгеновского барстера I типа (объектов, демонстрирующих явные признаки наблюдаемой поверхности), она не превосходит $(2–3)M_\odot$ в полном согласии с предсказанием ОТО

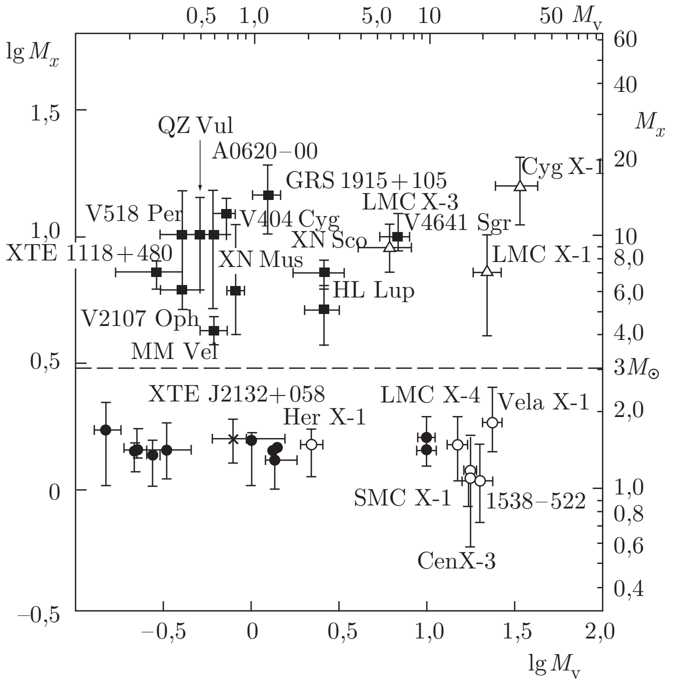


Рис. 376. Зависимость масс M_x нейтронных звезд (кружки и крестики) и черных дыр (треугольники и квадратики) от масс спутников M_v в двойных системах (массы выражены в солнечных единицах). Темные кружки соответствуют радиопульсарам, светлые кружки — рентгеновским пульсарам, крестик — рентгеновский барстер I типа в рентгеновской новой XTE J2132-058 (Casares et al., 2002). Темные квадратики соответствуют черным дырам в рентгеновских новых, светлые треугольники — черным дырам в квазистационарных рентгеновских двойных системах с массивными O–B-компонентами. (Из обзора Черепащука, 2003)

о существовании верхнего предела массы нейтронной звезды $3M_\odot$. В то же время, ни у одного из более чем двух десятков массивных ($m_x > 3M_\odot$) компактных рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры, не обнаружено признаков наблюдаемой поверхности — феноменов рентгеновского радиопульсара или рентгеновского барстера I типа, характерных для нейтронных звезд. Выше отмечалось, что существуют и более тонкие различия в рентгеновских спектрах и их временном поведении между аккрецирующими черными дырами и нейтронными звездами. Эти различия также согласуются с предсказаниями ОТО в том, что нейтронные звезды имеют наблюдаемые поверхности, а черные дыры их не имеют, а имеют лишь горизонты событий. Таким образом, нейтронные звезды и звездные черные дыры различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном соответствии с предсказаниями ОТО. Этот важный наблюдательный факт усиливает нашу уверенность в том, что изученные кандидаты в черные дыры являются действительно черными дырами в смысле ОТО Эйнштейна. Хотя, разумеется, это окончательно не доказывает существования черных дыр, поскольку нельзя окончательно судить о природе объекта по отсутствию у него каких-либо признаков. Получение окончательных доказательств того, что найденные многочисленные кандидаты в звездные черные дыры являются реальными черными дырами — дело будущих наземных и космических экспериментов.

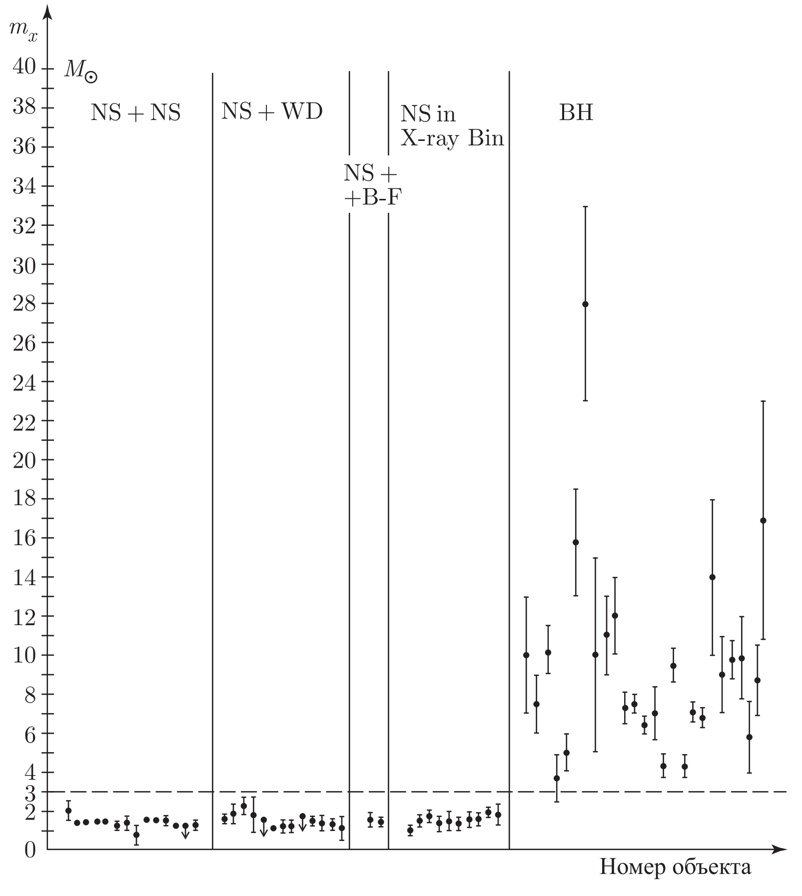


Рис. 377. Массы нейтронных звезд и черных дыр в двойных системах. По оси ординат отложена масса m_x релятивистского объекта в массах Солнца, по оси абсцисс — номер объекта. Горизонтальная штриховая прямая линия отсекает $3M_\odot$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО. Здесь NS+NS обозначает радиопульсар в двойной системе со спутником — нейтронной звездой, NS+WD — радиопульсар в паре с белым карликом, NS+B-F — радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B-F, NS in X-ray Bin — рентгеновский пульсар в двойной системе, BH — черная дыра в двойной системе (из обзора Черепащука, 2011)

У ряда рентгеновских двойных систем с черными дырами (XN Sco 1994, SAX J1819,3-2525, XTE J1118+480) обнаружены признаки наличия взрывов сверхновых: в системе XN Sco 1994 (GRO J1655-40) наблюдается высокая пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы $v_{\text{pec}} = (-114 \pm 19)$ км/с (Brandt et al., 1995), а также в спектре оптической звезды обнаружено повышенное обилие элементов O, Si, Mg, сформированных в α-реакциях (Israelian et al., 1999). Это является свидетельством взрыва сверхновой, который привел к обогащению атмосферы оптической звезды α-элементами и к формированию высокой пекулярной скорости центра масс двойной системы (Israelian et al., 1999, Brandt et al., 1995). Возможно, образование черной дыры в этом случае носило двухстадийный характер: сначала при коллапсе ядра предсверхновой образовалась нейтронная звезда, а затем, в результате обратного падения части вещества сброшенной оболочки сверхновой на нейтронную звезду образовалась черная дыра (Brandt et al., 1995). У системы SAX J1819,3-2525 (V 4641 Sgr), как уже отмечалось, также отмечается избыточное содержание α-элементов в спектре оптической звезды, свидетельствующее о взрыве сверхновой. У системы XTE J1118+480 наблюдается очень большая высота z над галактической плоскостью $z = 1{,}7$ кпк (Wagner et al., 2001) и большая пекулярная пространственная скорость центра масс ~ 145 км/с (Mirabel et al., 2001), что также может служить указанием на произошедший в системе взрыв сверхновой, который сообщил высокую начальную пространственную скорость центру масс двойной системы $v_{\text{нач}} = (217 \pm 18)$ км/с (Mirabel et al., 2001).

В спектрах оптических звезд у ряда рентгеновских новых с черными дырами наблюдается усиленная линия лития Li I 6707,8 Å, что может свидетельствовать об обогащении литием атмосферы звезды при ее облучении высокоэнергичными частицами, ускоряемыми до релятивистских скоростей во внутренних частях аккреционного диска вокруг черной дыры (см. выше).

В ряде рентгеновских двойных систем (например, GRS 1915+105, SAX J1819.3-2525, GRO J1655-40, IE 1740.7-2942) во время рентгеновских вспышек обнаружены релятивистские коллимированные джеты со скоростями $V \geqslant 0{,}92c$ и видимыми сверхсветовыми движениями облаков плазмы в джетах (см. выше). Рентгеновские двойные системы с коллимированными релятивистскими джетами принято называть микроквазарами. Обзоры данных по микроквазарам см., например, в трудах конференций (Castro-Tirado et al., 2001, Carramiñana et al., 2001). В табл. 98 приведены основные характеристики известных микроквазаров, взятые из обзора (Rodrigues and Mirabel, 2001) с добавлением данных по джетам в рентгеновской двойной системе Cyg X-1 (Fender, 2001, de la Force et al., 2001, Stirling et al., 2001).

Таблица 98

Микроквазары в нашей Галактике (из обзора Черепащук, 2003)

Название источника	Компактный объект	$V_{\text{джета}}$
GRS 1915+105	ЧД	$0{,}92c$–$0{,}98c$
GRO J1655-40	ЧД	0,92c
XTE J1748-288	ЧД	0,93c–$0{,}23c$
SS 433	ЧД	$0{,}26c$
Cyg X-3	ЧД	$\sim 0{,}3c$–$\geqslant 0{,}8c$
CI Cam	НЗ?	$\sim 0{,}15c$
Sco X-1	НЗ	$\sim 0{,}5c$
Cir X-1	НЗ	$\geqslant 0{,}1c$
IE 1740,7-2942	ЧД	
GRS 1758-258	ЧД	
SAX J1819,3-2525	ЧД	$\geqslant 0{,}95c$
LS 5039	ЧД	$\geqslant 0{,}15c$
Cyg X-1	ЧД	$> 0{,}6c$
XTE J1550-564	ЧД	

В последнее время рассматривается вопрос о существовании магнитных полей у вращающихся заряженных черных дыр (см., например, Ruffini et al., 2001, Volkov and Gal'tsov, 1999, Beskin and Kuznetsova, 2000), которые могут формировать релятивистские коллимированные джеты, излучающие до 80 % своей энергии в гамма-диапазоне (для одиночных черных дыр). Синхротронная компонента в релятивистском джете формирует слабое радио и оптическое излучение, часть синхротронного излучения из-за обратного комптоновского рассеяния на горячей плазме релятивистских джетов преобразуется в гамма-излучение. Согласно работам (Punsly, 2001, Blanford and Znajek, 1977), релятивистское увлечение инерциальной системы координат вблизи горизонта событий вращающейся черной дыры, приводящее к эффекту вращающегося пространства-времени (внутри эргосферы черной дыры между горизонтом событий и пределом статичности), создает несбалансированные, возбужденные вращением электромагнитные силы, которые вызывают разделение зарядов. На асимптотической бесконечности магнитное поле однородно, и электрическое поле черной дыры стремится к нулю. Однако вблизи вращающейся черной дыры магнитное поле не является единственным, поскольку здесь, из-за релятивистского увлечения инерциальной системы координат, создается значительное электрическое поле. Так как электромагнитное поле Керра–Ньюмена всегда выстроено вдоль оси вращения черной дыры, вращающаяся заряженная черная дыра не может быть пульсаром. Если такая одиночная черная дыра быстро вращается, она постоянно формирует релятивистский джет вдоль оси вращения, направленно излучающий 80 % энергии в гамма-диапазоне и менее 20 % — в других диапазонах (радио-, оптическом и т. п.). Если угловой момент черной дыры мал или система электрических и магнитных полей вращающейся черной дыры разрушена в результате сильной аккреции, происходит электрические разряд черной дыры за время менее 1 секунды. Согласно (Punsly, 2001), такой электрический разряд может объяснить феномен космических гамма-всплесков.

Применение модели вращающейся черной дыры с внутренним магнитным моментом к маломассивным рентгеновским двойным системам — рентгеновским новым с черными дырами, позволяет объяснить наблюдаемую светимость степенной компоненты рентгеновского излучения черной дыры в спокойном состоянии (Robertson and Leiter, 2002). В этой модели предполагается, что степенная компонента рентгеновского излучения черной дыры в спокойном состоянии обусловлена потерей энергии вращающейся намагниченной черной дыры при взаимодействии магнитного диполя черной дыры (ось которого совпадает с осью вращения черной дыры) с внутренним краем аккреционного диска. В работе (Fender and Kuulkers, 2001) показано, что имеется хорошая корреляция между максимальной светимостью в рентгеновском диапазоне и соответствующей спектральной плотностью радиопотока для рентгеновских новых с черными дырами. В то же время, для рентгеновских новых с нейтронными звездами такая корреляция лишь слабо выражена. Авторы (Fender and Kuulkers, 2001) приходят к выводу, что эти данные указывают на формирование релятивистских джетов во время рентгеновской вспышки. Светимость этого джета — функция темпа аккреции на релятивистский объект, но связь его с наблюдаемой рентгеновской светимостью в максимуме вспышки зависит от природы аккрецирующего релятивистского объекта (нейтронная звезда, черная дыра).

Наблюдательные данные о вращении черных дыр в рентгеновских двойных системах, основанные, в частности, на анализе светимости квазичернотельной компоненты рентгеновского излучения аккреционных дисков вокруг черных дыр, приведены, например, в работах (Zhang et al., 1997, Greiner et al., 2001, McClintock, 2008). Аккреционные диски около черных дыр, вращающихся в том же направлении, что и аккреционный диск, проникают значительно глубже к черной дыре, чем в случае шварцшильдовской черной дыры (так как радиус последней устойчивой орбиты для вращающейся черной дыры меньше, чем для невращающейся). Поэтому светимость и температура тепловой компоненты рентгеновского излучения у вращающихся аккрецирующих черных дыр должны быть повышены. Это, в частности, наблюдается у двух транзиентных рентгеновских двойных систем с черными дырами — микроквазаров GRS 1915+105 и GRO J1655-40, которые, по всей вероятности, содержат быстровращающиеся черные дыры (Zhang et al., 1997, Greiner et al., 2001). В то же время, согласно работе (Zhang et al., 1997), большинство черных дыр в рентгеновских новых являются сравнительно слабо вращающимися.

В обзоре (McClintock, 2008) описаны четыре метода исследования вращения черных дыр. Из них наилучшим и хорошо апробированным признается метод, основанный на подгонке теоретического непрерывного рентгеновского спектра к наблюдаемому. Этот метод требует хорошего знания массы черной дыры m_x, а также знания наклонения плоскости аккреционного диска к картинной плоскости i и расстояния до системы d. Другой метод изучения вращения черной дыры основан на анализе высокочастотных QPO в рентгеновском излучении аккрецирующего объекта. Это модельно зависимый метод, но он требует знания лишь одного параметра — массы m_x черной дыры. Третий метод базируется на исследовании профиля эмиссионной рентгеновской линии FeK в спектре аккрецирующей черной дыры. Этот метод не требует знания даже массы черной дыры, но в данном случае желательно знать наклонение i. Кроме того, этот метод модельно зависим. Наконец, четвертый метод изучения вращения черной дыры основан на анализе зависимости угла плоскости поляризации рентгеновских фотонов от их энергии (Lightman and Shapiro, 1975). Из-за сильного гравитационного захвата рентгеновских квантов при изменении их энергии от 1 до 30 кэВ плоскость линейной поляризации излучения плавно поворачивается на угол 40° и 70° для Шварцшильдовской и Керровской черной дыры соответственно (для массы черной дыры $m_x = 9M_\odot$). Этот метод будет реализован в будущих рентгеновских космических экспериментах. Исследования угловых моментов вращения — одна из важнейших задач физики черных дыр. Данные о вращении 9 черных дыр в рентгеновских двойных системах приведены в табл. 90.

Как уже отмечалось (см. выше), согласно работе (Narayan and McClintock, 2012), мощность радиоджетов от аккрецирующих звездных черных дыр пропорциональна квадрату безразмерного параметра вращения черной дыры, что согласуется с теорией (Blanford and Znajek, 1977).

Информация о вращении черных дыр и о свойствах пространства-времени вблизи горизонта событий может быть получена из анализа высокочастотных QPO в рентгеновском излучении аккрецирующих черных дыр (см., например, Сюняев, 1972, McClintock, 1998). Обзор будущих космических миссий, предназначенных для решения этой важной задачи, см., например, в работе (Barret, 2001). Обзор методов определения вращения черных дыр из наблюдений приведен в работе (McClintock, 2008).

9. Распределение масс релятивистских объектов, звезд WR и их CO-ядер в двойных системах

К настоящему времени измерены массы более 20 звезд WR в двойных WR+O-системах (см. табл. 87, а также работу Черепащука, 2001 и ссылки в ней). Массы звезд WR лежат в широких пределах — от $\sim 5M_\odot$ до ~ 60–$80M_\odot$. Распределение масс звезд WR непрерывно (см. рис. 378). В то же время, сейчас известны массы свыше 80 релятивистских объектов в двойных системах: ~ 60 нейтронных звезд и 26 черных дыр. Поскольку звезды WR лишены водородных оболочек и находятся на поздней стадии эволюции, они являются непосредственными предшественниками релятивистских объектов. Представляет интерес сравнение распределения масс релятивистских объектов с массами звезд WR и их углеродно-кислородных ядер в конце эволюции (Черепащук, 2001а, 2002).

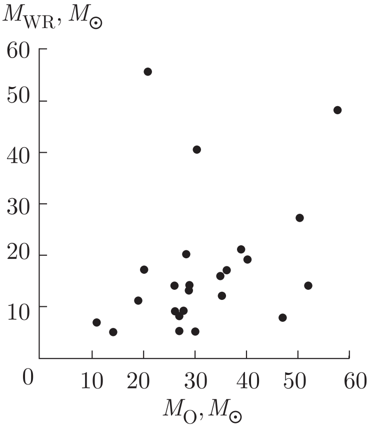
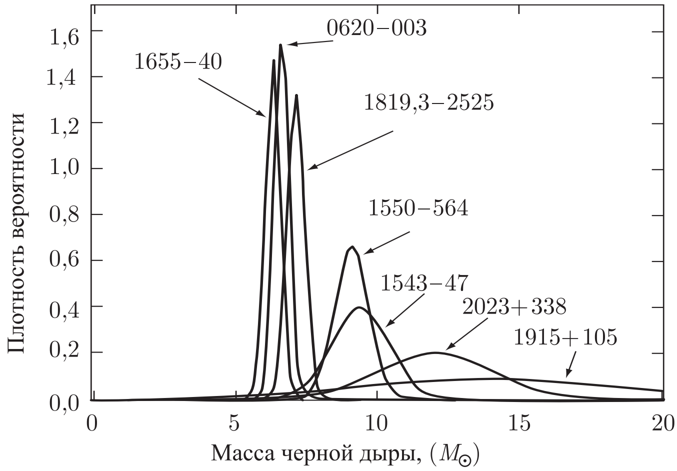


Рис. 378. Зависимость масс звезд WR в двойных WR+O-системах от масс O-спутников

Как уже отмечалось выше, при таком сравнении надо принимать во внимание тот факт, что известные массы звезд WR получены из анализа спектральных, фотометрических и поляриметрических наблюдений двойных WR+O-систем, которые являются предшественниками массивных рентгеновских систем с O–B-спутниками (van den Heuvel and Heize, 1972, Тутуков и Юнгельсон, 1973, Черепащук, 1975). Между тем, значительная часть надежных определений масс известных черных дыр выполнена не в массивных системах (Cyg X-1, LMC X-3, Cyg X-3, LMC X-1, SS 433, M 33 X-7, IC 10 X-1, LS 5039, NGC 300 X-1), а в маломассивных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых, у которых спутники — сравнительно маломассивные звезды M-A (см. табл. 90). Пока что тесные двойные системы типа WR+(M-A) — предшественники маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами и черными дырами, не обнаружены, и поиск таких ТДС представляет собой важную, хотя и очень трудную задачу наблюдательной астрофизики (Черепащук, 1998, Черепащук, 2001а, Рустамов и Черепащук, 2011, 2012). WR+O-системы образовались из массивных O+O-систем, в большинстве случаев пройдя стадию полуразделенной ТДС с обменом масс через внутреннюю точку Лагранжа L_1, а системы WR+(A-M) должны были образоваться из O+(A-M)-систем через стадию с общей оболочкой. Тем не менее, как отмечалось выше, есть основания считать, что характеристики звезд WR в двойных WR+O- и WR+(M-A)-системах при прочих равных условиях не должны существенно различаться, поскольку даже параметры одиночных звезд WR и звезд WR в двойных WR+O-системах при прочих равных условиях практически неразличимы. Это говорит о том, что характеристики звезд WR слабо зависят от механизма потери водородной оболочки массивной звезды (звездный ветер, обмен масс в ТДС) и определяются в основном внутренней структурой этой звезды.

а) Релятивистские объекты. Как видно из рис. 376, 377, 379–381, распределение масс релятивистских объектов в двойных системах бимодально (Bailyn et al., 1998, Черепащук, 1998). Массы 60 нейтронных звезд лежат в узких пределах: $m_{\rm НЗ} = (1–2)M_\odot$, среднее значение массы нейтронной звезды $\langle m_{\rm НЗ}\rangle = (1{,}45 \pm 0{,}10)M_\odot$. В работе (Barziv et al., 2001) на основе новых наблюдений подтверждено сравнительно высокое значение массы нейтронной звезды — рентгеновского пульсара в массивной рентгеновской двойной системе Vela X-1: $m_x = (1{,}86 \pm 0{,}16)M_\odot$ (см. также работу Абубекерова и др., 2004а). Однако даже это, сравнительно высокое значение массы нейтронной звезды, не выходит за пределы $2M_\odot$. В работе Абубекерова и Черепащука (2005) обсуждается возможность существования массивных нейтронных звезд, их доля от общего числа нейтронных звезд и возможные каналы образования.

По результатам теоретических расчетов, ожидаемые массы нейтронных звезд, образовавшихся при коллапсе ядер массивных звезд, могут лежать в диапазоне



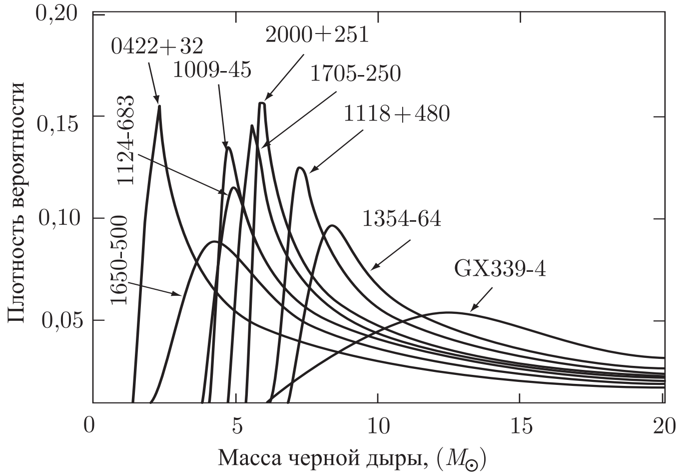


Рис. 379. Распределения плотности вероятности для масс черных дыр, полученное из анализа значений масс черных дыр $m_{x,i}$ (вверху) и значений функций масс $f_v^i(m)$ (внизу). (Из работы Özel et al., 2010)

1–1,8$M_\odot$ (см., например, Woosley et al., 2000, Timmes et al., 1996, Fryer and Kalogera, 2001). Существование нейтронных звезд с массами выше $\sim 1{,}8M_\odot$ не противоречит современным астрофизическим представлениям. Существует целый ряд жестких уравнений состояния нейтронной материи, в которых масса Оппенгеймера–Волкова превышает 1,8$M_\odot$ (см., например, Haensal, 2003). Особое внимание следует обратить на появившийся в последнее время цикл работ по так называемым скирмионным звездам. В 1999 г. Оуед и Батлер (Ouyed and Butler, 1999) рассмотрели уравнение состояния на основе модели Скирма (Skyrme, 1962). Характерной особенностью моделей нейтронных звезд на основе уравнения состояния Скирма является большая предельная масса: 2,95$M_\odot$ для невращающейся конфигурации и 3,45$M_\odot$ для вращающейся (Ouyed, 2002, 2004). Одной из особенностей скирмионных нейтронных звезд является сравнительно большое значение радиуса (до 23 км).

Расчеты эволюции масс нейтронных звезд в тесных двойных системах, выполненные с помощью «Машины сценариев» (Lipunov et al., 1996) показали, что

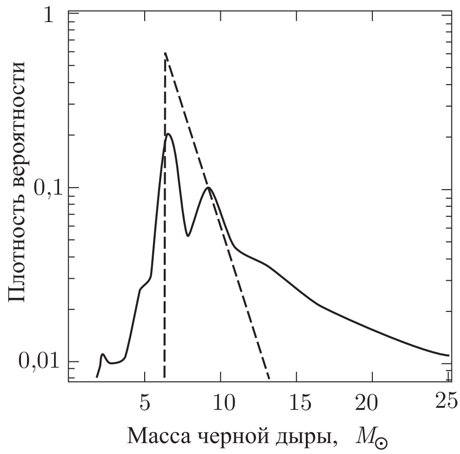


Рис. 380. Сплошная линия показывает распределение суммарной плотности вероятности для значений масс 16 черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных системах. Ввиду наличия протяженных крыльев, простирающихся в сторону больших значений масс у индивидуальных распределений плотности вероятности, форма функции распределения плотности вероятности для всех черных дыр в области больших значений масс m_x ненадежна. Штриховая линия отображает оптимальное параметризованное распределение плотности вероятности для всех 16 черных дыр, полученное в предположении об экспоненциальном законе с обрывом в области малых масс. (Из работы Özel et al., 2010)

реализуются каналы эволюции ТДС с обменом масс, в ходе которых нейтронная звезда за счет аккреции способна увеличить свою массу более, чем на $\sim 1M_\odot$ (Богомазов и др., 2005б, Popov and Prokhorov, 2005).

К настоящему времени получены оценки масс около 60 нейтронных звезд. Из них прецизионной точностью обладают лишь оценки масс ряда радиопульсаров в паре с нейтронными звездами (см. рис. 377), в том числе радиопульсара в двойной системе PSR 1913+16 и двух радиопульсаров в системе J0737-3039AB. Массы радиопульсаров в таких системах, определенные по релятивистским эффектам, составляют 1,25–1,44$M_\odot$ и в среднем равны $\sim 1{,}4M_\odot$. Массы рентгеновских пульсаров и радиопульсаров в паре с белыми карликами определяются со значительно меньшей точностью, и именно в этих случаях заподозрено существование нейтронных звезд с массами более 1,8$M_\odot$. Известен ряд таких двойных систем, в которых центральное значение массы нейтронных звезд превосходит 1,8$M_\odot$: рентгеновский пульсар в массивной двойной рентгеновской системе Vela X-1, непульсирующий компактный рентгеновский источник в массивной рентгеновской двойной системе 4U 1700-37 (с жестким рентгеновским спектром, характерным для рентгеновских пульсаров) и радиопульсары в двойных системах с белым карликом J0348+0432 ($m_p = (2{,}01 \pm 0{,}04)M_\odot$, $P_{\rm spin} = 39{,}123$ мс), J1614-2230 ($m_p = (1{,}97 \pm 0{,}04)M_\odot$, $P_{\rm spin} = 7{,}95$ мс), B1516+02B ($m_p = (2{,}08 \pm 0{,}19)M_\odot$, $P_{\rm spin} = 3{,}15$ мс), J1748-2021J ($m_p = 1{,}88^{+0{,}02}_{-0{,}08}$, $P_{\rm spin} = 80{,}34$ мс), J1748-2446I ($m_p = 1{,}91^{+0{,}02}_{-0{,}01}$, $P_{\rm spin} = 9{,}57$ мс). Как уже отмечалось, очень большая масса пульсара в системе J1748-2021B ($m_p = (2{,}74 \pm \pm 0{,}2)M_\odot$, $P_{\rm spin} = 16{,}7$ мс) пока ненадежна ввиду неопределенности в значении наклонения орбиты системы. По существующим оценкам масса нейтронной звезды в системе Vela X-1 близка к 2$M_\odot$ (см. выше). Из результатов нашего анализа кривых лучевых скоростей оптических звезд в системах Vela X-1 и 4U 1700-37, выполненного на основе модели Роша с применением статистического критерия χ^2 для

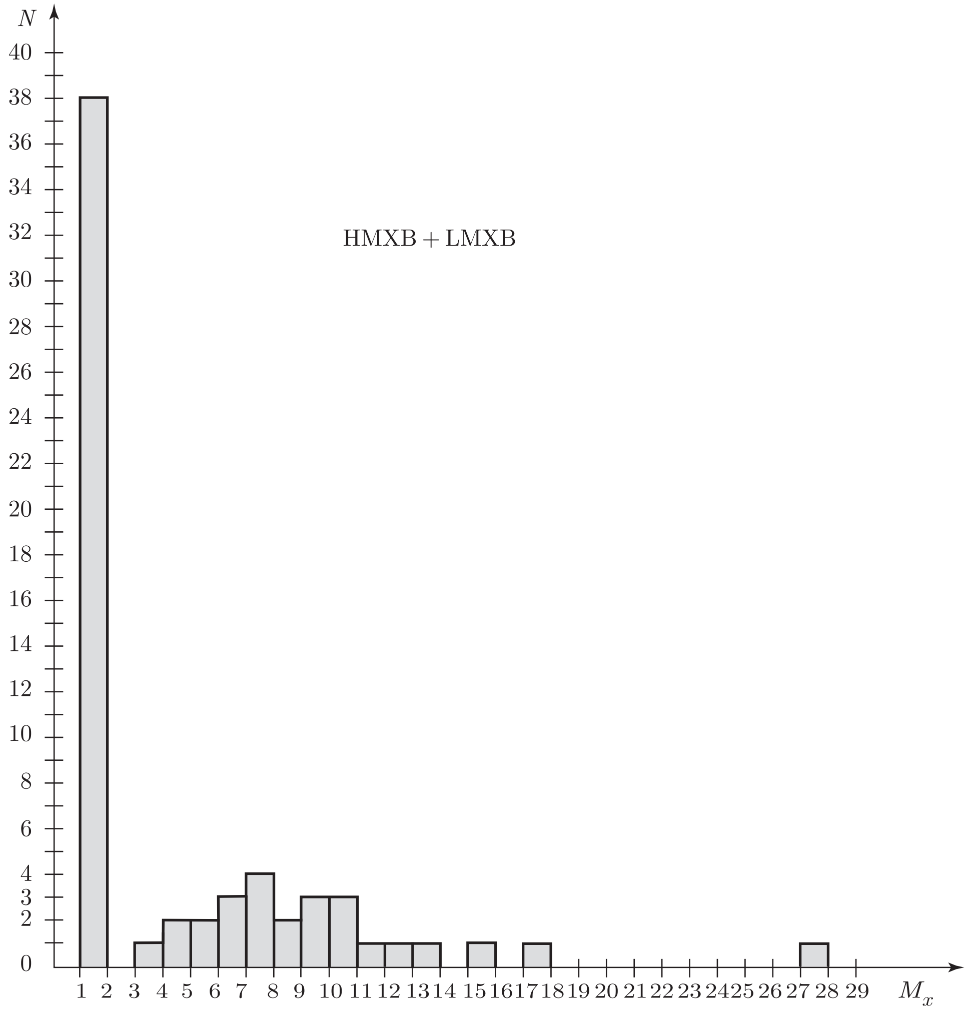


Рис. 381. Гистограмма распределения масс нейтронных звезд и черных дыр в двойных системах. По оси абсцисс отложена масса релятивистского объекта в массах Солнца, по оси ординат число релятивистских объектов в заданном интервале масс ($1M_\odot$) (из обзора Черепащука, 2011)

проверки адекватности модели, следует, что масса рентгеновского пульсара в системе Vela X-1 составляет $m_x \simeq 1{,}93M_\odot$, при этом модель отвергается на уровне значимости 5%, а масса непульсирующего рентгеновского источника в системе 4U 1700-37 равна либо $m_x = 2{,}25^{+0{,}23}_{-0{,}24}\,M_\odot$ (для массы оптической звезды $m_v = 55M_\odot$), либо $m_x = 1{,}35^{+0{,}18}_{-0{,}18}\,M_\odot$ (для $m_v = 27M_\odot$), где ошибки соответствуют 95% доверительному интервалу (см. ч. I монографии, а также работы: Абубекеров и др., 2004a, Абубекеров, 2004). Таким образом, анализ этих двух систем не исключает того, что массы нейтронных звезд в них $m_x < 2M_\odot$.

Таким образом, можно заключить, что массы нейтронных звезд в двойных системах лежат в диапазоне $m_x = (1\text{–}2)M_\odot$. Это согласуется с выводами статистических исследований, выполненных в работе (Kiziltan et al., 2011).

Как уже отмечалось, масса нейтронной звезды в ТДС может измениться за счет аккреции вещества спутника. С целью оценки величины массы аккрецируемого вещества ΔM в работах (Богомазов и др., 2005б, Popov and Prokhorov, 2005) выполнен популяционный синтез на «Машине сценариев» (Lipunov et al., 1996).

В работе (Богомазов и др., 2005б) проведен популяционный синтез 19,5 млн двойных систем. Начальные массы компонент варьировались в диапазоне от $5M_{\odot}$ до $120M_{\odot}$. Распределение начальных отношений масс компонент ТДС полагалось равновероятным. Начальное значение большой полуоси системы могло принимать любое значение из диапазона $(10–10^6)R_{\odot}$. Начальная масса нейтронной звезды разыгрывалась в диапазоне $(1{,}25–1{,}44)M_{\odot}$. Синтез выполнен для разных времен диссипации магнитного поля радиопульсара t_d: 10^7, $5 \cdot 10^7$ и 10^8 лет. Полагалось, что скорость анизотропного толчка нейтронной звезды подчиняется максвелло-подобному распределению с характерной величиной $v_0 = 180$ км/с. Предел Оппенгеймера–Волкова принят равным $2{,}5M_{\odot}$.

Популяционный синтез 19,5 млн. двойных систем привел к образованию $\sim 7 \cdot 10^4$ систем радиопульсара в паре с нейтронной звездой (PSR+NS) и $\sim 16 \cdot 10^4$ систем радиопульсара в паре с белым карликом (PSR+WD). Синтез выполнен как с учетом гипераккреции, так и без ее учета. В случае учета гипераккреции, ввиду того, что в этом случае аккреционная энергия выделяется в виде нейтрино и не существует эддингтоновского предела, максимальная масса образовавшейся нейтронной звезды составляла $\sim 1{,}75M_{\odot}$. Канал образования радиопульсаров был достаточно узок. Радиопульсары образовывались в процессе эволюции двойных систем с начальными массами $M_1 = (15–22)M_{\odot}$, $M_2 = (15–22)M_{\odot}$ при начальной большой полуоси $a = (10–10^3)R_{\odot}$. Радиопульсары набирали массу на двух стадиях: супераккреции (темп аккреции ограничен эддингтоновским пределом), когда $\Delta M = (0{,}1–0{,}2)M_{\odot}$ и гипераккреции (эддингтоновский предел не существует), когда $\Delta M = (0{,}2–0{,}3)M_{\odot}$. При этом аккумуляция вещества происходит достаточно быстро, так что характерные времена меньше характерного времени диссипации магнитного поля t_d. Без учета гипераккреции максимальное значение массы радиопульсаров в системах PSR+NS составило $\sim 1{,}6M_{\odot}$, что меньше, чем с учетом гипераккреции ($\sim 1{,}75M_{\odot}$).

Значения масс радиопульсаров в системах PSR+WD, получившихся в ходе популяционного синтеза, достигали $\sim 2{,}5M_{\odot}$. Каналы образования массивных радиопульсаров зависели от времени диссипации магнитного поля t_d. Однако вне зависимости от величины t_d в каждом из сценариев возникали радиопульсары с массами $\sim 2{,}5M_{\odot}$. Данные радиопульсары являлись продуктом эволюции двойной системы с массами компонент $M_1 \geqslant 10M_{\odot}$, $M_2 = (1{,}5–3{,}0)M_{\odot}$ и величиной большой полуоси $a = (6–7) \cdot 10^2 R_{\odot}$. Радиопульсары в этом канале эволюции набирают массу исключительно на стадии аккреции. Вещество на них перетекает с маломассивной звезды-донора через внутреннюю точку Лагранжа L_1. Поскольку маломассивный спутник заполняет свою полость Роша и истекает в ядерной шкале времени эволюции ($T \sim 10^8–10^9$ лет), то магнитное поле радиопульсара успевает затухнуть и не препятствует выпадению вещества пропеллерным механизмом.

Популяционный синтез в работе (Богомазов и др., 2005б) выполнен с учетом набора массы ΔM на стадии гипераккреции и без учета набора массы радиопульсаром на стадии гипераккреции. В случае учета набора массы на стадии гипераккреции число радиопульсаров с $m_{\rm PSR} > 1{,}8M_{\odot}$ составило $\sim 12\%$ от общего числа радиопульсаров в системах PSR+WD при $t_d = 10^7$ лет, $\sim 30\%$ при $t_d = 5 \cdot 10^7$ лет и $\sim 30\%$ при времени диссипации магнитного поля $t_d = 10^8$ лет. В случае неучета набора массы радиопульсаром на стадии гипераккреции число радиопульсаров с $m_{\rm PSR} > 1{,}8M_{\odot}$ составило $\sim 4\%$ от общего числа радиопульсаров в системах PSR+WD при $t_d = 10^7$ лет, $\sim 3\%$ при $t_d = 5 \cdot 10^7$ лет и $\sim 3\%$

при $t_d = 10^8$ лет. Следует отметить, что в случае искусственного увеличения предела Оппенгеймера–Волкова радиопульсар за счет аккреции способен увеличить свою массу до $\sim 5M_{\odot}$ (Богомазов и др., 2005б).

В работе (Popov and Prokhorov, 2005) произведена оценка частоты рождения массивных нейтронных звезд. Она составляет $6{,}7 \cdot 10^{-7}$ лет$^{-1}$, что соответствует $\sim 10^4$ массивных нейтронных звезд на Галактику (при полном числе нейтронных звезд в Галактике $\sim 10^8$). Согласно полученному распределению по типу эволюционного состояния, большинство массивных нейтронных звезд находится в стадии аккретора ($\sim$53 % от общего числа), 39 % массивных нейтронных звезд находится на стадии эжектора и 8 % — на стадии пропеллера и георотатора. Около 25 % аккрецирующих нейтронных звезд находятся в парах с заполняющими свою полость Роша нормальными звездами, а ~ 75 % — в парах с заполняющими полость Роша белыми карликами.

Согласно результатам популяционного синтеза, наиболее ожидаемые наблюдательные проявления у массивных нейтронных звезд те же, что и у обычных: радиопульсары и рентгеновские источники. Массивные нейтронные звезды должны проявляться как миллисекундные радио и рентгеновские пульсары. Вероятность встречи массивного радиопульсара в системах PSR+WD выше по сравнению с двойными системами PSR+NS. Пульсары с массами $m_{\mathrm{PSR}} > 1{,}8M_{\odot}$ должны встречаться лишь в двойных системах PSR+WD. В двойных системах PSR+NS, согласно популяционному синтезу, выполненному в работе (Богомазов и др., 2005б), столь массивные радиопульсары должны отсутствовать (если массивная нейтронная звезда не рождается непосредственно в процессе коллапса ядра предсверхновой). Эти предсказания в целом согласуются с наблюдениями (см. табл. 91–95).

Таков, в основных чертах, современный наблюдательный и теоретический статус массивных нейтронных звезд в Галактике.

Подчеркнем еще раз что пока наблюдения свидетельствуют о том, что массы нейтронных звезд лежат в пределах $(1–2)M_{\odot}$. Измеренные значения масс 26 черных дыр лежат в пределах $\sim 3{,}7$–$28M_{\odot}$. Среднее значение массы черной дыры в двойных системах составляет $\sim 9{,}37M_{\odot}$. В интервале масс $m_x = (2–4)M_{\odot}$ в двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр. См., однако, данные по системе Cyg X-3 (см. выше), где масса черной дыры может составлять $\sim 2{,}4M_{\odot}$. Ряд исследователей (см., например, Charles, 2001, Orosz, 2003) отмечают, что распределение масс релятивистских объектов может быть сильно искажено эффектами наблюдательной селекции и представлено недостаточным числом определений масс релятивистских объектов, что делает вывод об их бимодальном распределении ненадежным и статистически незначимым. Однако к настоящему времени число определений масс нейтронных звезд и черных дыр составляет 87, и вывод о бимодальном распределении масс релятивистских объектов пока не опровергается наблюдениями. Поэтому есть основания для обсуждения этой проблемы. Рассмотрим различные возможные причины наблюдательной селекции (Черепащук, 2001а, 2003). Один из важных эффектов наблюдательной селекции при статистическом исследовании классических ТДС проявляется в наблюдаемом распределении этих систем по отношению масс и по массам менее массивной компоненты: линии в спектре компоненты меньшей массы бывает трудно обнаружить на фоне спектра более массивной звезды, что приводит к предпочтению значения $q = 1$. Однако этот эффект несущественен для ТДС с релятивистскими объектами, поскольку последние детектируются в основном не по оптическим наблюдениям, а в радио и рентгеновском диапазонах, в которых светимость оптических спутников пренебрежимо мала.

Прежде всего, обсудим возможность распада двойной системы при взрыве сверхновой и образовании релятивистского объекта (Черепащук, 2001а). Чем меньше масса релятивистского объекта, тем, при прочих равных условиях, больше масса сброшенной оболочки звезды при ее взрыве как сверхновой. Большая часть черных дыр обнаружена в рентгеновских новых с маломассивными оптическими звездами. При образовании маломассивного релятивистского объекта масса оболочки предсверхновой, сброшенная в результате взрыва, может превосходить половину суммарной массы двойной системы и, соответственно, приводить к распаду системы. В этом случае провал в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне $m_x = (2–4)M_\odot$ может быть связан с тем, что тесных двойных систем в таком диапазоне масс m_x не существует из-за их распада, однако реальное распределение m_x по массам непрерывно, в том числе и в диапазоне $m_x = (2–4)M_\odot$ (напомним, что все значения m_x в табл. 90 определены по движению оптических звезд в ТДС). Но тогда, поскольку с уменьшением массы релятивистского объекта при прочих равных условиях, увеличивается вероятность распада двойной системы, наименьшее число двойных должно быть среди систем с наименее массивными релятивистскими объектами, т. е. с нейтронными звездами, что не согласуется с наблюдениями; имеется большое число маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами, причем, даже среди рентгеновских новых доля двойных систем с нейтронными звездами составляет $\sim 30\,\%$. Уменьшению вероятности распада двойной системы при взрыве сверхновой и формировании нейтронной звезды может способствовать «толчек» (kick), который нейтронная звезда получает при несимметричном коллапсе ядра предсверхновой. Если скорость толчка сравнительно невелика (менее 100 км/с) и она направлена в сторону, противоположную орбитальному движению нейтронной звезды, то, несмотря на сброс более половины суммарной массы, двойная система может оставаться гравитационно связанной. Однако эффективность такого специфического механизма удержания ТДС от распада сравнительно невелика. Известно, что среди ~ 2000 открытых к настоящему времени радиопульсаров лишь ~ 200 входят в двойные системы, причем можно предполагать, что значительная часть из них сохранились как гравитационно связанные системы в результате действия механизма «толчка». 200 двойных систем из 2000 известных радиопульсаров — это всего лишь $\sim 10\,\%$, что много меньше $\sim 50\,\%$ — доли двойных среди классических ТДС. Поэтому механизм «толчка» не должен сильно повлиять на статистику рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами. Таким образом, эффект наблюдательной селекции, связанный с распадом двойной системы, является, по-видимому, несущественным.

Другой эффект наблюдательной селекции при исследовании распределения масс релятивистских объектов отмечен в работе (Charles, 2001): для малых значений m_x из-за прогрева вещества аккреционного диска рентгеновским излучением центрального аккрецирующего объекта феномен транзиентного рентгеновского источника не наблюдается, и соответствующая маломассивная рентгеновская двойная система постоянно находится в высоком состоянии. Это не позволяет увидеть в ее оптическом спектре линии поглощения оптической звезды и измерить соответствующую функцию масс звезды. Поэтому может оказаться, что реальное распределение m_x непрерывно, но в интервале $m_x = (2–4)M_\odot$ все маломассивные рентгеновские двойные системы находятся в высоком состоянии и имеют оптически яркие аккреционные диски, не позволяющие измерить функцию масс оптической звезды. Но в этом случае наиболее вероятно ожидать такой эффект от аккрецирующих нейтронных звезд, которые имеют наименьшую массу, твердые поверхности, и потому могут при аккреции эффективно прогревать аккреционный диск. Между тем, как уже отмечалось, доля маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами среди рентгеновских новых (которые имеют как высокое, так и низкое состояние) весьма значительна, $\sim 30\,\%$, и у некоторых таких рентгеновских новых (например, у системы V 822 Cen) измерена функция масс оптической звезды (для V 822 Cen $f_v(m) = (0{,}20 \pm 0{,}05)M_\odot$). Таким образом наблюдения показывают, что рентгеновский прогрев аккреционного диска даже аккрецирующей нейтронной звездой не всегда в состоянии полностью стабилизировать диск и устранить феномен рентгеновской новой. Поэтому эффект наблюдательной селекции, предложенный в работе (Charles, 2001), также, по-видимому, является несущественным.

Еще один возможный эффект наблюдательной селекции рассмотрен в работе (Wijers, 1996) в связи с проблемой существования маломассивных ($m_x \leqslant 2M_\odot$) черных дыр. Если коллапсирующее железное ядро массивной звезды несколько меньше по массе, чем максимально возможная масса нейтронной звезды, то отскок коллапсирующей оболочки предсверхновой и формирующаяся ударная волна ведут к взрыву сверхновой и образованию нейтронной звезды. Как только вещество вновь образовавшейся нейтронной звезды слегка уменьшает давление ввиду охлаждения нейтронной звезды и диффузии нейтрино, она становится по массе превосходящей верхний предел массы холодной нейтронной звезды и коллапсирует в черную дыру (Bisnovatyi-Kogan, 1987, Brown and Bethe, 1994). Обратное падение части вещества сброшенной оболочки на нейтронную звезду стимулирует ее коллапс и формирование сравнительно маломассивной черной дыры. В этой связи отметим, что Brandt et al. (1995) объяснили высокую пекулярную скорость центра масс рентгеновской новой GRO J1655-40 (-114 км/с) как следствие двухстадийного коллапса ядра массивной звезды. Браун и Бете (Brown and Bethe, 1994) предсказали, что звезды с начальными массами (18–30)$M_\odot$ должны формировать маломассивные черные дыры с массами $m_x \leqslant 2M_\odot$. При этом они предполагали «мягкое» уравнение состояния вещества нейтронной звезды, при котором ее максимально возможная масса составляет $\sim 1{,}5M_\odot$. В этом случае предсказывается $\sim 5 \cdot 10^8$ маломассивных черных дыр в Галактике. Почему же маломассивные черные дыры не открыты в рентгеновских двойных системах?

Как отметили Brown et al. (1996), из-за очень сильного темпа потери массы в виде ветра обнажившегося в процессе обмена масс гелиевого ядра (звезды WR) первоначально массивной звезды в ТДС, формирование маломассивной черной дыры в двойной системе менее вероятно, чем в случае массивной одиночной звезды с мощной водородной оболочкой. Звезда WR, сформировавшаяся в результате обмена масс в тесной двойной системе, теряет большую часть своей массы в виде интенсивного звездного ветра до того, как в ее ядре сформируется железное ядро, и конечная масса железного ядра получается значительно уменьшенной по сравнению с одиночной звездой той же начальной массы. Поэтому в тесных двойных системах, согласно Вайерсу (Wijers, 1996), должны образовываться в основном нейтронные звезды с массами $m_x \leqslant 1{,}5M_\odot$, а черные дыры с $1{,}5 \leqslant m_x \leqslant 2M_\odot$ не образуются.

Однако, принимая во внимание новые результаты относительно клочковатой структуры ветров звезд WR (Черепащук, 1990), мы должны принять, что темп потери массы звездами WR, по крайней мере, в 2–4 раза меньше (Cherepashchuk et al., 1984, Антохин и др., 1988, Cherepashchuk, 1991, Nugis et al., 1998). Поэтому эффект потери массы в виде звездного ветра для звезд WR не столь существенен (Cherepashchuk, 2000b), как это считалось ранее. Маломассивные черные дыры, если они существуют, должны формироваться с почти одинаковой вероятностью как в одиночных звездах, так и в тесных двойных системах. Отмеченный в работе (Wijers, 1996) эффект наблюдательной селекции, связанный с интенсивной потерей массы в виде звездного ветра звезд WR в двойных системах, является, по-видимому, несущественным. Но тогда возникает вопрос: почему мы не наблюдаем маломассивные черные дыры в рентгеновских двойных системах? В работе (Wijers, 1996) предложены две рентгеновские двойные системы, которые могли бы содержать маломассивные черные дыры ($m_x \leqslant 2M_\odot$): 4U 1700-37 (массивная рентгеновская двойная система, содержащая непульсирующий компактный рентгеновский источник с массой $\sim 1{,}5$–$1{,}8 M_{\odot}$, см. Абубекеров, 2004) и GRO J0422+32 (маломассивная рентгеновская двойная с транзиентным рентгеновским источником — черной дырой с предположительно малой массой $m_x \leqslant 2{,}5 M_{\odot}$). Недавно новая оценка наклонения орбиты i для системы GRO J0422+32 по инфракрасной «эллипсоидальной» кривой блеска привела к большой массе черной дыры в этой системе: $m_x > 9 M_{\odot}$ (Beekman et al., 1997). Новая оценка m_x для этой системы, сделанная на основе анализа J-, H-, K-кривых блеска (Gelino and Harrison, 2003) привела к значению $i = 45^{\circ} \pm 2^{\circ}$ и массе компактного объекта $m_x = (3{,}97 \pm 0{,}95) M_{\odot}$. Поэтому черная дыра в системе GRO J0422+32 не может считаться весьма маломассивной. С другой стороны, рентгеновский спектр и спектральное поведение компактного объекта в системе 4U 1700-37 несущественно отличаются от соответствующих характеристик типичных рентгеновских пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах (Reynolds et al., 1999, Kaper and Cherepashchuk, 2001). Поэтому нет оснований считать непульсирующий рентгеновский источник в системе 4U 1700-37 маломассивной черной дырой. Все эти факты свидетельствуют о том, что, по-видимому, маломассивные черные дыры либо не существуют, либо их число относительно мало, и провал в распределении масс релятивистских объектов в интервале $m_x = (2$–$4) M_{\odot}$, по-видимому, реален.

Еще один эффект наблюдательной селекции связан с тем, что может оказаться, что из-за аккреции вещества спутника — нормальной звезды в тесной двойной системе релятивистские объекты дополнительно наращивают существенную массу. Это приведет к тому, что распределение масс нейтронных звезд и черных дыр в двойных системах будет систематически отличаться от распределения масс одиночных релятивистских объектов. Как отмечено в работах (Tagieva et al., 2000, Cherepashchuk, 2000b), наблюдения показывают, что аккреция вещества в двойных системах не может привести к значительным изменениям масс релятивистских объектов. Хорошо известно, что периоды вращения миллисекундных пульсаров в ТДС непрерывно укорачиваются из-за аккумуляции углового момента аккрецируемого вещества (см., например, Shore et al., 1994). Аккреция вещества приводит к увеличению массы миллисекундных пульсаров, но незначительному (на $\sim 0{,}2 M_{\odot}$) по сравнению с массой в момент их рождения (Alpar et al., 1982). Это подтверждается наблюдениями (см. выше): массы миллисекундных пульсаров в среднем на $\sim 0{,}15 M_{\odot}$ больше масс обычных пульсаров в двойных системах. Среди известных черных дыр в двойных системах большинство оптических спутников — звезды, близкие к главной последовательности спектральных классов M-A. Эти звезды успели потерять в процессе обмена масс лишь незначительную часть своих масс, поэтому наблюдаемые массы черных дыр в таких системах близки к их массам в момент образования. Имеются несколько рентгеновских новых со спутниками—субгигантами и гигантами («обнаженными гигантами»), например, V 404 Cyg (K0IV), XN Sco 1994 (F5IV), SAX J1819,3-2525=V 4641 Sgr (B9III), GRS 1915+105 (KIII)). Можно было бы предполагать, что массы черных дыр в этих системах существенно возросли в процессе продолжительной ($T \sim 10^8$–10^9 лет) аккреции вещества оптических спутников. Однако, если учесть, что из-за наличия стимулированного звездного ветра, возникающего при облучении рентгеновскими квантами от аккрецирующего объекта во время рентгеновской вспышки, более 90 % вещества оптического спутника покидает двойную систему и лишь не более ~ 10 % передается аккрецирующей черной дыре (Iben et al., 1995a,в, Tavani, 1991), то и в этих случаях приходится признать, что прирост массы черной дыры в процессе аккреции является незначительным.

В массивных рентгеновских двойных системах (типа Cyg X-1) временная шкала обмена масс очень коротка ($\sim 10^4$–10^5 лет), поэтому увеличение массы черной дыры в процессе аккреции для этих систем также незначительно.

Таким образом, можно заключить, что нельзя объяснить большие значения масс черных дыр в тесных двойных системах ($m_x \gtrsim 4M_\odot$) наращиванием массы в процессе аккреции при обмене масс. Массы черных дыр, по-видимому, являются большими в моменты их рождения. Поэтому провал в распределении масс релятивистских объектов (см. рис. 379–381) в области $m_x = (2–4)M_\odot$ нельзя объяснить эффектами, связанными с обменом масс и аккрецией (но не гипераккрецией) в тесных двойных системах. Напомним, что под гипераккрецией (Shevalier, 1993) понимается режим аккреции с большим темпом и с очень высокой температурой внутренних частей аккреционного диска, когда основная часть гравитационного энерговыделения осуществляется не в виде фотонов, а в виде нейтрино. В этом случае, поскольку нейтрино практически не взаимодействуют с веществом диска, не существует эддингтоновского предела, и аккреция вещества на релятивистский объект может происходить в сколь угодно быстром темпе (подробнее об этом, см. в работе Lipunov et al., 1996). Механизм гипераккреции обычно рассматривается для стадии эволюции ТДС с релятивистским объектом в режиме с общей оболочкой. В этом случае гипераккреция может привести к значительному наращиванию массы релятивистского объекта, например, привести нейтронную звезду к коллапсу в черную дыру. В случае рентгеновских новых с черными дырами, рассматриваемых нами, аккреция вещества на релятивистский объект идет в режиме полуразделенной ТДС, и гипераккреция не реализуется. В этом случае для маломассивных рентгеновских двойных систем реализуется режим обмена масс с темпом $10^{-9}–10^{-10}M_\odot$/год, обусловленный потерей системой углового момента за счет излучения гравитационных волн и истечения магнитного звездного ветра. За время своей ядерной эволюции $\sim 10^8–10^9$ лет маломассивный спутник при таком темпе потери массы потеряет не более $\sim 1M_\odot$, что составляет менее 10 % от массы черной дыры. В случае массивных рентгеновских двойных систем даже при эддингтоновском темпе аккреции $\sim 10^{-7}M_\odot$/год, ввиду скоротечности стадии рентгеновской двойной системы ($\sim 10^4–10^5$ лет) прирост массы черной дыры за счет аккреции также незначителен, менее 1 %.

В работе (Богомазов и др., 2005а) на основе «Машины сценариев» рассчитано распределение масс черных дыр в ТДС с учетом обмена масс и аккреции. Показано, что теоретически возможно образование маломассивных $(2–4)M_\odot$ черных дыр в основном за счет аккреционно-вынужденного коллапса нейтронных звезд.

Таким образом, трудно придумать механизм наблюдательной селекции, который бы так немонотонно зависел от массы релятивистского объекта m_x и обеспечивал наблюдаемый провал в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне $m_x = (2–4)M_\odot$.

Следует отметить, что ввиду относительно небольшого числа надежно определенных значений масс черных дыр применение обычного метода гистограмм для анализа распределения масс m_x представляется не вполне обоснованным, и в данном случае необходим статистический, вероятностный подход.

В работах (Bailyn et al., 1998, Ozel et al., 2010) развит строгий статистический подход к проблеме анализа распределения масс черных дыр в рентгеновских двойных системах. Авторы подчеркивают, что наиболее надежная величина, непосредственно определяемая из наблюдений — это функция масс оптической звезды $f_v(m)$. Значение массы m_x черной дыры выводится из $f_v(m)$ при заданных q, i, которые (особенно наклонение орбиты i) определяются существенно менее надежно. Поэтому, в случае ненадежно оцененных величин i, представляется разумным анализировать не распределение значений m_x, а распределение значений функций масс $f_v(m)$. В недавней работе (Ozel et al., 2010) такой анализ проведен для 16 черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных системах. В тех случаях, когда оценки параметров q, i

уверенные (таких систем оказалось шесть: A0620-00, 4U 1543-47, XTE J1550-564, GRO J1655-40, 1819,3-2525 (V 4641 Sgr), GS 2023+338), авторы (Ozel et al., 2010) анализируют распределение масс m_x.

Предполагается, что распределение плотности вероятности для данного значения $m_{x,j}$ описывается гауссовым законом:

$$P_j = C_j \exp\left(-\frac{[m - m_{x,j}]^2}{2\sigma_j^2}\right),$$

где j — номер черной дыры, m — текущее значение массы, $m_{x,j}$ — среднее наблюдаемое значение массы, σ_j — его среднеквадратичная ошибка. Константа C_j определяется из условия нормировки полной вероятности на единицу.

В случае ненадежных оценок i (системы GRO J0422+32, GRS 1009-45, XTE J1118+480, 1124-683 (Nova Mus 91), GS 1354-64, XTE J1650-500, 1659-487 (GX 339-4), 1705-250 (Nova Oph 77), GS 2000+251, GRS 1915+105, XTE J1859+226) считается, что по закону Гаусса распределена плотность вероятности для данного значения $f_v^j(m)$. При этом для отношения масс предполагается однородное распределение; соответствующая плотность вероятности:

$$P\,(q)\,dq = \frac{dq}{q_{\max} - q_{\min}},$$

где $q_{\max}$ и $q_{\min}$ — границы, в которых лежит оцененное значение q. Для величины $\cos i$ также предполагается однородное распределение:

$$P\,(\cos i|q)\,d\,(\cos i) = \frac{d\,(\cos i)}{1 - (\cos i)_{\min}}, \quad (\cos i)_{\min} \leqslant \cos i \leqslant 1,$$

где $(\cos i)_{\min}$ определено условием отсутствия затмения рентгеновского источника оптической звездой:

$$(\cos i)_{\min} = 0{,}462\left(\frac{q}{1+q}\right)^{1/3};$$

здесь справа стоит приближенное выражение для среднего радиуса полости Роша оптической звезды. Окончательное выражение для распределения плотности вероятности для функции масс следующее:

$$P_j = C_j \int\limits_{q_{\min}}^{q_{\max}} dq \int\limits_{(\cos\, i)_{\min}}^{1} \frac{d\,(\cos\, i)}{1 - (\cos\, i)_{\min}} \exp\left(-\frac{\left[f_v^j\,(m) - m\sin^3 i/\,(1+q)^2\right]^2}{2\sigma_j^2}\right),$$

где j — номер черной дыры, $f_v^j(m)$ — наблюдаемое среднее значение функции масс, σ_j — его среднеквадратичная ошибка, m — текущее значение массы черной дыры.

В случае системы GRS 1915+105, где уверенно измерены функция масс и наклонение орбиты (из анализа наблюдений релятивистских джетов), предполагается, что распределение плотности вероятности для значения i гауссовское.

Поскольку масса m_x входит в выражение для P_j через функцию масс, а не непосредственно, соответствующее распределение плотности вероятности для массы черной дыры $m_{x,j}$ сильно отличается от гауссовского: функция P_j резко несимметрична и имеет крутой обрыв вблизи значения m, близкого к соответствующей функции масс $f_v^j(m)$ (ввиду того, что функция масс оптической звезды — это абсолютный нижний предел для массы черной дыры).

На рис. 379 приведены распределения плотности вероятности для масс всех 16 исследованных черных дыр (Ozel et al., 2010). На верхней части рисунка показаны гауссовские распределения P_j для масс семи черных дыр, которые определены наиболее надежно. Видно, что даже с учетом реального распределения плотности вероятности для каждого значения $m_{x,j}$ все значения масс черных дыр заведомо превышают 5 M_{Sun}. В нижней части рис. 379 (Ozel et al., 2010) приведены распределения плотности вероятности для масс девяти черных дыр, найденные из анализа распределений плотности вероятности для функций масс $f_v^j(m)$. Видно, что за исключением одной системы (0422+32), все распределения P_j несущественно выходят за нижнюю границу массы $5M_{\mathrm{Sun}}$. Это позволяет судить о наличии провала в распределении масс черных дыр в диапазоне $(2–5)M_{\mathrm{Sun}}$ (Ozel et al., 2010).

Функция распределения плотности вероятности P_j для отдельной черной дыры определяет шанс измерить конкретное значение массы m, если масса данной черной дыры равна $m_{x,j}$. Нас же, прежде всего, интересует распределение плотности вероятности для масс всего ансамбля черных дыр. Зная функции P_j для каждой черной дыры, можно найти функцию распределения плотности вероятности для масс всего ансамбля черных дыр. Кроме того, если разумно параметризовать искомое распределение масс черных дыр, можно, применяя байесовский аппарат, найти оптимальные оценки параметров этого распределения.

Авторы (Ozel et al., 2010) выбрали для параметризации искомого закона распределения масс черных дыр функцию, экспоненциально спадающую в сторону больших масс с обрывом в районе $2M_{\mathrm{Sun}}$. Используя теорему Байеса, методом максимума правдоподобия авторы (Ozel et al., 2010) нашли оптимальные параметры этого распределения. Результаты приведены на рис. 380. Здесь сплошная линия описывает распределение плотности вероятности для масс всего ансамбля черных дыр, а пунктирная линия характеризует описанное выше оптимальное параметрическое представление этого распределения. Авторы делают вывод о том, что наблюдаемые значения масс черных дыр в маломассивных рентгеновских двойных системах хорошо аппроксимируются узким диапазоном $(7{,}8 \pm 1{,}2)M_{\mathrm{Sun}}$, а само распределение масс черных дыр в данном случае имеет провал в диапазоне $(2–5)M_{\mathrm{Sun}}$. Авторы также показали, что эффект наблюдательной селекции, связанный с уменьшенной максимальной рентгеновской светимостью во время вспышки для маломассивных черных дыр (что уменьшает вероятность открытия соответствующих рентгеновских новых), не является настолько существенным, чтобы обеспечить наблюдаемый провал в распределении масс черных дыр в диапазоне $(2–5)M_{\mathrm{Sun}}$.

Если этот провал в распределении масс релятивистских объектов подтвердится дальнейшими наблюдениями, будут веские основания считать, что либо по каким-то глубоким причинам в двойных системах (а также, по-видимому, и в случае одиночных звезд) не рождаются очень массивные ($m_x > 2M_\odot$) нейтронные звезды и маломассивные ($m_x < 4M_\odot$) черные дыры, либо, например, происходит усиленное квантовое испарение черных дыр малой массы в рамках моделей многомерной гравитации (Постнов и Черепащук, 2003).

В работе (Kreidberg et al.,2012) проанализирована возможная роль систематических ошибок в определении масс черных дыр в рентгеновских двойных системах, вызванных частности, неполным учетом вклада аккреционного диска в оптическую светимость рентгеновской двойной. Это может приводить к занижению наклонения орбиты и, соответственно, к некоторому завышению массы черной дыры (см. также работу (Farr et al., 2011)). Выполненный с учетом этих эффектов статистический анализ распределения масс черных дыр для 16 маломассивных рентгеновских двойных систем привел авторов (Kreidberg et al., 2012) к выводу о том, что провал в распределении масс черных дыр в диапазоне $(2–5)M_\odot$ исчезает, однако сохраняются главные особенности в распределении масс черных дыр: значительный недостаток масс черных дыр в диапазоне $m_x < 5M_\odot$ и максимум в распределении масс черных дыр вблизи значения $8M_\odot$. Кроме того, авторы отмечают спад числа черных дыр в диапазоне $m_x \sim 10M_\odot$ в маломассивных рентгеновских двойных системах. Таким образом, вывод о том, что число звездных черных дыр не возрастает с уменьшением их массы, является весьма надежным.

В этой связи представляет интерес сравнение распределения масс релятивистских объектов m_x с распределением масс звезд WR и их CO-ядер в конце эволюции $M_{\rm CO}^f$, которые в тесных двойных системах, являются производителями нейтронных звезд и черных дыр.

б) Звезды WR и их CO-ядра в конце эволюции. По современным представлениям, классические звезды WR I типа населения Галактики являются обнаженными невырожденными гелиевыми ядрами первоначально массивных звезд, потерявших основную часть своих водородных оболочек либо вследствие обмена масс в ТДС (Paczynski, 1973), либо в результате интенсивной потери массы в виде радиального звездного ветра (Conti, 1976, Bisnovatyi-Kogan and Nadyozhin, 1972). Звезды WR как массивные, горячие, невырожденные, в основном гелиевые звезды, находящиеся на поздней стадии эволюции, должны взрываться как сверхновые типа Ib или Ic и формировать в результате коллапса своих CO-ядер релятивистские объекты.

Производителями релятивистских объектов могут быть не только звезды WR, но и другие звезды, например, красные и голубые сверхгиганты нормального поверхностного химического состава. Однако, поскольку мы изучаем массы релятивистских объектов в тесных двойных системах, сравнение масс нейтронных звезд и черных дыр с массами звезд WR и их CO-ядер является корректным, так как в тесной двойной системе массивная звезда всегда быстро теряет массу вследствие обмена масс и истощает свою водородную оболочку, превращаясь в звезду WR. В большинстве эволюционных сценариев для ТДС, содержащих массивную звезду, последняя, в конце концов порождает звезду WR, которая, взрываясь как сверхновая, образует нейтронную звезду или черную дыру (см., например, Тутуков и Юнгельсон, 1973, van den Heuvel, 1976, Iben et al., 1995a,b). Лишь в случае радиопульсаров в двойных системах с круговыми орбитами и маломассивными белыми карликами в качестве спутников рассматривается возможность образования нейтронной звезды, минуя стадию звезды WR, в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела вследствие аккреции вещества спутника — маломассивной невырожденной звезды (Shore et al., 1994).

Таким образом, современные данные позволяют заключить, что все нейтронные звезды и черные дыры в рентгеновских двойных системах (массивных и маломассивных) и значительная часть радиопульсаров в двойных системах образуются в результате коллапса CO-ядер звезд WR (Богомазов и др., 2005б). Новые наблюдательные данные (усиленное обилие тяжелых элементов, образующихся при α-захватах, найденное по спектрам оптических звезд в рентгеновских двойных системах GRO J1655-40, SAX J1819,3-2525, большая пекулярная скорость у систем GRO J1655-40 и XTE J1118+480, а также большая высота над галактической плоскостью для системы XTE J1118+480) свидетельствуют о том, что по крайней мере для некоторых звезд WR в двойных системах коллапс CO-ядер сопровождается взрывом сверхновой (по-видимому, типа Ib или Ic).

При сравнении масс релятивистских объектов с массами звезд WR и их CO-ядер необходимо учесть радиальную потерю массы этими звездами в виде звездного ветра (темп потери массы $\dot M \sim 10^{-5} M_\odot$/год и зависит от массы $M_{\rm WR}$ звезды WR). Впервые учет потери массы в виде звездного ветра для звезд WR в зависимости от массы звезды WR был выполнен Лангером (Langer, 1989). Он вывел формулу, связывающую величины $\dot M_{\rm WR}$ и $M_{\rm WR}$:

$$\dot M_{\rm WR} = -\,(0{,}6\text{–}1{,}0)\cdot 10^{-7}\left(\frac{M_{\rm WR}}{M_\odot}\right)^{2{,}5},$$

где коэффициент 0,6 соответствует звездам WNE (звезды WR азотной последовательности ранних подклассов), а коэффициент 1,0 — звездам WC и WO (звездам WR углеродной и кислородной последовательности). Использование этой формулы приводит к так называемому эффекту сходимости: практически независимо от начальной массы звезды WR масса звезды WR в конце эволюции и ее углеродно-кислородного ядра не превышает нескольких масс Солнца (~ 2–$4M_\odot$). Но тогда как понять существование черных дыр с массами в 10–$15M_\odot$? Ведь это надежный наблюдательный факт (см. табл. 90). В работе (Черепащук, 2001a) с учетом эффекта клочковатости ветра звезд WR (Черепащук, 1990), который позволяет уменьшить величины $\dot{M}_{\rm WR}$ в несколько раз, вычислены конечные массы звезд WR и их CO-ядер. При этом использовалась эмпирическая зависимость

$$\dot{M}_{\rm WR} = kM_{\rm WR}^{\alpha}, \tag{897}$$

полученная из анализа поляризационных наблюдений примерно десятка двойных звезд WR+O (работы группы Моффата: Moffat, 1995). В этой формуле эмпирически найдено, что $\alpha = 1$–2, причем значение $\alpha = 1$ более предпочтительно (Moffat, 1995).

Клочковатость ветра звезд WR выявлена в работах (Cherepashchuk et al., 1984, Moffat et al., 1988). Как отмечено в работах (Черепащук, 1990, Cherepashchuk, 1991), ввиду того, что интенсивность теплового радио и инфракрасного излучения ветров звезд WR квадратично зависит от плотности, величины темпов потери массы звездами WR $\dot{M}_{\rm WR}$, полученные из анализа радио и инфракрасных наблюдений звезд WR (а это основной источник данных о $\dot{M}_{\rm WR}$), завышены в несколько раз. Учет клочковатости ветров звезд WR позволяет уменьшить $\dot{M}_{\rm WR}$ в несколько раз и тем самым избежать известного эффекта сходимости при расчете конечных масс звезд WR и их CO-ядер. С учетом изложенного, для учета потери массы звездой WR будем использовать эмпирическую зависимость $\dot{M}_{\rm WR} = kM_{\rm WR}^{\alpha}$, где $\alpha = 1$–2, а коэффициент k может быть определен из условия, что для $M_{\rm WR} \simeq 10M_\odot$ величина $\dot{M}_{\rm WR} = 7\cdot 10^{-6}M_\odot$/год (эта величина получена по данным, не зависящим от клочковатости ветра: по увеличению орбитального периода системы V 444 Cyg и по результатам измерения орбитальной переменности линейной поляризации ряда двойных WR+O-систем). Поскольку точное значение α неизвестно, мы ограничимся рассмотрением двух крайних случаев, соответствующих $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$.

Таким образом, используя принятую калибровку для коэффициента k, имеем следующие выражения для темпа потери массы звездой WR:

$$\frac{dM_{\rm WR}}{dt} = -7\cdot 10^{-7}\,\frac{M_{\rm WR}}{M_\odot} \quad (M_\odot/\text{год}), \quad \alpha = 1, \tag{898}$$

$$\frac{dM_{\rm WR}}{dt} = -7\cdot 10^{-8}\left(\frac{M_{\rm WR}}{M_\odot}\right)^2 \quad (M_\odot/\text{год}), \quad \alpha = 2. \tag{899}$$

Дифференциальные уравнения (898) и (899) легко решаются. В итоге имеем следующие формулы, определяющие массу звезды WR как функцию времени ее эволюции t:

$$M_{\rm WR}(t) = M_{\rm WR}^{i}\exp\left(-7\cdot 10^{-7}t\right), \quad \alpha = 1, \tag{900}$$

$$M_{\rm WR}(t) = \frac{M_{\rm WR}^{i}}{1 + 7\cdot 10^{-8}M_{\rm WR}^{i}t}, \quad \alpha = 2, \tag{901}$$

где t — время, выраженное в годах, $M_{\rm WR}(t)$, $M_{\rm WR}^{i}$ — масса звезды WR в массах Солнца ($M_{\rm WR}^{i}$ — начальная масса).

С использованием формул (900), (901) можно, пользуясь методикой эволюционных расчетов моделей звезд WR на малых интервалах времени Δt, развитой в работе (Langer, 1989), вычислить конечные массы звезд WR $M^f_{\rm WR}$ и массы их углеродно-кислородных ядер $M^f_{\rm CO}$ в конце эволюции.

Для нашей частной задачи сравнения масс звезд WR в конце эволюции с массами релятивистских объектов мы используем упрощенный метод расчета. Воспользуемся известной аппроксимационной формулой для массы CO-ядра звезды WR (Paczynski, 1971, Юнгельсон и Масевич, 1982):

$$\frac{M_{\rm CO}}{M_\odot} \approx 0{,}45\left(\frac{M_{\rm He}}{M_\odot}\right)^{1{,}2}, \tag{902}$$

а также теоретической зависимостью «масса–светимость» для звезд WR: $L_{\rm WR} \sim \sim M^{1{,}73}_{\rm WR}$ (Schaerer and Maeder, 1992). Тогда время ядерной эволюции T звезды WR может быть оценено как

$$T \sim \frac{M_{\rm CO}}{L_{\rm WR}} \sim M^{-0{,}53}_{\rm WR} \sim \frac{1}{\sqrt{M_{\rm WR}}}. \tag{903}$$

С учетом того, что время жизни гелиевой звезды составляет (см., например, van den Heuvel and Habets, 1984) $T = 3\cdot 10^5$ лет для $M_{\rm He} = 25M_\odot$ и $T = 4{,}5\cdot 10^5$ лет для $M_{\rm He} = 15M_\odot$, имеем следующую сценку для времени ядерной эволюции звезды WR данной массы:

$$T \approx \frac{1{,}74\cdot 10^6}{\sqrt{M_{\rm WR}/M_\odot}\ \text{лет}}. \tag{904}$$

Формулы (900), (901), (904) позволяют приближенно рассчитать массу звезды WR в конце ее эволюции, а с помощью формулы (902) можно оценить массу соответствующего CO-ядра, которая, по-видимому, определяет массу предшественника релятивистского объекта (см., например, Brown et al., 1996, Woosley et al., 1993, Wellstein and Langer, 1999). Как отмечено в работе (Langer, 1989), из-за уменьшения массы звезды WR, вызванной звездным ветром, характерное время ее ядерной эволюции T возрастает по сравнению со случаем постоянной массы. Поэтому, при расчетах по формулам (900), (901), (904) необходимо применять метод итерации: для заданной начальной массы $M^i_{\rm WR}$ находим по формуле (904) соответствующее время ядерной эволюции T_1 и с ним по формулам (900), (901) определяем первое приближение для массы $M^f_{\rm WR}\,(T_1)$. Величину $M^f_{\rm WR}\,(T_1)$ подставляем в формулу (904) и находим уточненное время ядерной эволюции T_2 во втором приближении, затем, используя величины $M^i_{\rm WR}$ и T_2, по формулам (900), (901) определяем второе приближение для массы $M^f_{\rm WR}\,(T_2)$ и т. д. Как показали расчеты, этот итерационный процесс быстро сходится, и после третьей-четвертой итерации удается получить окончательное значение массы звезды WR в конце ее эволюции $M^f_{\rm WR}$, а затем, по формуле (902) — конечную массу ее CO-ядра $M^f_{\rm CO}$. Вычисленное таким образом время ядерной эволюции с учетом потери массы возрастает; для $M^i_{\rm WR} = 10M_\odot$ относительное возрастание времени $\Delta T/T$ составляет 27 % для $\alpha = 1$ и 22 % для $\alpha = 2$. Добавка к полному уменьшению массы звезды WR, обусловленная возрастанием ее времени ядерной эволюции на величину ΔT, составляет для $M_{\rm WR} = 10M_\odot \sim 10\,\%$ для $\alpha = 1$ и $\sim 6\,\%$ для $\alpha = 2$.

Результаты расчетов конечных масс CO-ядер звезд WR с известными массами суммированы на рис. 382, где приведены распределения масс релятивистских объектов и конечных масс CO-ядер звезд WR (для случаев $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$). Отметим, что при расчетах мы вынуждены подставлять в формулы (900), (901), (904) вместо начальных масс звезд WR $M^i_{\rm WR}$ массы наблюдаемых звезд WR, которые уже исчерпали часть своего времени ядерной эволюции T. Поэтому в нашем случае предполагается,

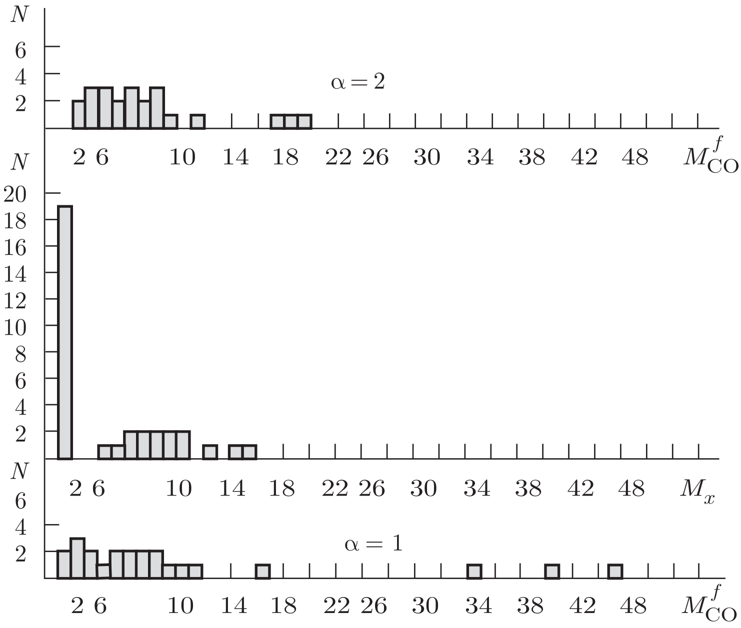


Рис. 382. Гистограмма распределения конечных масс углеродно-кислородных ядер M_{CO}^f для 23 звезд WR с известными массами (нижний график соответствует случаю $\alpha = 1$ в уравнении $\dot{M}_{WR} = kM_{WR}^{\alpha}$, верхний — случаю $\alpha = 2$). В середине рисунка показана гистограмма распределения масс M_x для 34 релятивистских объектов в двойных системах (массы M_{CO}^f и M_x выражены в солнечных единицах). Высокий пик в диапазоне 1–$2M_\odot$ соответствует нейтронным звездам. Распределение M_{CO}^f непрерывно в диапазоне 2–$10M_\odot$, а распределение M_x бимодально с провалом в области значений масс $M_x = 2$–$4M_\odot$. (Из обзора Черепащука, 2003)

что все исследованные звезды WR с известными из наблюдений массами близки к своему начальному эволюционному состоянию.

Из рис. 382 видно, что после уменьшения темпа потери массы звездами WR в несколько раз (обусловленного клочковатостью звездного ветра звезд WR), эффект сходимости не наблюдается: конечные массы CO-ядер M_{CO}^f распределены в широком диапазоне: от 1–$2M_\odot$ до 20–$44M_\odot$. Распределение масс CO-ядер M_{CO}^f непрерывно по крайней мере в интервале значений $M_{CO}^f = 1$–$12M_\odot$, где статистика достаточно представительна. Средняя масса CO-ядра $\left\langle M_{CO}^f \right\rangle = 10{,}3M_\odot$ для $\alpha = 1$ и $\left\langle M_{CO}^f \right\rangle = 7{,}4M_\odot$ для $\alpha = 2$, что близко к средней массе черной дыры. Важно отметить, что интервал масс $M_{CO}^f\,(1-2)\,M_\odot$–$(20$–$40)\,M_\odot$ охватывает интервал масс нейтронных звезд и черных дыр: 1–$28M_\odot$.

Таким образом, есть основания предполагать, что наблюдаемое распределение масс релятивистских объектов бимодально с провалом в интервале масс $m_x = (2$–$4)M_\odot$, а распределение масс их производителей CO-ядер звезд WR в конце эволюции, M_{CO}^f, — непрерывно.

Стоит упомянуть также и о некоторых особенностях в распределении максимальных светимостей вспышек сверхновых типа Ib/c. Именно такие сверхновые сопутствуют коллапсу CO-ядер звезд WR. По-видимому, известные сверхновые типа Ib/c распределены по светимостям в максимуме вспышки также бимодально (Richardson et al., 2002). Все известные сверхновые типа Ib/c (несколько десятков) подразделяются на два класса: слабые и яркие Ib/c-сверхновые.. Различие светимостей в максимуме вспышки для этих двух типов сверхновых Ib/c составляет около порядка величины.

Все эти факты делают весьма привлекательной гипотезу о том, что не только масса предшественника определяет природу сформировавшегося в процессе коллапса релятивистского объекта (нейтронная звезда, черная дыра), но и другие параметры предшественника: магнитное поле, вращение, статистический исход коллапса и т. п. (см., например, Ergma and van den Heuvel, 1998, Тутуков и Черепащук, 1985, Imshennik, 1995, Бисноватый-Коган, 1970).

Эффекты вращения для «ядер» некоторых звезд WR были измерены по деполяризации излучения в эмиссионных линиях (см., например, Harries et al., 1998). Доля быстро вращающихся звезд WR составляет $\sim (15–29)\,\%$.

Дальнейшие наблюдательные и теоретические исследования сравнительно плоского и, возможно, бимодального распределения масс релятивистских объектов представляют большой интерес. Например, в работе Постнова и Прохорова (2001) сделан качественный вывод о том, что провал в распределении масс нейтронных звезд и черных дыр может быть объяснен, если предположить мягкое уравнение состояния вещества нейтронной звезды и действие магнито-ротационного механизма (типа описанного в работе Бисноватого-Когана, 1970), который при определенных условиях препятствует обратному падению части вещества сброшенной оболочки сверхновой на сформировавшуюся в процессе коллапса быстро вращающуюся сильно намагниченную нейтронную звезду. Другая возможность получения провала в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне $(2\text{-}4) M_{\odot}$ связана с постулированием ступенчатой функции для зависимости энергии взрыва сверхновой от массы предшественника (Fryer and Kalogera, 2001): $E_{\rm exp} = 2{,}5 \cdot 10^{51}$ эрг для $M_{\rm prog} < 23 M_{\odot}$ и $E_{\rm exp} = 0$ для $M_{\rm prog} > 23 M_{\odot}$. Процессы формирования черных дыр при коллапсе ядер массивных звезд описаны, например, в работе (Balberg et al., 2000). В работе (Belczynski et al., 2012) наблюдательный факт дефицита маломассивных черных дыр в двойных системах используется для накладывания ограничений на механизм взрыва сверхновых и формирование черных дыр в процессе коллапса ядра массивной звезды.

В работе Постнова и Черепащука (2003) наблюдаемые массы звездных черных дыр проанализированы с точки зрения возможностей проверки различных теорий гравитации. Распределение динамически определенных масс черных дыр в рентгеновских двойных системах (табл. 90, рис. 381) в диапазоне $m_x = (3–15) M_{\odot}$ имеет плоский вид с обрывом вблизи $m \simeq 4 M_{\odot}$. С другой стороны, распределение масс черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах можно также найти из наблюдений ультраярких ($L_x > 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с) рентгеновских источников в других галактиках (Grimm et al., 2003). В предположении, что эти источники представляют собой массивные рентгеновские двойные системы на эддингтоновской светимости, наблюдаемый наклон функции рентгеновских светимостей в диапазоне $2 \cdot 10^{39}–2 \cdot 10^{40}$ эрг/с приводит к выводу о степенном характере распределения масс соответствующих аккрецирующих черных дыр:

$$\frac{dN}{dM} \sim M^{-2{,}2},$$

т. е., в распределении звездных черных дыр черные дыры сравнительно малых масс ($M_x \sim (4–5) M_{\odot}$) должны преобладать по численности. Это не согласуется с отсутствием концентрации масс черных дыр у нижнего предела массы $4 M_{\odot}$ (см. рис. 381), которое следует из динамических определений масс черных дыр в рентгеновских двойных системах.

Как показано в работе (Постнов и Черепащук, 2003), характер распределения масс черных дыр в обоих случаях можно согласовать в рамках гипотезы (Tanaka, 2003, Emparan et al., 2003) об усиленном испарении черных дыр на бране в модели RS2 (Randall and Sundrum, 1999) за счет большого числа (вообще говоря, ненаблюдаемых) CFT-мод, которое возникает при экстраполяции AdS/CFT-соответствия к черным дырам на бране. Эта модель также объясняет наблюдаемое отсутствие черных дыр с массой менее $4M_\odot$ в маломассивных и долгоживущих рентгеновских двойных системах с низким темпом аккреции; предполагается, что наблюдаемое отсутствие черных дыр с массами менее $4M_\odot$ связано с их быстрым испарением в рамках RS-модели. Усиленное испарение черных дыр за время, меньшее космологического, которое может иметь место в многомерных моделях гравитации, должно приводить к изменениям орбитальных периодов рентгеновских двойных систем с черными дырами. Поиски таких изменений периодов и соответствующие теоретические исследования уже ведутся (см., например, Johannsen et al., 2009, Johannsen, 2009).

Таким образом, накопление данных о массах нейтронных звезд и черных дыр и увеличение точности определения масс релятивистских объектов дает принципиальную возможность проверки современных многомерных теорий гравитации. Ниже мы рассмотрим эту возможность более подробно (Постнов и Черепащук, 2003, Emparan et al., 2003, Johannsen et al., 2009, Johannsen, 2009).

10. Массы звездных черных дыр и возможности проверки теорий гравитации

Открытие свыше двух десятков черных дыр звездной массы и многих сотен сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик (см., например, обзоры Orosz, 2003, Черепащук, 2003, McClintock, 2008) ставит на повестку дня проблему исследования демографии черных дыр, т. е. связи этих экстремальных объектов с другими объектами Вселенной, а также с глубокими физическими свойствами пространства-времени. Выше обсуждалась бимодальность в распределении масс релятивистских объектов с провалом в интервале масс $(2–4)M_\odot$, из которой следует, что распределение масс звездных черных дыр имеет сравнительно плоский вид в диапазоне $(4–20)M_\odot$, причем маломассивные черные дыры с $m_x < 3M_\odot$ к настоящему времени не обнаружены. В то же время, из эволюционных соображений следует (см., например, Brown and Bethe, 1994, Brown et al., 1996, Богомазов и др., 2005a), что в природе должно существовать много маломассивных черных дыр ($m_x < 3–4M_\odot$), и распределение масс черных дыр должно концентрироваться к малым значениям масс m_x, что не наблюдается. Выше мы рассмотрели бимодальность в распределении масс релятивистских объектов главным образом с точки зрения современных представлений о поздних стадиях эволюции звезд и взрывах коллапсирующих сверхновых типа II и Ib/c, и лишь упомянули об усиленном испарении черных дыр как возможной причине дефицита маломассивных черных дыр. Здесь мы более подробно проанализируем эту возможность, следуя работе (Постнов и Черепащук, 2003), в которой привлекаются представления современных многомерных теорий гравитации, позволяющие по-новому взглянуть на механизм и характерное время квантового испарения черных дыр.

а) О методах определения масс черных дыр в двойных системах. Для дальнейшего анализа важно решить следующий вопрос: является ли наблюдаемое широкое распределение масс черных дыр в интервале $(4–20)M_\odot$ реальным, или же в действительности массы черных дыр распределены по-иному, например, сосредоточены, как и нейтронные звезды в узком интервале, а наблюдаемый разброс масс связан с ошибками в определении масс черных дыр, которые, естественно, значительно превосходят ошибки определения масс нейтронных звезд. Рассмотрим источники ошибок определения масс черных дыр.

Основная информация о массе черной дыры, находящейся в двойной системе в паре с оптической звездой, содержится в функции масс оптической звезды:

$$f_v\left(m\right) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{\left(m_x + m_v\right)^2} = 1{,}038 \cdot 10^{-7} K_v^3 P \left(1 - e^2\right)^{3/2}, \tag{905}$$

которая определяется по ее кривой лучевых скоростей; при этом оптическая звезда рассматривается как материальная точка, двигающаяся по кеплеровскому эллипсу (см. выше). Здесь m_x и m_v — соответственно масса черной дыры и оптической звезды в солнечных единицах, K_v — полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды (в км/с), P — орбитальный период двойной системы (в сутках), e — эксцентриситет орбиты. На самом деле оптическая звезда не является материальной точкой, ее форма искажена приливным взаимодействием с черной дырой, а атмосфера прогревается рентгеновским излучением от внутренних частей аккреционного диска вокруг черной дыры. Учет этих эффектов (Черепащук, 1996) показывает, что они сильнее всего влияют на определение массы черной дыры в случае, когда отношение масс компонент системы $q = m_x/m_v < 1$. В такой ситуации центр масс двойной системы лежит в теле оптической звезды (например, системы Cyg X-1, LMC X-1, SS 433, у которых $q = 0{,}3$–$0{,}7$), и искажение профилей спектральных линий поглощения, по которым измеряется кривая лучевых скоростей, наибольшее. Для $q = 0{,}3$–$0{,}6$ коррекция функции масс $f_v(m)$ за эффекты неточечности оптической звезды не превышает $\sim 10\,\%$ и может быть надежно осуществлена с помощью современных методов синтеза профилей линий и кривых лучевых скоростей для рентгеновских двойных систем (Антохина и Черепащук, 1994, Антохина и др., 2003, 2005).

В случае рентгеновских двойных систем с массивными O-B-спутниками имеется еще один эффект, искажающий профили линий и кривую лучевых скоростей оптической звезды. Это — зависящее от фазы орбитального периода переменное селективное поглощение света оптической звезды ее интенсивным звездным ветром (обычно темп потери массы такими звездами составляет $\sim 10^{-6}$–$10^{-7} M_\odot$/год, а в случае SS 433 достигает $10^{-4} M_\odot$/год). Коэффициент поглощения в центре линии много больше, чем в близлежащем континууме, поэтому центральные части линии поглощения формируются в верхних слоях атмосферы звезды, в зоне основания звездного ветра, где скорости регулярного радиального истечения плазмы уже достигают десятков километров в секунду. Поскольку ускорение силы тяжести у звезды, близкой к заполнению своей полости Роша, меняется по поверхности звезды, скорость и интенсивность ветра вблизи его основания также меняется по поверхности звезды. Это приводит к зависящим от орбитальной фазы дополнительным доплеровским смещениям линии поглощения в спектре оптической звезды и искажению ее кривой лучевых скоростей (Milgrom, 1978, Абубекеров и др., 2004a). Кроме того, в случае рентгеновской двойной системы с эллиптической орбитой у оптической звезды могут возбуждаться нерадиальные пульсации, как это имеет место в системе с нейтронной звездой Vela X-1 (van Kerkwijk et al., 1995). Это также дополнительно искажает кривую лучевых скоростей оптической звезды и приводит к систематическим ошибкам в определении массы релятивистского объекта.

При больших отношениях масс $q > 1$ центр масс двойной системы располагается вне тела оптической звезды, и влияние эффектов неточечности оптической звезды мало. Это особенно важно в связи с тем, что массы 2/3 черных дыр определены в маломассивных транзиентных рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых с большим отношениям масс ($q > 1{,}5$). Поэтому массы основной части списка известных черных дыр слабо отягощены эффектами неточечности оптической компоненты. Из-за слабости звездного ветра маломассивных B–M-звезд — спутников черных дыр в рентгеновских новых — влияние эффекта селективного поглощения света оптической звезды в ее ветре также мало. Орбиты всех рентгеновских новых с маломассивными B–M-спутниками круговые, и оптические звезды в этих системах заполняют свою полость Роша.

Масса невидимого спутника в двойной системе (черной дыры) выводится из выражения для функции масс оптической звезды $f_v(m)$:

$$m_x = f_v\,(m)\left(1+\frac{1}{q}\right)^2 \frac{1}{\sin^3 i}. \tag{906}$$

Ошибка в определении массы черной дыры складывается из случайной и систематической части. Случайные ошибки могут быть уменьшены при повышении точности наблюдений и увеличении их продолжительности. Систематические ошибки связаны с неопределенностью модели рентгеновской двойной системы. Учет систематических ошибок при определении масс черных дыр представляет собой наиболее трудную проблему. Рассмотрим влияние систематических ошибок при определении параметров q, i на оценку массы черной дыры m_x.

Параметр q обычно оценивается по вращательному уширению линии поглощения в спектре оптической звезды. Оптическая звезда в большинстве рентгеновских двойных систем с черными дырами, в частности, в рентгеновских новых, заполняет свою полость Роша, относительные размеры которой зависят от отношения масс q. С другой стороны, вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды при прочих равных условиях тем больше, чем больше абсолютные размеры звезды. Отсюда, в предположении синхронности осевого и орбитального вращения получается уравнение для определения q (см. выше):

$$v_{\rm rot}\sin i \simeq 0{,}462 K_v q^{-1/3}\left(1+\frac{1}{q}\right)^{2/3}. \tag{907}$$

Вращательное уширение линий $v_{\rm rot}\sin i$ меняется с фазой орбитального периода, поскольку звезда имеет разные размеры в направлении линии центров компонент и в перпендикулярном направлении (Черепащук, 1996). Кроме того, рентгеновский прогрев оптической звезды приводит к появлению зависящей от фазы орбитального периода эмиссионной компоненты линий, что искажает стандартный профиль линии поглощения (Антохина и др., 2003, 2005). Это может приводить к ошибкам в определении $v_{\rm rot}\sin i$ из анализа профилей линий поглощения в спектре оптической звезды, достигающим 10–20%. В работах (Антохина и Черепащук, 1997, Shahbaz, 1998) предложен новый метод определения параметров q, i по орбитальной переменности профилей линий поглощения в оптическом спектре рентгеновских двойных систем. Развитие этого метода описано в работе Абубекерова и др. (2004б), в которой из анализа одной высокоточной кривой лучевых скоростей оптической звезды в системе Cyg X-1 удалось дать ограничения на параметры q, i и на массу черной дыры.

Современные методы синтеза профилей линий в спектрах оптических компонент рентгеновских двойных систем (см. выше), позволяют корректно учесть орбитальную спектральную переменность оптической звезды и свести систематическую ошибку определения массы черной дыры к минимуму.

Следует подчеркнуть, что большинство определений масс черных дыр выполнено для рентгеновских новых в спокойном состоянии, у которых $q > 1$. В этих случаях эффект рентгеновского прогрева мал, а влияние ошибки в определении q на величину m_x при $q > 1$ слабо (см. формулу (906)). Поэтому влияние систематических ошибок в определении q по вращательному уширению линий поглощения обычно невелико.

Наиболее сильно влияние систематических ошибок сказывается на определении наклонения орбиты i. Метод определения i по оптической кривой блеска рентгеновской двойной системы, форма которой в основном обусловлена эффектом эллипсоидальности оптической звезды, был предложен в работах (Лютый и др., 1973, 1974) и в настоящее время широко применяется для определения масс черных дыр в двойных системах (см., например, обзор Orosz, 2003 и ссылки в нем). Основным источником систематических ошибок в определении i этим методом служит неопределенность в учете вклада излучения газовых структур (аккреционного диска, газовой струи и области взаимодействия струи и диска) в полную оптическую или инфракрасную светимость системы. Этот вклад можно оценить спектрофотометрическим методом путем сравнения эквивалентных ширин линий поглощения в спектре двойной системы с эквивалентными ширинами линий в спектре уединенной звезды того же спектрального класса и класса светимости. Однако, поскольку в случае рентгеновских новых — двойных систем с маломассивными звездами вклад упомянутых газовых структур может превышать 50 %, а орбитальная переменность излучения от этих структур носит сложный характер, систематические ошибки в определении величины i и, как следствие, массы черной дыры m_x, могут достигать больших значений. Например, масса черной дыры m_x в рентгеновской новой GRO J0422+32, оцененная тремя различными способами (см. выше) меняется от $2{,}5$–$5M_\odot$ до значения $m_x > 9M_\odot$. В квазистационарных рентгеновских двойных системах с массивными горячими звездами (Cyg X-1, LMC X-1, LMC X-3) вклад оптического излучения газовых структур мал ($\lesssim$2 %), однако оптические кривые блеска таких систем отягощены эффектами поглощения света звезды газовыми структурами, что также приводит к систематическим ошибкам в определении наклонения орбиты i. Кроме того, в системах Cyg X-1, LMC X-1, M 33 X-7 оптические звезды близки к заполнению своих полостей Роша, но не полностью их заполняют. Это также вносит дополнительную ошибку в определение i и требует привлечения информации о расстоянии до системы.

В редких случаях, когда в рентгеновской двойной системе наблюдаются рентгеновские затмения (система M 33 X-7) определение наклонения орбиты i можно считать весьма надежным. В системах GRS 1915+105 и SS 433 наклонение орбиты надежно определяется из наблюдений релятивистских джетов (см. выше).

Новый метод определения параметров q, i, основанный на анализе переменности профилей линий поглощения в спектре оптической звезды в рентгеновской двойной системе (Антохина и Черепащук, 1997, Абубекеров и др., 2004a, Shahbaz, 1998), не зависит от вклада излучения газовых структур в полную светимость системы. Поэтому высококачественная спектроскопия рентгеновских двойных систем с высоким спектральным разрешением ($R \simeq 30\,000$–$50\,000$) на крупнейших телескопах нового поколения позволит дать надежные оценки масс черных дыр.

Другая возможность независимого определения наклонения орбиты i рентгеновской двойной системы состоит в использовании информации о точном значении расстояния d до системы, которую можно будет получить с помощью новых астрометрических космических миссий (SIM, GAIA и др.). Знание расстояния d, величины межзвездного поглощения A_v и вклада в светимость системы излучения газовых структур позволяет определить средний радиус оптической звезды R_v. Это (см. выше) дает связь между параметрами q, μ, i (μ — степень заполнения полости Роша оптической звездой):

$$\sin i = \frac{0{,}38\mu}{R_v}\left(\frac{GP^2 f_v(m)}{4\pi^2}\right)^{1/3}\left(\frac{1+q}{q^{1{,}208}}\right). \qquad (908)$$

Поскольку для рентгеновских новых $\mu = 1$, а величина q независимо оценивается по вращательному уширению линий поглощения в спектре оптической звезды, уравнение (908) позволяет независимо определить наклонение орбиты i.

Таким образом, на сегодняшний день наличие возможных источников значительных систематических ошибок при динамическом определении масс черных дыр не позволяет уверенно установить конкретный вид распределения черных дыр по массам. Ниже мы ограничимся рассмотрением двух крайних случаев возможного истинного распределения масс черных дыр в ТДС — в виде острого пика типа дельта-функции вблизи некоторого выделенного значения (~ 9–$10M_\odot$) и в виде равномерного распределения в широком диапазоне $(4$–$15)M_\odot$.

б) О наблюдаемом распределении масс черных дыр. Проведенный анализ приводит к заключению, что современные астрономические данные позволяют обсуждать наблюдаемое распределение масс черных дыр звездной массы (см. рис. 379–382). Видимое распределение этих масс лежит в диапазоне от ~ 4 до ~ 20–$28M_\odot$ без значительной концентрации к определенному значению массы. Упомянутые выше систематические ошибки при определении массы релятивистского объекта в ТДС (особенно неоднозначность в оценке угла наклонения орбиты) могут заметно искажать истинное распределение. Поэтому рассмотрим два крайних случая:

(1) узкое распределение массы вблизи некоторого значения M_0 (для определенности, положим $M_0 = 10M_\odot$),

(2) равномерное распределение в диапазоне $M_{\min}$–$M_{\max}$, где $M_{\min} = 3$–$4M_\odot$, $M_{\max} = 15$–$20M_\odot$.

Рассмотрим случай (1): распределение масс вблизи некоторого значения M_0, $dN/dM \sim \delta(M - M_0)$. В случае реализации этот вариант потребовал бы фундаментального обоснования. Кроме того, наблюдаемый вид функции рентгеновской светимости массивных ТДС в других галактиках прямо противоречит этому предположению.

Случай (1): плоское (или почти плоское) распределение масс $dN/dM \sim M^{-\beta}$, где $\beta \approx 0$, $M_{\min} < M < M_{\max}$. Этот случай представляется более вероятным, так как массы коллапсирующих предсверхновых распределены в некотором интервале, а доля массы звезды, попадающая в черную дыру при коллапсе, может существенно определяться физическими условиями коллапса (например, вращением, магнитным полем, различными неустойчивостями при коллапсе и т. п.). Ниже мы будем считать, что реализуется именно этот случай.

в) Начальное распределение масс черных дыр: прямые расчеты. Распределение масс черных дыр является их фундаментальной характеристикой. Современные теоретические представления о процессе коллапса звездных ядер крайне неполны и не дают однозначных предсказаний о массе образующегося компактного остатка. Например, в расчетах коллапсирующих сверхновых II типа (Timmes et al., 1996) получается бимодальное начальное распределение масс компактных остатков — пик на $M_{\rm NS} = 1{,}28M_\odot$ для нейтронных звезд и пик на $M_{\rm BH} = 1{,}78M_\odot$ для черных дыр. Последний факт находится в явном противоречии с наблюдаемым отсутствием кандидатов в черные дыры с массой менее 3–$4M_\odot$. Напротив, авторы (Fryer and Kalogera, 2001), используя ряд предположений о массе формирующейся черной дыры, теоретически получают широкое непрерывное распределение масс черных дыр до 10–$15M_\odot$ без видимого дефицита объектов с массами в интервале $1{,}5$–$3M_\odot$. Эти теоретические распределения плохо согласуются с наблюдениями. Объяснение расхождения, возможно, следует искать в эффектах наблюдательной селекции. Например, авторы работы (Fryer and Kalogera, 2001) полагают, что если черная дыра при формировании приобретает дополнительную скорость (kick), то наименее массивные черные дыры в ТДС попросту имеют меньше шансов остаться гравитационно связанными со спутником после сброса массивной оболочки сверхновой. Этот аргумент представляется сомнительным (см. выше), поскольку при формировании нейтронной звезды в ТДС эффект должен быть еще сильнее (Черепащук, 2001а), что явно не соответствует наблюдаемой картине.

Возможное физическое объяснение наблюдаемому отсутствию масс компактных объектов в диапазоне от $1{,}5M_\odot$ до $3M_\odot$ предлагалось в работе (Постнов и Прохоров, 2001), в которой привлекался магнитовращательный механизм взрыва сверхновых (Бисноватый-Коган, 1970) и достаточно мягкое уравнение состояния вещества нейтронных звезд с предельной массой $M_{\max} \approx 1{,}6M_\odot$.

Однако несомненно, что все подобные расчеты модельно зависимы, и кроме того, адекватно не учитывают эффекты вращения, магнитного поля, возможной аккреции вещества из сбрасываемой оболочки и т. п. По-видимому, задача нахождения начального распределения масс черных дыр будет решаться с привлечением феноменологических данных о выводимой из наблюдений массе ядер и других физических характеристик предсверхновых (Черепащук, 2001а).

Тем не менее, представляется уместным проанализировать возможные гипотезы о начальном распределении масс черных дыр уже на данном этапе и сравнить их с наблюдениями.

Хорошо известно, что начальное распределение масс звезд (функция масс) имеет степенной вид:

$$f\,(M)_i = \left(\frac{dN}{dM}\right)_i \sim M^{-\alpha_i};$$

показатель степени (наклон дифференциальной функции масс) $\alpha_i = 2{,}35$ для звезд с массами до $10M_\odot$ в окрестностях Солнца был найден Салпитером, и по настоящее время это значение согласуется с данными наблюдений. Для более массивных звезд наклон начальной функции масс становится более крутым (хотя из-за больших ошибок в определении масс звезд ранних спектральных классов и малой статистики это обстоятельство следует рассматривать скорее как тенденцию); например, для начальной функции масс Миллера–Скало имеем $\alpha_i = 2{,}5$ для звезд с $M \sim 10M_\odot$. Ряд современных исследователей полагают, что начальная функция масс звезд отражает универсальный характер звездообразования в турбулизованной самогравитирующей межзвездной среде в галактиках (см. обзор Ефремова и Чернина, 2003, и ссылки в нем). Также хорошо известно, что звездный ветер массивных OB- и WR-звезд уносит существенную долю начальной массы звезды, и массы ядер предсверхновых лежат в широких пределах (Черепащук, 2001а). Легко видеть, что степенные зависимости фундаментальных параметров звезд (светимости, радиусы) от массы приводят к тому, что распределение масс звезд в конце термоядерной эволюции (перед коллапсом) также может иметь степенной вид. Поэтому степенной вид начального распределения масс для черных дыр не является теоретически неприемлемым, хотя и вовсе не обязателен из общих соображений.

г) Изменение массы черной дыры при дальнейшей эволюции. Масса образовавшейся каким-либо образом черной дыры может, во-первых, увеличиваться из-за аккреции вещества (или, точнее, энергии) на черную дыру и, во-вторых, уменьшаться из-за эффекта квантового испарения черных дыр (Hawking, 1974). Увеличение массы одиночной черной дыры с массой M, движущейся со скоростью v, в межзвездном веществе с плотностью ρ и скоростью звука v_s происходит из-за аккреции Бонди–Хойла:

$$\dot{M}^+ \sim \frac{\rho v M^2}{\left(v_s^2 + v^2\right)^2}.$$

Для типичных параметров имеем $v_s < 1$ км/с, а дисперсия скоростей массивных звезд галактического диска (которые могут порождать черные дыры в конце эволюции) порядка 10 км/с, так что

$$\dot{M}^+ \sim \frac{\rho M^2}{v^3} \sim 10^{13}\,\text{г/с} = 10^{-13} M_\odot/\text{год}$$

для одиночной черной дыры с массой в несколько солнечных масс и характерной плотности среды $\rho \simeq 10^{-23}$ г/см^3. Поэтому приростом массы одиночных черных дыр в галактике можно пренебречь. Как уже отмечалось выше, масса черной дыры в тесной двойной системе может возрастать за счет аккреции вещества со второй компоненты. Для маломассивных двойных систем с черными дырами (типа рентгеновских новых) средний темп аккреции, как уже отмечалось, определяется эволюцией орбиты двойной системы за счет уноса орбитального углового момента гравитационным излучением системы или замагниченным звездным ветром оптической звезды, и по порядку величины составляет

$$\dot{M}^+ \sim \left(10^{-9}\text{–}10^{-10}\right) M_\odot/\text{год}.$$

Для черных дыр в массивных ТДС (типа Cyg X-1 или SS 433) темп аккреции может быть выше. Если реализуется стандартный режим аккреции в тонком диске (Шакура, 1972, Shakura and Sunyaev, 1973), то темп роста массы черной дыры будет ограничен эддингтоновским пределом светимости (около $10^{-7} M_\odot$/год для $M = 10 M_\odot$). В случае адвекционно-доминированной аккреции, ввиду слабой излучательной способности вещества, темп аккреции и, соответственно, темп роста массы черной дыры может быть больше. Однако число аккрецирующих черных дыр в массивных ТДС в Галактике из эволюционных соображений существенно меньше (Lipunov et al., 1996). Прирост массы черной дыры, очевидно, будет определяться временем стадии аккреции ($\sim 10^8$–10^9 лет для маломассивных и $\sim 10^4$–10^5 лет дл массивных ТДС). Таким образом, и в случае черных дыр в ТДС в первом приближении можно пренебречь возможным 10 %-ным ростом их массы.

д) Распределение масс черных дыр, вытекающее из функции светимости рентгеновских источников в галактиках. Высокое угловое разрешение современных рентгеновских телескопов (Chandra, XMM, ROSAT) позволяет изучать отдельные компактные рентгеновские источники в других галактиках и, в частности, строить их распределение по наблюдаемой рентгеновской светимости (см., например, Grimm et al., 2003, Roberts and Warwick, 2000). В этих и других работах (см., например, Summers et al., 2003) обнаружено, что функция светимости точечных рентгеновских источников в различных галактиках имеет степенной вид

$$\frac{dN}{dL_x} \sim L_x^{-\beta}$$

в широком диапазоне светимостей от 10^{36} до $\sim 10^{40}$ эрг/с и с показателем степени $\beta \sim 1{,}5$–$1{,}7$. В работе (Grimm et al., 2003) выдвинута и обоснована гипотеза об универсальности функции рентгеновской светимости популяции рентгеновских двойных систем в галактиках с показателем наклона $\beta \approx 1{,}6$ (см., однако, Богомазов и Липунов, 2008). В работе (Постнов, 2003) показано, что универсальный степенной вид функции рентгеновской светимости в галактиках может объясняться характером аккреции на компактный объект в массивных ТДС. Отличительной особенностью наблюдаемой функции рентгеновской светимости является: (1) отсутствие видимого излома вблизи $L_x \approx 10^{38}$ эрг/с (эддингтоновский предел при аккреции на нейтронную звезду) и (2) наличие крутого завала на светимостях $\sim(2{\cdot}10^{39}–2 \cdot 10^{40})$ эрг/с. Несмотря на допустимую возможность статистической неполноты этих наблюдательных данных, рассмотрим, какие выводы из вида функции рентгеновской светимости можно сделать о массах аккрецирующих черных дыр в тесных двойных системах.

Начнем с верхнего предела наблюдаемой светимости $\sim 2 \cdot 10^{40}$ эрг/с. Предположим максимальную светимость равной эддингтоновской светимости $L_{\rm Edd} \approx \approx 10^{38}\,(M/M_\odot)$ эрг/с. Учтем, что в зависимости от угла наклона светимость от стандартного аккреционного диска может быть в 3–6 раз выше номинального эддингтоновского значения (см. обсуждение в работе Grimm et al., 2003). Тогда максимальная масса черной дыры равна $M_{\rm max} \sim (20–30)M_\odot$. По нашему мнению, повсеместное наблюдение столь ярких рентгеновских источников трудно совместимо с гипотезой о центрированности массы черных дыр вблизи значения $\sim (8–10)M_\odot$ и свидетельствует в пользу реально широкого распределения масс черных дыр.

Альтернативное объяснение ультраярких рентгеновских источников в галактиках сводится к предположению о наблюдении микроквазаров с джетами, направленными на наблюдателя (см. обсуждение в обзоре Fabrika, 2004 и ссылки в нем). В этом случае истинная рентгеновская светимость источника должна быть уменьшена на фактор, по крайней мере, $1 - \cos\theta$ по сравнению со светимостью, вычисленной по принимаемому потоку излучения в предположении сферической симметрии (θ — угол раствора конуса коллимации излучения). Оценки показывают, что для согласования статистики наблюдаемых ультраярких источников в этой гипотезе требуется неприемлемо широкая коллимация излучения $\theta \sim 30°–60°$. Отметим также, что это предположение не согласуется с наблюдаемым отсутствием излома функции рентгеновской светимости в области $L_x \sim 10^{38}$ эрг/с.

Анализ вида функции светимости рентгеновских источников (Grimm et al., 2003) показывает, что при светимости $\sim 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с показатель степени в наклоне функции dN/dL_x становится по модулю больше среднего значения 1,6, а именно,

$$\frac{dN}{dL_x} \sim L_x^{-(2–2,2)}.$$

Из этого факта можно сделать два вывода. Во-первых, светимость $2{\cdot}10^{39}$ эрг/с с учетом возможного фактора 3–6 для увеличения светимости аккреционного диска на эддингтоновском пределе, упомянутого выше, соответствует массе черной дыры $(3–4)M_\odot$. Во-вторых, если предположить, что все ультраяркие рентгеновские источники с $L_x > 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с на самом деле являются ТДС с черными дырами со светимостью около эддингтоновской, то в этом случае $dN/dL_x \sim dN/dM$, и наблюдаемый наклон функции рентгеновской светимости на высокоэнергичном конце непосредственно отражал бы распределение масс черных дыр в ТДС:

$$\frac{dN}{dM} \sim M^{-(2–2,2)}.$$

Поскольку на фазе аккреции рост массы черных дыр в массивных ТДС (каковыми, по-видимому, и являются ультраяркие рентгеновские источники) незначителен, это распределение должно отражать начальный вид функции распределения масс черных дыр:

$$f_0(M) \sim M^{-(2–2,2)}.$$

Наконец, отметим, что если аккреция на черную дыру в ТДС происходит в докритическом режиме, то рентгеновская светимость при стандартной дисковой аккреции есть $L_x = \eta \dot{M} c^2$, где коэффициент пропорциональности зависит от вращения черной дыры ($\eta \approx 0{,}06$ для невращающейся и 0,42 для максимально вращающейся черной дыры). Тогда функция светимости таких рентгеновских источников не зависит от массы черной дыры и фактически определяется, как и в случае нейтронных звезд, распределением соответствующих рентгеновских двойных систем по массам оптических компонент и, соответственно, зависимостью темпа аккреции от этих масс (Постнов, 2003). В этой постановке отсутствие излома на $L_{\rm Edd}$ для $1\text{–}2M_\odot$ выглядит вполне естественным. Завал функции рентгеновской светимости ожидается на больших светимостях и фактически определяется предельной (эддингтоновской) рентгеновской светимостью для черной дыры с минимальной массой. Для $M_{\min} = 3\text{–}4M_\odot$ эта величина может составить несколько единиц на 10^{39} эрг/с. Широкое распределение масс черных дыр в рентгеновских ТДС дополнительно замоет резкий излом.

Таким образом, мы приходим к двум важным заключениям. Распределение масс черных дыр в двойных системах

$$\frac{dN}{dM} \sim M^{-(2\text{–}2{,}2)},$$

выводимое из наблюдений вида функции рентгеновской светимости ультраярких рентгеновских источников с $L_x > 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с в галактиках, во-первых, не противоречит получаемому из динамических измерений диапазону масс черных дыр $(4\text{–}20)M_\odot$ и, во-вторых, противоречит плоскому, однородному распределению динамически измеренных масс черных дыр в ТДС в этом диапазоне. Это противоречие можно приписать действию различных эффектов селекции — эволюция массивных (ультраяркие рентгеновские источники) и маломассивных (большинство рентгеновских ТДС, у которых измерены массы кандидатов в черные дыры) рентгеновских двойных происходит по-разному (см. дискуссию на эту тему выше). Однако можно поискать физическую причину наблюдаемого расхождения, не апеллируя к эволюционным аргументам. Для этого рассмотрим гипотезу усиленного квантового испарения черных дыр звездных масс.

е) Усиленное испарение черных дыр в некоторых современных моделях гравитации. В классической четырехмерной эйнштейновской теории гравитации квантовое испарение черных дыр звездных масс несущественно, поскольку по порядку величины время хоукингского испарения

$$\tau \sim t_{pl} \left(\frac{M}{m_{pl}}\right)^3.$$

Здесь $t_{pl} \sim 10^{-43}$ с — фундаментальное планковское время, $m_{pl} \sim 10^{-5}$ г — фундаментальная планковская масса. Согласно приведенной формуле, время испарения τ становится меньше современного возраста Вселенной $t_H \sim 1{,}4 \cdot 10^{10}$ лет только для объектов с массой менее 10^{15} г (подробное обсуждение вопросов квантового испарения черных дыр в рамках ОТО см., например, в монографии Новикова и Фролова, 1988). Следовательно, если пренебречь квантовым испарением, наблюдаемый спектр масс черных дыр в ТДС должен отражать начальную функцию распределения масс в двойных системах. В этой постановке наблюдаемый плоский вид спектра в широком диапазоне масс для черных дыр приводит к заключению (Черепащук, 2001а), что не только масса предсверхновой, но и другие физические параметры (вращение, магнитное поле и т. п.) определяют массу образующейся при коллапсе черной дыры.

Современные тенденции в построении единой теории физических взаимодействий выдвигают теорию суперструн на первый план (см., например, обзор

Маршакова, 2002). Она рассматривается как наиболее реалистический вариант теории квантовой гравитации (которой и должен описываться процесс испарения черных дыр). Представления теории суперструн, строящейся исключительно в многомерном пространстве, привели в последние годы к многомерным моделям гравитации с макроскопическими дополнительными измерениями (см. обзор Рубакова, 2001 и ссылки в нем). Эти модели, грубо говоря, разделяются на два больших класса: модели с факторизованной геометрией (типа ADD, см. Arkani-Hamed et al., 1998) и нефакторизованной геометрией (типа RS, см.Randall and Sundrom, 1999). Последние предпочтительнее с точки зрения современной космологии (Рубаков, 2001), и мы ограничимся рассмотрением черных дыр именно в рамках RS-подхода. В простейших вариантах этой модели наблюдаемый физический мир (т. е. частицы и поля, за исключением гравитации) локализован на 4-мерной поверхности — бране (brane), погруженной в дополнительное измерение (так называемое объемлющее пространство, или балк (bulk)), геометрические свойства которого описываются метрикой анти-Де-Ситтера (AdS). При этом на RS-бране индуцируется 4-мерная метрика, описываемая классической ОТО. Характерный масштаб дополнительного измерения (warp-faktor) есть просто асимптотический радиус кривизны L 5-мерной метрики AdS. Крайне важное (и, возможно, глубоко фундаментальное) свойство, обсуждаемое в последние годы, состоит в соответствии супергравитации в 5-мерной AdS конформной теории поля (суперсимметричной теории Янга–Милса) на 4-бране (так называемое соответствие AdS/CFT; более подробно см. обзор Ахмедова, 2001 и ссылки в нем).

Попытки получить статическое решение типа черной дыры в RS-модели пока не привели к успеху — решения типа «черной сигары» (черная дыра на бране, асимптотически переходящая в AdS-пространство, см. Chamblin et al., 2000) неустойчивы (Morowitz and Maeda, 2001) и, по-видимому, не могут описывать исход коллапса ядра массивной звезды на 4-бране. Делаются попытки найти численное решение для черных дыр, локализованных на 4-мерной RS-бране, однако намеки на статическое решение удалось получить численно только для черных дыр с размером горизонта меньше L (Kudoh et al., 2003).

Анализ классического испарения черных дыр на RS-бране (Emparan et al., 2003) показал, что если AdS/CFT-соответствие справедливо для черных дыр, то появляются астрофизически интересные особенности их испарения. А именно, в этой модели классическое испарение 4-мерных черных дыр может происходить гораздо быстрее, по крайней мере, до тех пор, пока радиус горизонта 4-мерной черной дыры на бране больше L. В этой модели время испарения оказывается равным

$$\tau = \frac{M}{\dot{M}} \sim \frac{1}{L^2}\,(G_4 M)^3 \sim 1\,\text{год}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3\left(\frac{1\,\text{мм}}{L}\right)^2,$$

где C_4 — эффективная постоянная тяготения Ньютона на бране. Независимый теоретико полевой анализ (Emparan et al., 2003), также основанный на применении AdS/CFT-соответствия, приводит к качественно аналогичному выражению для времени испарения:

$$\tau \simeq 10^2\,\text{лет}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3\left(\frac{1\,\text{мм}}{L}\right)^2.$$

Физическая причина усиления скорости испарения черных дыр в этих моделях состоит в том, что темп испарения возрастает пропорционально числу степеней свободы соответствующей конформной 4D-теории поля на бране: $\sim (L/l_{pl})^2$ где $l_{pl} \approx 10^{-33}$ см — классическая планковская длина. Разница в коэффициентах в предыдущих формулах связана с модельным учетом числа степеней свободы в работе (Emparan et al., 2003).

Отметим, что испарение черной дыры в CFT-моды происходит по сути дела в низкоэнергичные гравитоны Калуцы–Клейна, которые слабо связаны с полями обычного вещества, поэтому они ненаблюдаемы прямыми астрофизическими методами. Более того, ускоренное испарение черных дыр заканчивается при приближении радиуса горизонта событий к размеру L. Эти интересные вопросы пока еще далеки от полного понимания (см., например, работу Casadio, 2004, в которой автор получает результаты, отличные от работы Emparan, 2003).

Если применение AdS/CFT-соответствия к черным дырам оправдано и эти гипотезы верны, то сам факт существования черных дыр звездной массы накладывает жесткие ограничения на значение фундаментального AdS-радиуса, а именно,

$$L < 10^{-3}\text{–}10^{-4}\,\text{мм}$$

(для конкретной модели в работе Emparan et al., 2003), тогда как современные лабораторные ограничения дают $L \lesssim 0{,}1$ мм (Long and Price, 2003).

ж) Начальная функция распределения масс черных дыр: обратная задача. Несмотря на гипотетичность этих представлений (начиная от адекватности описания мира в терминах моделей с макроскопическими дополнительными измерениями), мы предлагаем воспользоваться ими для возможного объяснения наблюдаемого распределения динамически измеренных масс черных дыр в ТДС.

А именно, предположим, что наблюдаемое отсутствие черных дыр с массами менее $4M_\odot$ связано с их быстрым испарением в RS-модели. Это утверждение означает, что черные дыры меньшей массы не должны наблюдаться, по крайней мере, в старых рентгеновских двойных системах — рентгеновских новых, где открыто большинство кандидатов в черные дыры (и возраст которых $\sim 10^8$–10^9 лет). При этом, в ходе коллапса ядра массивной звезды в конце ее эволюции, конечно, могут рождаться черные дыры и меньшей массы, но их время жизни мало из-за усиленного испарения. Еще раз подчеркнем, что в рамках этой модели испарение черных дыр происходит в ненаблюдаемые CFT-моды; для удаленного наблюдателя масса черной дыры просто уменьшается без других видимых эффектов. Невелик вклад возможного испарения звездных черных дыр и в общий энергетический бюджет Галактики. Действительно, сделаем максимальное предположение об испарении всех черных дыр, образующихся в результате эволюции обычных звезд за хаббловское время. Положим для оценки средний темп образования звезд из барионов в Галактике $\sim 1M_\odot$/год и возьмем нижний предел начальной массы звезды, способной в конце эволюции породить черную дыру, в $30M_\odot$. Тогда для салпитеровской начальной функции распределения масс звезд масса барионов, превратившихся в черные дыры за хаббловское время, составит около 1 % от полной барионной массы галактики. Ясно, что квантовое испарение такой малой доли барионного вещества Галактики слабо повлияет на ее энергетический баланс.

Оценим, каков должен быть вид начальной функции распределения масс черных дыр $f_0(M)$, чтобы при заданном законе изменения массы dM/dt удовлетворять наблюдаемому плоскому распределению масс черных дыр $f\,(M) = dN/dM \approx \text{const}$, $(3\text{–}4)M_\odot \leqslant M \leqslant 20M_\odot$. В стационарном случае эволюция одномерной функции распределения описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial}{\partial M}\left[f\,(M)\,\dot{M}\right] = f_0\,(M)\,,$$

откуда для случая $\dot{M} < 0$ (испарение) получаем

$$f(M) = \frac{\int\limits_{M}^{M_{\max}} f_0(M')\,dM'}{\dot{M}}, \quad M > M_{\min},$$

а при $M \leqslant M_{\min}$ вид стационарного распределения не зависит от начальной функции распределения масс и определяется только законом изменения массы черных дыр при испарении:

$$f(M) = \frac{\int\limits_{M_{\min}}^{M_{\max}} f_0(M')\,dM'}{\dot{M}} = \frac{\text{const}}{\dot{M}}, \quad M \leqslant M_{\min}.$$

Если испарение происходит быстрее роста массы черной дыры (в ТДС со средним темпом аккреции $\sim 10^{-10} M_\odot$/год это справедливо при $L \geqslant 10^{-2}$ мм для конкретной модели, см. Emparan et al., 2003), то $dM/dt = \dot{M}^- \sim M^{-2}$. Предполагая степенной вид начальной функции распределения масс черных дыр $f_0 \sim M^{-\alpha_i}$, находим соответствующую наблюдаемую функцию распределения масс черных дыр

$$f(M) \sim M^{-\alpha_i+3} \quad \text{при} \quad M > M_{\min}$$

и

$$f(M) \sim M^2 \quad \text{при} \quad M \leqslant M_{\min}.$$

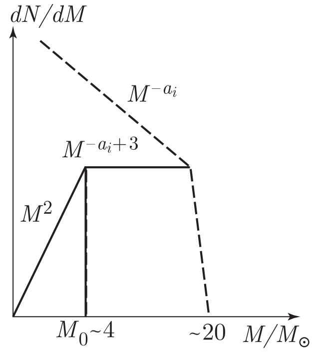


Рис. 383. Качественный вид ожидаемой стационарной функции распределения масс черных дыр (сплошная линия) со степенным начальным видом $(dN/dM)_i \sim M^{-2}$ (пунктир) в модели усиленного испарения черной дыры на RS2-бране. Масса M_0 соответствует минимальной массе черной дыры, которая успевает испариться за хаббловское время

На рис. 383 приведен качественный вид ожидаемой функции распределения масс черных дыр (в этих оценках мы полагали, что $M \ll M_{\max}$). Любопытно, что «плоское» распределение масс черных дыр воспроизводится при показателе наклона начальной функции распределения масс черных дыр $\alpha_i \sim 3$, что по модулю весьма близко к наклону начальной функции распределения масс звезд главной последовательности ($\alpha_i \approx -2{,}5$) и наклону функции распределения масс черных дыр в массивных ТДС, полученному из наблюдений ультраярких рентгеновских источников в галактиках ($\alpha_i \approx -(2\text{–}2{,}2)$) .

Самосогласованность выдвинутой гипотезы можно проверить следующим образом. В рамках модели (Emparan et al., 2003) условие испарения черной дыры с массой меньше некоторой M_0 за хаббловское время приводит к ограничению на AdS-радиус:

$$\left(\frac{L}{1\text{мм}}\right)^2 \gtrsim 10^{-8} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right)^3,$$

откуда, исключая L^2 в выражении для темпа испарения, получаем

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)^- \gtrsim 3 \cdot 10^{-11} M_\odot/\text{год} \left(\frac{M_0}{M_\odot}\right).$$

Таким образом, при $M_0 \gtrsim 10 M_\odot$ одновременно выполняются как условие испарения за хаббловское время так и условие превышения темпа испарения над средним темпом аккреции в ТДС. Предполагаемая нами величина $M_0 \sim 4 M_\odot$ хотя и ниже, но достаточно близка к этой границе (ввиду значительной модельной неопределенности в числовых коэффициентах в формулах для испарения). С другой стороны, фиксируя $M_0 \sim 4M_\odot$, находим $L \gtrsim 5 \cdot 10^{-4}$ мм и $\dot{M} \gtrsim 10^{-10} M_\odot$/год, что также не противоречит существующим ограничениям на L и предполагаемому уменьшению масс черных дыр в ТДС из-за испарения.

з) Заключение. Анализ наблюдаемого распределения масс релятивистских объектов в ТДС (см. рис. 381) приводит к заключению, что массы нейтронных звезд и черных дыр распределены существенно, по-разному. Массы нейтронных звезд сосредоточены в узком диапазоне $(1–2)M_\odot$, а массы черных дыр лежат в широком интервале $(4–20)M_\odot$ без особой концентрации к определенному значению массы. Распределение масс релятивистских объектов в ТДС, по-видимому, слабо искажено эффектами наблюдательной селекции. Подавляющее большинство определений масс черных дыр в Галактике выполнено путем исследования движения оптических звезд в маломассивных рентгеновских двойных системах, поэтому средний возраст изученных галактических черных дыр с динамически определенными массами очень велик: $\sim 10^8–10^9$ лет.

В то же время, распределение масс черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах можно независимо определить из наблюдений ультраярких ($L_x > 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с) рентгеновских источников в других галактиках (Grimm et al., 2003). В предположении, что эти источники представляют собой массивные рентгеновские двойные системы на эддингтоновской светимости, наблюдаемый наклон функции светимости в диапазоне $2{\cdot}10^{39}–2 \cdot 10^{40}$ эрг/с приводит к выводу о степенном характере функции распределения масс черных дыр: $dN/dM \sim M^{-2,2}$, т. е. наблюдаемое число черных дыр резко возрастает в сторону малых масс. Следует подчеркнуть, что поскольку стадия массивной рентгеновской двойной системы весьма коротка ($\sim 10^6$ лет), возраст черных дыр в этих системах сравнительно мал ($\sim 10^6$ лет). Таким образом, наблюдения свидетельствуют о том, что распределения масс черных дыр разных возрастов резко различаются: молодые ($T \simeq 10^6$ лет) черные дыры распределены по закону $\sim M^{-2,2}$, и их число резко возрастает с уменьшением массы, в то время как старые ($T \simeq 10^8–10^9$ лет) черные дыры имеют плоское распределение масс с обрывом вблизи значения $\sim 4M_\odot$.

В работе Постнова и Черепащука (2003) это различие в распределениях масс молодых и старых черных дыр объяснено в рамках гипотезы (Tanaka, 2003, Emparan, 2003) об усиленном квантовом испарении черных дыр на бране в модели RS2. Поскольку в этой модели время квантового испарения черной дыры $\tau \sim M^3$ и для черных дыр звездной массы оно сравнимо с возрастом Вселенной, можно предполагать, что область малых масс в распределении масс старых черных дыр подавлена за счет их испарения, в то время как в распределении масс молодых черных дыр эффект усиленного квантового испарения еще не успел проявиться. Поскольку при усиленном квантовом испарении быстрее всего уменьшаются массы маломассивных черных дыр, эта гипотеза позволяет также объяснить провал в распределении масс галактических релятивистских объектов в диапазоне $(2–4)M_\odot$.

К настоящему времени уже накоплено значительное количество динамических определений масс черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах: Cyg X-1 ($m_v \simeq 19M_\odot$, $m_x \simeq 15M_\odot$), LMC X-3 ($m_v \simeq 6M_\odot$, $m_x \simeq 9M_\odot$), LMC X-1 ($m_v \simeq 22M_\odot$, $m_x \simeq 7M_\odot$), SS 433 ($m_v \simeq 17M_\odot$, $m_x \simeq 5M_\odot$), M 33 X-7 ($m_v \simeq 70M_\odot$, $m_x \simeq 16M_\odot$), IC 10 X-1 ($m_v \simeq 33M_\odot$, $m_x \simeq 23M_\odot$), LS 5039 ($m_v \simeq 23M_\odot$, $m_x \simeq 4M_\odot$).

Из семи систем этого списка две (SS 433 и LS 5039) имеют маломассивные черные дыры с $m_x \simeq (4–5)M_\odot$.

В то же время, из 17 маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами только две системы (GRO J0422+32 и GRS 1009-45) имеют маломассивные черные дыры с $m_x \simeq 4M_\odot$.

Таким образом, относительная доля маломассивных ($m_x \simeq 4M_\odot$) черных дыр в молодых ТДС составляет $2/7 \approx 0{,}29$, а относительная доля маломассивных ($m_x \simeq 4M_\odot$) черных дыр в старых ТДС равна $2/17 \approx 0{,}12$. Хотя статистика в данном случае еще недостаточна для получения надежных количественных выводов, и неясна роль начальных условий, можно отметить, что на качественном уровне идея усиленного квантового испарения черных дыр не противоречит наблюдаемым распределениям динамически определенных масс черных дыр в массивных (молодых) и маломассивных (старых) рентгеновских двойных системах. Впрочем, возможна и более простая интерпретация этого факта, основанная на учете возможного влияния эффектов наблюдательной селекции. Вероятность разрушить ТДС во время взрыва сверхновой меньше для ТДС с массивным спутником, чем для ТДС с маломассивным спутником, поскольку суммарная масса ТДС в первом случае больше, чем во втором. Это может приводить к тому, что даже для маломассивных черных дыр масса сброшенной при взрыве сверхновой оболочки в случае ТДС с массивным спутником в большинстве случаев не превысит половины суммарной массы системы, и система после взрыва сверхновой останется гравитационно связанной. В ТДС с маломассивными спутниками (предшественниками маломассивных рентгеновских двойных систем) превышение массы сброшенной оболочки при взрыве сверхновой над половиной суммарной массы системы должно реализоваться чаще, поэтому разрыв пары в данном случае более вероятен. Этим можно объяснить большую относительную долю маломассивных ($m_x \lesssim 4M_\odot$) черных дыр в массивных рентгеновских двойных системах. Впрочем, как уже отмечалось выше, большое число маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами, по-видимому, свидетельствует против этого механизма разрыва пары. Дальнейшее накопление сведений о массах черных дыр и увеличение точности их определения, позволит, как можно надеяться, сделать выбор между этими двумя интерпретациями наблюдаемого распределения масс черных дыр в ТДС.

11. Возможные изменения орбитальных периодов рентгеновских двойных систем, обусловленные усиленным квантовым испарением черных дыр

Как уже отмечалось, применение AdS/CFT-соответствия к многомерной модели гравитации (Randall and Sundrum, 1999) показывает, что квантовое испарение черных дыр на четырехмерной RS-бране (Emparan et al., 2003) происходит много быстрее, чем в классической модели черной дыры, с характерным временем

$$\tau \simeq 1{,}2 \cdot 10^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3 \left(\frac{1\,\text{мм}}{L}\right)^2 \text{лет}, \tag{909}$$

где L — асимптотический радиус кривизны «балка» (дополнительного измерения).

В модели Рандалла–Сандрама RS2 гравитационный потенциал на расстоянии r, сравнимом с L, имеет вид (Randall and Sundrum, 1999):

$$U(r) \approx -G\frac{m_1 m_2}{r}\left(1 + \frac{L^2}{r^2}\right). \tag{910}$$

Лабораторные эксперименты показывают, что верхний 1sigma-предел для параметра L составляет $11\,\text{мкм} = 0{,}011\,\text{мм}$ (Adelberger et al., 2007), а верхний 95 % предел для L равен 44 мкм (Kapner et al., 2007). Таким образом, из прямых физических измерений по проверке формулы (910) следует, что характерный размер возможного дополнительного, компактного измерения $L < 44$ мкм $= 0{,}044$ мм. Тогда из формулы (909) следует, что характерное время квантового испарения черной дыры с массой $M = 10M_\odot$ на RS-бране составляет

$$\tau \gtrsim 6 \cdot 10^{7\,\text{лет}}.$$

Этот нижний предел для времени испарения τ, много меньше времени классического хоукингского испарения черной дыры и сравним с временем ядерной эволюции достаточно массивных звезд. Новейшие данные по лабораторным гравитационным измерениям дают верхний предел для характерного размера дополнительного измерения величину около 1–10 мкм (Masuda et al., 2009, Adelberger et al., 2009). Тем не менее приводимые ниже обсуждения проблемы дополнительных измерений в связи с аномальным распределением масс звездных черных дыр представляют методический интерес.

Именно поэтому модель квантового испарения черной дыры на RS-бране может применяться для объяснения необычного распределения масс звездных черных дыр (см. выше), в котором имеется явный дефицит маломассивных черных дыр (Постнов и Черепащук, 2003).

В работах (Johannsen et al., 2009, Johannsen, 2009) показано, что испарение черной дыры на RS-бране должно приводить к изменению орбитальных периодов рентгеновских двойных систем с черными дырами, причем ожидаемый темп изменения орбитальных периодов достаточно велик и вполне может быть наблюдаем с помощью современных методов исследования рентгеновских двойных систем. Авторы (Johannsen et al., 2009) определили верхний предел для темпа изменения орбитального периода наиболее изученной рентгеновской новой A0620-00 и отсюда дали независимую оценку верхнего предела для параметра L: $L \lesssim 132$ мкм. Авторы отмечают, что дальнейшее накопление наблюдательных данных по рентгеновским двойным системам с черными дырами, у которых спутники — маломассивные непроэволюционировавшие звезды, позволит улучшить эту оценку для параметра L. В частности, увеличение точности определения темпа изменения орбитального периода в системе A0620-00 на порядок величины позволит дать оценку верхнего предела для параметра L, которая будет меньше, чем верхняя оценка для L, полученная из прямых физических экспериментов (Kapner et al., 2007): $L < 0{,}044$ мм.

Рассмотрим маломассивную рентгеновскую двойную систему с черной дырой (в массивных рентгеновских двойных эффекты ядерной эволюции оптической звезды преобладают, что затрудняет выявление эффектов, связанных с усиленным испарением черной дыры). Пусть масса черной дыры равна m_1, масса маломассивной оптической звезды m_2, орбита системы круговая. Введем обозначения: $m = m_1 + m_2$, $\mu = \dfrac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$.

Изменение орбитального периода такой системы вызывается следующими причинами: потерей массы из системы, эффектом торможения системы магнитным звездным ветром, а также изменением массы черной дыры, обусловленным аккрецией вещества спутника и усиленным квантовым испарением черной дыры (орбитальные периоды рентгеновских двойных систем относительно велики, поэтому влиянием излучения системой гравитационных волн можно пренебречь).

Следуя работе (Johannsen et al., 2009), продифференцируем по времени выражение для орбитального углового момента системы (угловыми моментами осевого вращения компонент пренебрегаем) $J = \mu\sqrt{Gma}$:

$$\frac{\dot J}{J} = \frac{1}{J}\frac{dJ}{dm_1}\dot m_1 + \frac{1}{J}\frac{dJ}{dm_2}\dot m_2 + \frac{1}{J}\frac{dJ}{da}\dot a = \\ = \left(1 - \frac{1}{2}\,\frac{m_1}{m_1+m_2}\right)\frac{\dot m_1}{m_1} + \left(1 - \frac{1}{2}\,\frac{m_2}{m_1+m_2}\right)\frac{\dot m_2}{m_2} + \frac{1}{2}\,\frac{\dot a}{a}, \qquad (911)$$

где a — радиус относительной орбиты системы. Пусть $m_1 = qm_2$, $\dot m_1 = -\beta \dot m_2 - \dot M$, где $\dot M$ — темп испарения черной дыры. Тогда имеем

$$\frac{\dot J}{J} = \left(1 - \frac{\beta}{q} - \frac{1}{2}\,\frac{1-\beta}{1+q}\right)\frac{\dot m_2}{m_2} - \left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{q}{1+q}\right)\frac{\dot M}{m_1} + \frac{1}{2}\,\frac{\dot a}{a}. \qquad (912)$$

Темп потери углового момента системы, обусловленный потерей массы оптической звездой в виде ветра и эффектом торможения магнитным звездным ветром может быть представлен следующей формулой:

$$\frac{\dot J}{J} = j_w\,(1-\beta)\,\frac{1+q}{q}\,\frac{\dot m_2}{m_2} + \frac{\dot J_{mb}}{J}, \qquad (913)$$

где j_w — удельный угловой момент, уносимый звездным ветром в единицах $2\pi a^2/P$, P — орбитальный период системы, $\dot J_{\rm mb}$ — темп потери углового момента, обусловленный торможением магнитным звездным ветром, который описывается следующей формулой (Rappaport et al., 1983):

$$\dot J_{\rm mb} \simeq -3{,}8\cdot 10^{-30} m_2 R_\odot^4 \left(\frac{R_2}{R_\odot}\right)^\gamma \omega^3\ \text{дин}\cdot\text{см}. \qquad (914)$$

Здесь ω — угловая частота вращения оптической звезды (которая вращается синхронно с орбитальным обращением), γ — параметр, характеризующий эффективность магнитного торможения, R_2 — радиус полости Роша оптической звезды (звезда заполняет свою полость Роша).

Если учесть также эффекты ядерной эволюции оптической звезды (подробности см. в работе Johannsen et al., 2009), то получается следующая формула для относительного изменения орбитального периода системы:

$$\frac{\dot P}{P} = Q_0\frac{\dot M}{m_1} + Q_2\frac{(m_1+m_2)^2}{m_1}\left[\frac{0{,}49q^{-2/3}}{0{,}6q^{-2/3} + \ln\left(1+q^{-1/3}\right)}\right]^\gamma \cdot \left[\frac{\sqrt{G\,(m_1+m_2)}}{2\pi}P\right]^{2(\gamma-5)/3} + \\ + Q_3\left(C_1 + 2C_2 y + 2C_3 y^2\right) e^{a_0 + a_2 y^2 + a_3 y^3}\left(\frac{M_c}{M_\odot}\right)^{a_1-1}, \qquad (915)$$

где

$$Q_0 = \frac{1}{2}\,\frac{1-\beta}{1+q}\,\frac{1 + \frac{1}{2}\,\frac{q}{1+q} + \frac{1}{3}A}{D} + \frac{1}{2}\,\frac{q}{1+q} + \frac{2}{3}\,\frac{\left(\frac{2}{3}\,\frac{\beta+q}{q}A - \xi_{ad}\right)\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{q}{1+q} + \frac{1}{3}A\right)}{D} - A, \qquad (916)$$

$$Q_2 = \frac{C}{D}\,G\left(\frac{1}{2}\,\frac{1-\beta}{1+q} + \frac{\beta+q}{q}A - \frac{3}{2}\xi_{ad}\right), \qquad (917)$$

$$Q_3 = 1{,}37\cdot 10^{-11}\cdot 4^{a_1}\left[\frac{1}{4D}\,\frac{1-\beta}{1+q} + \frac{1}{2D}\left(\frac{\beta+q}{q}A - \frac{3}{2}\xi_{ad}\right) - \frac{3}{2}\right], \qquad (918)$$

$$A = 1 - \frac{0{,}6 + 0{,}5q^{1/3}\left(1+q^{-1/3}\right)^{-1}}{0{,}6 + q^{2/3}\ln\left(1+q^{-1/3}\right)}, \qquad (919)$$

$$D = j_w\,(1-\beta)\,\frac{1+q}{q} - 1 + \frac{\beta}{q} + \frac{1}{2}\,\frac{1-\beta}{1+q} - \frac{1}{2}\left(\xi_{ad} - \frac{2}{3}\,\frac{\beta+q}{q}A\right), \qquad (920)$$

M_c — масса ядра оптической звезды, $y = \ln\left(M_c/0{,}25 M_\odot\right)$, C_1, C_2, C_3 — константы, зависящие от химического состава ядра оптической звезды (Webbink et al., 1983, Verbunt, 1993), константы a_0, a_1, a_2, a_3 определяют связь между светимостью ядра оптической звезды L_2 и массой ее ядра:

$$\ln\frac{L_2}{L_\odot} = a_0 + a_1 y + a_2 y^2 + a_3 y^3,$$

и зависят от химического состава ядра, величина ξ_{ad} (индекс адиабаты, для оптической звезды) выражается формулой

$$\xi_{ad} = \frac{d\ln R_2}{d\ln m_2}.$$

В выражении (915) $\dot{M}$ — темп усиленного испарения черной дыры, который может быть представлен формулой (Emparan et al., 2003)

$$\dot{M} = -2{,}8\cdot 10^{-3}\left(\frac{M_\odot}{m_1}\right)^2\left(\frac{L}{1\text{мм}}\right)^2\ M_\odot/\text{год}, \qquad (921)$$

где, как уже отмечалось, L — асимптотический радиус кривизны дополнительного измерения.

Вводя обозначение

$$Q_1 = -2{,}8\cdot 10^{-3} Q_0\,\text{год}^{-1} \qquad (922)$$

и подставляя выражение (921) для $\dot{M}$ в формулу (915), получаем окончательную формулу, связывающую искомый параметр L с наблюдаемой величиной изменения орбитального периода рентгеновской двойной системы (Johannsen et al., 2009):

$$\frac{\dot{P}}{P} = Q_1\left(\frac{M_\odot}{m_1}\right)^3\left(\frac{L}{1\text{мм}}\right)^2 + \\ + Q_2\frac{(m_1+m_2)^2}{m_1}\left[\frac{0{,}49q^{-2/3}}{0{,}6q^{-2/3}+\ln\left(1+q^{-1/3}\right)}\right]^{\gamma}\cdot\left[\frac{\sqrt{G\,(m_1+m_2)}}{2\pi}P\right]^{2(\gamma-5)/3} + \\ + Q_3\left(C_1 + 2C_2 y + 3C_3 y^2\right)\, e^{a_0+a_2y^2+a_3y^3}\left(\frac{M_c}{M_\odot}\right)^{a_1-1}. \qquad (923)$$

В этой формуле первое слагаемое ответственно за усиленное квантовое испарение черной дыры, а также, через посредство множителя Q_1, за увеличение массы черной дыры за счет аккреции, второе слагаемое — за торможение магнитным звездным ветром, а третье — за эффект ядерной эволюции оптической звезды. В работе (Johannsen et al., 2009) проведен анализ выражения (923) и исследовано, какие слагаемые в этой формуле доминируют при заданных P, m_1, m_2 и L. На рис. 384 показаны зависимости орбитальных периодов P от масс спутников m_2 для наблюдаемых маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами (см. табл. 99). На этом же рисунке нанесены кривые, вдоль которых выполняется равенство слагаемого, ответственного за испарение черной дыры и слагаемого, обусловленного магнитным торможением для разных значений параметра L: $L = 0{,}01$, $0{,}02$ и $0{,}03$ мм.

Испарение черной дыры преобладает в области, лежащей выше линии равенства двух этих эффектов, в то время как ниже этой линии преобладает магнитное торможение. Недавние численные расчеты (Yungelson and Lasota, 2008) показали, что роль магнитного торможения, вероятно, преувеличена для маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами, что подчеркивает важную роль слагаемого в формуле (923), ответственного за усиленное квантовое испарение черной дыры. При построении рис. 384 использовались следующие значения параметров: $\xi_{ad} = 0{,}8$,

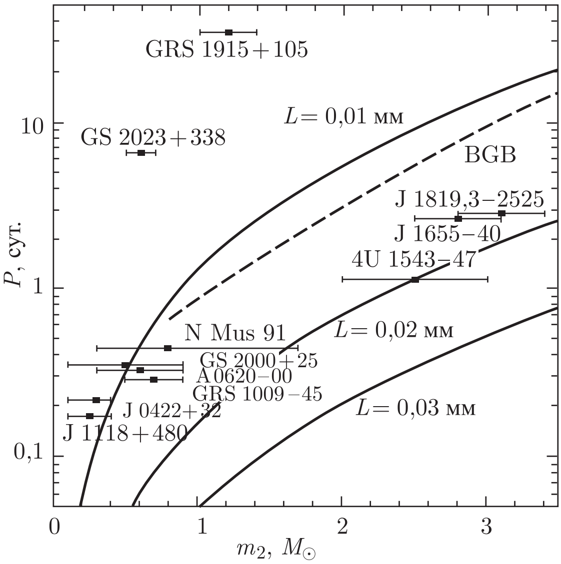


Рис. 384. Орбитальный период P наблюдаемых двойных систем с черными дырами как функция массы оптической звезды в системе. Три сплошные кривые соответствуют различным значениям асимптотического AdS-радиуса кривизны L для среднего значения массы черной дыры $10M_\odot$. Ниже этих линий преобладает магнитное торможение двойной системы. Двойные системы, расположенные выше штриховой линии (обозначенной как BGB), содержат оптическую звезду, проэволюционировавшую в область гигантов; для этих систем ядерная эволюция оптического спутника полностью определяет эволюцию орбитальных параметров двойной системы, и эффекты усиленного квантового испарения черной дыры здесь относительно малы. Все графики построены при следующих параметрах: $\xi_{\rm ad} = 0{,}8$, $\beta = 0$, $j_W = 0$, $\gamma = 4$. (Из работы Johannsen et al., 2009)

$\beta = 0$, $j_w = 0$, $\gamma = 4$, а масса черной дыры была принята близкой к ее среднему значению: $m_1 = 10M_\odot$.

Для оптических звезд с массами более $1M_\odot$ существует максимальный период, начиная с которого звезды за счет ядерной эволюции попадают в область ветви гигантов (пунктирная линия на рис. 384, обозначенная как BGB).

В рентгеновских двойных такого типа темп изменения орбитального периода в основном определяется эволюцией оптической звезды практически для любого значения параметра L, и такие системы не подходят для оценки L по изменениям орбитального периода. Как видно из рис. 384, две системы с большими периодами (GRS 1915+105 и GS 2023+338) имеют сильно проэволюционировавшие оптические звезды. Однако большинство маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами группируются вблизи изолиний, соответствующих $L = 0{,}02$ мм и 0,01 мм. Среди систем, группирующихся вблизи изолинии с $L = 0{,}01$ мм, есть система A0620-00, которая имеет наиболее продолжительную историю исследований (~ 20 лет) и потому лучше всего подходит для анализа изменения орбитального периода. Поэтому основное внимание в работе (Johannsen et al., 2009) уделено именно этой системе.

Оптическая звезда в системе A0620-00 — это звезда главной последовательности нормального поверхностного химического состава (Gonzales Hernandez et al., 2004) спектрального класса K4V с массой $\sim 0{,}7M_\odot$. Хотя эта оптическая звезда прошла сложную эволюционную историю, включая стадию ТДС с общей оболочкой, можно

Таблица 99

Наблюдаемые характеристики маломассивных рентгеновских двойных систем с черными дырами (из статьи Johannsen et al., 2009)

Система	P, h	$q = m_1/m_2$	m_1, $M_\odot$
GRS 1915+105	816	12	14 ± 4
J1118+480	4,1	~ 20	$6{,}8 \pm 0{,}4$
GS 2023+338	155,3	17 ± 1	12 ± 2
GS 2000+25	8,3	24 ± 10	10 ± 4
H1705-25	12,5	>19	6 ± 2
GRS 1009-45	6,8	7 ± 1	$5{,}2 \pm 0{,}6$
N Mus 91	10,4	$6{,}8 \pm 2$	6^{+5}_{-2}
A0620-00	7,8	17 ± 1	10 ± 5
J0422+32	5,1	$9{,}0^{+2{,}2}_{-2{,}7}$	4 ± 1
J1819,3-2525	67,6	$2{,}31 \pm 0{,}08$	$7{,}1 \pm 0{,}3$
J1655-40	62,9	$2{,}39 \pm 0{,}15$	$6{,}6 \pm 0{,}5$
4U 1543-47	27,0	$3{,}6 \pm 0{,}4$	$9{,}4 \pm 1$

Примечание: m_1 — масса черной дыры. Подробности см. в работе (Johannsen et al., 2009).

считать, что она не проэволюционировала значимым образом в ядерной шкале времени, и заполнение ею своей полости Роша обусловлено в основном магнитным торможением системы (Justham et al., 2006). Поэтому можно пренебречь эволюционным слагаемым в уравнении (923) и рассматривать ожидаемый темп изменения орбитального периода как функцию величины L асимптотического радиуса кривизны дополнительного AdS-измерения (см. рис. 385). Для зависимости, изображенной на рис. 385, приняты следующие значения параметров: $\beta = 0$, $j_w = 0$, $\gamma = 4$, $\xi_{ad} = 0{,}8$. Как видно из рис. 385, для значений $L \lesssim 10$ мкм магнитное торможение преобладает и темп изменения орбитального периода постоянен, поскольку он практически не зависит от L. Для $L > 10$ мкм испарение черной дыры начинает доминировать и производная орбитального периода по модулю возрастает с увеличением L. Отсюда следует, что в случае системы A0620-00 в принципе, возможно, ограничить величину L вплоть до значений 10 мкм (в случае, если масса черной дыры $m_1 = 10 M_\odot$). Специальные исследования показали (Johannsen et al., 2009), что темп изменения орбитального периода по модулю минимален, когда $j_w = 0$ (нет уноса углового момента звездным ветром), $\beta = 0$ (нет аккреции), $\gamma = 4$.

Используя четыре независимые определения орбитального периода системы A0620-00, выполненные по наблюдениям кривой лучевых скоростей за последние двадцать лет, авторы (Johannsen et al., 2009) оценили возможное изменение орбитального периода этой системы как $\dot{P} = (1{,}66 \pm 2{,}64) \cdot 10^{-11}$ с/с. Отсюда следует, что верхний 3σ-предел на изменение орбитального периода системы A0620-00 составляет $\dot{P} < 9{,}6 \cdot 10^{-11}$ с/с. Тогда, нанося эту оценку $\dot{P}$ на зависимость $P(L)$ для значений $j_w = 0$, $\beta = 0$, $\gamma = 4$, при которых изменения периода P минимальны, авторы (Johannsen et al., 2009) дали оценку верхнего предела для L: $L \leqslant 132$ мкм (см. рис. 386).

Для уточнения этой оценки нужны дальнейшие наблюдения системы A0620-00 с целью улучшения оценки изменения ее орбитального периода. Кроме того, как

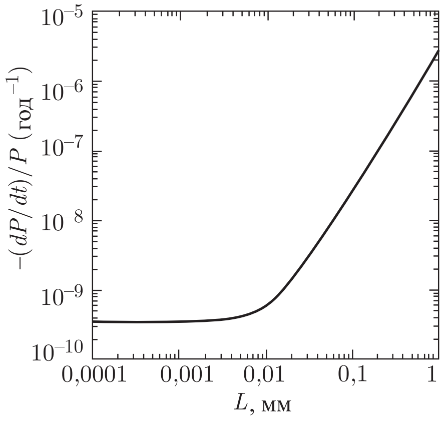


Рис. 385. Темп изменения орбитального периода P рентгеновской двойной системы A0620-00 как функция асимптотического радиуса кривизны L в дополнительном пространственном измерении. Приняты следующие значения параметров: $\xi_{\rm ad} = 0{,}8$, $\beta = 0$, $j_W = 0$, $\gamma = 4$. Переход от области доминирования магнитного торможения двойной системы (горизонтальная часть кривой) в область доминирования испарения черной дыры (квазилинейно возрастающая часть кривой) происходит в районе $L = 10$ мкм (0,01 мм) для данного набора параметров. (Из работы Johannsen et al., 2009)

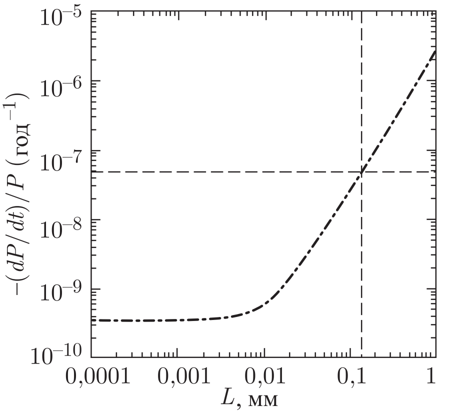


Рис. 386. Нижний предел темпа изменения орбитального периода P рентгеновской двойной системы A0620-00 как функция асимптотического AdS-радиуса кривизны L для массы черной дыры в системе $10M_\odot$. Горизонтальная штриховая линия обозначает наблюдаемый верхний предел для изменения орбитального периода этой системы. Точка пересечения отмечает ограничение на асимптотический радиус кривизны дополнительного пространственного измерения в балке $L = 132$ мкм (0,132 мм). Это значение L отмечено вертикальной штриховой линией. (Из работы Johannsen et al., 2009)

отмечают авторы, ввиду того, что масса черной дыры в системе A0620-00 известна лишь с точностью $\pm 50\,\%$, а зависимость от m_1 в выражении (923) весьма сильная, требуется дальнейшее уточнение массы черной дыры в этой системе. Представляются весьма перспективными поиски изменений орбитальных периодов у других рентгеновских двойных систем с черными дырами, где эффекты эволюции оптической звезды несущественны (см. табл. 99), например, у систем GRS 1124-683, XTE J1118+480, 4U 1543-43 (см., например, Remillard and McClintock, 2006).

В работе (Johannsen et al., 2009) подчеркивается, что предложенный метод оценки параметра L по переменности орбитальных периодов рентгеновских двойных систем в комбинации с лабораторными физическими измерениями по проверке закона обратных квадратов для гравитационного притяжения на субмиллиметровых расстояниях, дает принципиальную возможность не только измерить AdS-радиус кривизны дополнительного измерения, но и сделать выбор между двумя моделями многомерной гравитации: ADD (Arkani-Hamed et al., 1998) и RS2 (Randall and Sundrum, 1999).

Глава IX

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

К настоящему времени накоплен значительный объем наблюдательных данных и результатов их интерпретации для большого числа ТДС. Частично эти результаты были представлены в предыдущих главах, посвященных применению современных методов интерпретации к анализу наблюдательных данных ТДС разных типов. В данной главе мы суммируем важнейшие статистические характеристики ТДС и проанализируем их особенности. Поскольку ТДС на поздних стадиях эволюции описаны в предыдущей главе (см. также Каталог: Cherepashchuk et al., 1996), основное внимание мы будем уделять классическим ТДС на стадиях эволюции до завершения первичного обмена масс.

Статистические исследования ТДС базируются на каталогах, в которых систематизируются сведения о большом числе ТДС разных типов. В этой связи можно отметить каталоги, созданные Уральской группой под руководством М. А. Свечникова (Свечников, 1969, 1986, Свечников и Кузнецова, 1990, Свечников и Перевозкина, 1999), каталоги (Koch et al., 1970, Cester et al., 1979, Brancewicz and Dvorak, 1980), каталог (Budding et al., 2004) для полуразделенных систем, каталоги (Shaw, 1994, Pribulla et al., 2003) для контактных систем и систем, близких к контактным. Суммарно, в этих каталогах было классифицировано свыше 800 затменных систем для девяти различных классов. Следует отметить также ряд обзорных работ по определению параметров ТДС (см., например, Popper, 1980, Giannone and Giannuzzi, 1974, Lacy, 1977, 1979, Sinvhal and Srivatsava, 1978, Каретников, 1991, а также ссылки в предыдущих главах). Каталог орбитальных элементов спектроскопических двойных систем опубликован в работе (Batten et al., 1989).

Наиболее полный каталог затменных двойных звезд, содержащий сведения о 6330 системах, опубликован Малковым и др. (Malkov et al., 2006). В этом каталоге использованы данные о затменных переменных системах, опубликованные в «Общем каталоге переменных звезд» (Холопов и др., (1985–1988)). Туда же включены сведения о 843 затменных системах, содержащиеся в перечисленных выше специализированных каталогах затменных ТДС. Все эти данные были использованы для эволюционной классификации ТДС, а также для получения фундаментальных характеристик звезд.

1. Классификация ТДС

Детальная эволюционная классификация ТДС, развивающая классификацию Копала (Kopal, 1959), была представлена Уральской группой (Свечников, 1969, 1986, Свечников и Снежко, 1974). Затменные двойные системы являются источниками сведений о радиусах, массах и светимостях звезд-компонент ТДС, что позволяет осуществлять их наиболее надежную эволюционную классификацию. Как и в классификации Копала, новая эволюционная классификация ТДС базируется на важнейшем параметре — степени заполнения звездами своих полостей Роша. Уточненный вариант классификации ТДС представлен в недавней работе Малкова и др. (Malkov et al., 2006). Здесь выделены следующие эволюционные классы ТДС (см. также данные, опубликованные в работах Свечников и Перевозкина, 1999, Popper and Ulrich, 1977, Popper, 1980, Malkov, 1993, Shaw, 1994, Pribulla et al., 2003).

Разделенные системы

1. *Разделенные системы главной последовательности (РГП).* По классификации (Malkov et al., 2006) это системы DM.

Это системы, в которых обе компоненты — звезды главной последовательности, которые далеки от заполнения своих полостей Роша.

2. *Разделенные системы с субгигантом.* Это системы, в которых вторичная (по массе) компонента — субгигант, не заполняет свою полость Роша. Эти системы также принято называть алголями с субгигантом, не заполняющим свою полость Роша. В каталоге Свечникова (1969) содержится 17 таких систем. Как отмечено Малковым и др. (Malkov et al., 2006), позднее выяснилось, что большинство из этих систем, по мере уточнения их параметров, были заново классифицированы как полуразделенные системы (см., например, Budding et al., 2004). К числу таких систем относятся системы VO 356 Sgr, AW Peg, λ Tau, OY Aql, RY Gem, VW Cyg, S Cnc, TT Hya, RS Cep, RW Per, RX Gem, KO Aql, WW And, Z Ori. Остальные системы (RZ Eri, BM Ori, α CrB), согласно новым данным (см., например, Popper, 1980) также заново классифицированы. Система RZ Eri принадлежит к типу RS CVn (системы типа DR по классификации Малкова и др.). Система BM Ori является тесной двойной на стадии до главной последовательности (Popper and Plavec, 1976). Система α CrB, согласно работе (Tomkin and Popper, 1986) является разделенной системой главной последовательности с первичной компонентой спектрального класса A0, которая лежит чуть выше начальной главной последовательности на Г–Р-диаграмме.

Таким образом, как отмечают Малков и др., к настоящему времени нет ни одной системы, надежно отождествленной с типом разделенной системы с субгигантом. По-видимому, такая стадия эволюции ТДС является слишком скоротечной, чтобы ее можно было легко наблюдать. Поэтому авторы (Malkov et al., 2006) исключили этот класс ТДС из дальнейшего рассмотрения.

3. *Системы с двумя субгигантами.* По классификации (Malkov et al., 2006) это DR-системы.

Это разделенные системы, в которых обе компоненты—субгиганты, но они оба не заполняют свои полости Роша (альтернативные названия для этих систем: системы типа AR Lac, системы типа RS CVn или долгопериодические системы типа RS CVn).

Более горячая компонента в таких ТДС обычно имеет спектральный класс F-G, в спектрах таких систем наблюдаются усиленные эмиссионные линии в фазах вне затмений. Предполагается, что обмен масс в таких системах пренебрежимо мал. В «Общем каталоге переменных звезд» большинство известных систем типа RS CVn классифицированы как разделенные системы.

4. *Системы с гигантами или сверхгигантами.* По классификации (Malkov et al., 2006) это DG-системы.

Это системы, в которых хотя бы одна компонента проэволюционировала далеко от главной последовательности (например, до стадии сверхгиганта или гиганта позднего типа, как это имеет место, например, в системе VV Cep). Эволюционная стадия таких систем в целом не ясна (см., например, Guiricin et al., 1983). Если вторичная компонента принадлежит главной последовательности, то такие системы можно считать находящимися на стадии эволюции, непосредственно предшествующей первичному обмену масс.

5. *Системы на стадии до главной последовательности.* По классификации (Malkov et al., 2006) это pre-MS-системы.

В каталоге Малкова и др. имеется несколько ТДС (например, система BM Ori), которые можно считать системами, находящимися на стадии эволюции до главной последовательности. Обычно такие системы выделяются в класс систем, которые непроэволюционировали и являются разделенными с компонентами, близкими к главной последовательности (Guiricin et al., 1983). Ввиду малочисленности таких систем, они в каталоге Малкова и др. не выделяются в отдельный класс и рассматриваются как разделенные системы главной последовательности (РГП системы).

Полуразделенные системы (ПР). В каталоге Малкова и др., это S-системы.

Полуразделенные системы (алголи) — это системы, в которых более массивная компонента является звездой главной последовательности, а менее массивная компонента, которая обычно является более холодной звездой большего радиуса, — это субгигант, заполняющий (или почти заполняющий) свою полость Роша.

Среди класса ПР-систем можно выделить много подклассов. Однако, ввиду небольшого числа представителей каждого из подклассов, не представляется возможным использовать эти подклассы для надежного статистического анализа.

Тем не менее, в каталоге Малкова и др. выделено несколько специальных подклассов полуразделенных систем.

1. *Горячие и холодные алголи.* Помимо типичных алголей, Поппер (Popper, 1980) выделил две дополнительные группы ПР-систем: горячие ПР-системы (в которых более горячая компонента — ранняя звезда спектрального класса B, а более холодная — звезда класса B или раннего A) и холодные ПР-системы спектрального класса G или более позднего, чем G. Каждая из этих групп содержит по четыре системы. Горячие и холодные ПР-системы теоретически анализируются в работе (Nelson and Eggleton, 2001).

2. *Двухконтактные системы.* В этих системах обе компоненты полностью заполняют свои критические полости Роша, но не касаются друг друга благодаря асинхронному вращению по крайней мере одной из компонент (что обусловливает меньший размер критической полости Роша по сравнению со случаем синхронного осевого и орбитального вращения). Эта идея была высказана Вильсоном (Wilson, 1979). Этот тип систем по наблюдательным проявлениям близок к классу систем типа W Ser (см., например, Cherepashchuk et al., 1996), которые находятся на стадии завершения первичного обмена масс. Более массивная звезда в данном случае окружена толстым диском из вещества, поставляемого заполняющим свою полость Роша спутником, что затрудняет обнаружение фотосферных линий в ее спектре.

3. *Системы с дефицитом масс компонент (типа R CMa).* Обе компоненты таких систем имеют избытки светимости, избытки радиусов и избытки температуры для своих масс. Ни одна из компонент таких систем не может быть отнесена к главной последовательности (см., например, Sarma et al., 1996).

4. *Системы на ранней стадии обмена масс.* В некоторых РГП-системах раннего спектрального класса более массивная компонента проэволюционировала от главной последовательности и почти заполняет свою полость Роша (см., например, Kallrath and Strassmeier, 2000). В таких системах скоро разовьется первичный обмен масс в тепловой шкале времени эволюции, который должен привести к перемене ролей компонент. Эти системы классифицируются как ТДС на ранней стадии первичного обмена масс. Примеры таких систем: BF Aur, TT Her, AB Cru.

5. *Системы с прерванным контактом между компонентами.* Такая ситуация реализуется, когда энергия обмена масс недостаточно эффективна. В этом случае полный эволюционный цикл ТДС состоит из длительной спокойной стадии контакта между компонентами и короткой, разрушительной стадии с быстрым переходом между контактной, полуразделенной и разделенной фазами ТДС (Kahler, 2002). Системы с прерванным контактом имеют орбитальные периоды в диапазоне 0,3–0,7 суток и спектральные классы компонент F–G.

Поскольку перечисленные подклассы содержат сравнительно малое число систем, в каталоге Малкова и др. среди ПР-систем эти подклассы не выделяются.

Контактные системы. В каталоге Малкова и др. — это C-системы. В этих системах обе компоненты заполняют (или переполняют) свои полости Роша. Согласно Вильсону (Wilson, 1979), существуют сверхконтактные системы, в которых поверхности каждой из звезд превышают размеры их полостей Роша. Такие системы имеют синхронизированные с осевым вращением звезд орбитальные периоды и общие оболочки. Кроме контактных и сверхконтактных систем рассматриваются также почти-контактные системы.

1. ***Контактные системы поздних спектральных типов.*** В каталоге Малкова и др. — это CW-системы.

Это контактные системы, в которых спектральный класс первичной звезды обычно более поздний, чем $\sim$ F0 (эти системы называются также системами типа W UMa).

Классические контактные системы типа W UMa подразделяются на два подкласса (Binnendijk, 1977): системы типа A (большая звезда более горячая, главный минимум соответствует прохождению) и системы типа W (меньшая звезда более горячая, главный минимум соответствует покрытию). В каталоге Малкова и др. эти два подкласса обозначаются как CWA и CWW соответственно.

2. ***Контактные системы ранних спектральных классов.*** В каталоге Малкова и др. эти системы обозначаются как CE.

Спектральный класс более массивной компоненты в данном случае обычно — не позднее F0 или даже A0 (Pribulla et al., 2003). Это контактные системы, имеющие ранние спектральные классы для обеих компонент, близких к своим полостям Роша.

3. ***Почти контактные системы.*** В каталоге Малкова и др. — это CB-системы.

Этот подкласс контактных систем был выделен Свечниковым (1969). Это системы, подобные системам типа W UMa, но в которых обе компоненты не полностью заполняют свои полости Роша, в то время как их характеристики подобны характеристикам систем типа W UMa. Эти системы также называются как короткопериодические системы типа RS CVn или неконтактные системы, подобные системам типа W UMa. Формально, почти контактные системы могут считаться разделенными или полуразделенными системами, но их кривые блеска весьма пекулярны и искажены газовыми потоками. Компоненты этих систем показывают небольшую физическую переменность. Принято, как уже отмечалось, обозначать почти контактные системы как системы типа CB, где буква B обозначает подобие кривых блеска этих систем кривым блеска системы β Lyr (Pribulla et al., 2003).

Различают два подкласса почти контактных систем: системы типа F (CBF) и системы типа V (CBV). В системах типа F первичная компонента заполняет или почти заполняет свою полость Роша, а вторичная компонента не заполняет ее, причем кривая блеска системы обычно является ассиметричной. В системах типа V первичная компонента не заполняет свою полость Роша, в то время как вторичная — заполняет или почти заполняет свою полость Роша, кривая блеска при этом не показывает асимметрии.

В каталоге Малкова и др. не выделяются ТДС на поздних стадиях эволюции (см. каталог: Cherepashchuk et al., 1996). Кроме того, в этом каталоге массивные затменные двойные системы с горячими компонентами (так называемые OB-двойные) не выделяются как отдельный класс, а распределены, независимо от массы, между всеми РГП-, ПР- и контактными системами.

Отметим также недавнее выделение нового подкласса среди полуразделенных систем — подкласса систем с осциллирующими компонентами на характерных временах (периодах) $P_{\rm puls} = 20$–300 мин (см. обзор Mkrtichian et al., 2007). Этот подкласс обозначается как oEA (oscillating Algol-type eclipsing binaries). К настоящему времени открыто ~ 20 oEA-систем. Их основные параметры приведены в табл. 100.

В этих системах пульсации показывает главная, более массивная звезда. На режим пульсаций этой звезды влияет аккреция вещества. Во-первых, аккреция приводит к изменению средней плотности и структуры внешних слоев пульсирующей звезды, что может приводить к вековым изменениям ее пульсационных характеристик. Во-вторых, эффекты поглощения в околозвездном газе могут менять условия видимости пульсационной компоненты излучения звезды. Более подробно об oEA-системах можно прочесть в работах (Mkrtichian et al., 2007, Lehman and Mkrtichian, 2008, Mkrtichian et al., 2006).

Таблица 100

Группа пульсирующих аккрецирующих компонент полуразделенных затменных двойных систем типа Алголя (oEA-звезд). Приведены пульсационные периоды для доминирующих мод (из работы Mkrtichian et al., 2007)

Система	Спектральный класс A+B Sp	P_{orb}, сут.	P_{pul}, мин
Y Cam	A7+K1 IV	3,3055	95,74
AB Cas	A3+K0IV	1,3669	83,93
RZ Cas	A3V+K0IV	1,1953	22,43
IV Cas	A2 +	0,9985	38,2
R CMa*	FIV+K2IV	1,1359	68,5*
V346 Cyg	A5+	2,7433	72,4
V469 Cyg	A +	1,3125	40
TW Dra	A6+K0IV	2,8068	80
TZ Dra	A7V+	0,8660	29
AS Eri	A3V+K0III	2,6642	24,39
TZ Eri	A5+K0	2,6060	76
RX Hya	A8+K5	2,2816	74,26
CT Her	A3+	1,7864	28
ET Her	—	4,729	145
TU Her	A5V	2,6770	80
AB Per	A5+G9IV	7,1603	282,02
IU Per	A4+	0,8279	32
AO Ser	A2+G5IV	0,8793	67
QU Sge	A3+G5	3,7908	40,1
VV UMa	A0+G8IV	0,6874	28,9
* — пульсации нуждаются в подтверждении.			

2. Разнообразие тесных двойных систем

Наблюдения показывают, что доля двойных и кратных звезд среди всех звезд Галактики составляет и даже превышает ~ 60–$70\,\%$ (см., например, Abt, 1983). Как неоднократно подчеркивалось Мартыновым (1972), в двойных системах встречаются практически любые комбинации компонент. Компонентами ТДС могут быть звезды главной последовательности, субгиганты, гиганты, сверхгиганты, звезды типа WR, Be-звезды, белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры, коричневые карлики, планеты и даже пульсирующие звезды, например, цефеиды или звезды типа oEA (см. выше). Разнообразие тесных двойных систем огромно. Их периоды могут быть как очень малыми и составлять 18 мин (AM CVn), 46 мин (GP Com) и даже 321 с (RX J0806,3+1527 — система из двух вырожденных компонент), так и очень большими (например, 27,2 года у системы ε Aur). Размеры орбит ТДС меняются в широких пределах: от $\lesssim 0{,}05 R_\odot$ до многих десятков астрономических единиц (см., например, обзор Guinan and Engle, 2006). В обзоре (Guinan, 1992) перечислены, в рамках современной классификации ТДС, основные типы ТДС и описано их значение для астрофизики. Рассмотрим различные типы ТДС с учетом новейших данных.

1. *Разделенные затменные системы.* Исследования этих систем позволяют получать фундаментальные данные о массах, радиусах, светимостях звезд и делать выводы об их эволюционной стадии и возрасте. Кроме того, изучение разделенных затменных ТДС поставляет наиболее надежную информацию о потемнении к краю для звезд разных спектральных классов. Особенно перспективно изучение потемнения к краю для звезд, затмеваемых экзопланетами. Хотя глубина соответствующих затмений невелика, $\sim 0{,}01^m$, и даже в случае очень точных, спутниковых наблюдений относительная точность кривых блеска (по отношению к глубине затмения) не является экстремально высокой (сравнима с относительной точностью кривых блеска классических ТДС, полученных с помощью наземных наблюдений), относительно малый радиус затмевающей экзопланеты и незначительность эффектов отражения и эллипсоидальности в данном случае позволяют весьма надежно определять коэффициенты потемнения в линейном и даже нелинейном законе потемнения.

Кроме того, изучая вращение линии апсид в разделенных ТДС, можно получать информацию о распределении массы в теле звезды и даже оценивать распределение угловой скорости вращения звезды вдоль ее радиуса (см. ч. I).

Применение современных, очень точных методов определения лучевых скоростей звезд в разделенных ТДС (с точностью порядка 1 м/с) позволяет изучать релятивистские эффекты в движении звезд и по ним независимо оценивать ряд параметров ТДС (см. выше).

2. *Полуразделенные ТДС.* ПР-системы, являющиеся классическими системами типа Алголя, позволяют изучать характеристики звезд на разных стадиях эволюции (стадии главной последовательности и субгиганта), а также дают ценную информацию об обмене масс в ТДС и потере массы из системы.

ПР-системы — активные алголи (системы типа W Ser и β Lyr) являются лабораториями для изучения быстрой стадии первичного обмена масс, а также для исследования аккреционных дисков и процессов аккреции вещества в них. Потеря массы такими системами может давать вклад в обогащение межзвездной среды различными химическими элементами.

3. *Системы типа RS CVn и BY Dra (называемые также хромосферно-активными двойными).* Исследование систем этого типа важно для выяснения механизма динамо, который обусловливает магнитную активность в холодных звездах (спектрального класса F и более позднего). В этих системах наблюдается усиленная активность звезд, связанная с проявлением магнитных полей: пятна и другие активные области, хромосферы и короны, а также вспышки. Исследование систем этого типа важно также для более глубокого понимания магнитной активности Солнца.

4. *Контактные системы типа W UMa.* Эти короткопериодические контактные и даже сверхконтактные системы ($0{,}2^{\mathrm{d}} \lesssim P_{\mathrm{orb}} \simeq 0{,}8^{\mathrm{d}}$) показывают очень высокий уровень магнитной активности. Поэтому они очень важны для изучения механизмов магнитного звездного динамо на предельно сильном уровне. Эти системы также очень важны для исследований потому, что благодаря магнитному торможению (при истечении магнитного звездного ветра из компонент) компоненты этих систем могут сливаться и образовывать одну звезду с пекулярными свойствами, например, звезду типа FK Com или голубого странника (blue straggler). В последнее время выясняется, что среди систем типа W UMa имеется повышенный процент тройных систем, что, возможно, в значительной степени определяет механизм образования систем этого типа и их дальнейшую эволюцию.

5. *Катаклизмические переменные и новоподобные двойные.* Эти короткопериодические системы состоят из аккрецирующего белого карлика и холодной звезды спектрального класса $\sim M$, заполняющей свою полость Роша и поставляющей вещество в аккреционный диск. Системы этого типа очень разнообразны. Они дают возможность изучать поздние стадии эволюции звезд. Очень важно значение этих систем и для исследования процессов аккреции, структуры аккреционных дисков и различных неустойчивостей в них.

6. *Рентгеновские двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами.* Этот класс поздних ТДС (также как и класс катаклизмических двойных) описан в предыдущей главе. Отметим лишь важнейшие особенности систем этого типа. Эти системы показывают мощное ($L_x > 10^{35}$ эрг/с) рентгеновское излучение, которое формируется при аккреции вещества спутника — нормальной звезды на нейтронную звезду или черную дыру. Изучение этих систем дает много информации о массах нейтронных звезд и черных дыр, о процессах аккреции вещества, структуре аккреционных дисков и механизмах их нестабильности, о поздних стадиях эволюции ТДС.

Особняком стоят радиопульсары в двойных системах. Изучение этих систем, помимо ценной информации о массах нейтронных звезд, их вращении и магнитных полях, позволяет количественно проверять ОТО (см. выше).

7. *Системы типа ζ Aurigae и VV Cephei, а также WR+OB-системы.* Системы типа ζ Aur и VV Cep — это долгопериодические взаимодействующие двойные системы, содержащие G–M-сверхгигант и горячий спутник (обычно спектрального класса BV). На начальной стадии эволюции эти системы были разделенными и не взаимодействующими. Дальнейшая эволюция ТДС привела к тому, что первоначально более массивная компонента проэволюционировала, отошла от главной последовательности и стала сверхгигантом. Важной особенностью систем типа ζ Aur (проэволюционировавшая звезда-сверхгигант спектрального класса G–K) и типа VV Cep (содержит M-сверхгигант) является наличие атмосферных затмений. Когда горячий B-спутник затмевается протяженной атмосферой G–M-сверхгиганта, блеск системы постепенно ослабляется, и в спектре системы появляются усиленные линии поглощения, формирующиеся в спектре затмеваемой B-компоненты в результате селективного поглощения света B-звезды в протяженной атмосфере передней G–M-звезды — сверхгиганта. Это дает уникальную возможность детальной диагностики физических условий в протяженной атмосфере G–M-сверхгиганта.

В двойных системах WR+OB, содержащих звезду WR и OB-спутник, также наблюдаются атмосферные затмения. Протяженной атмосферой здесь является основание звездного ветра звезды WR. Анализ кривых блеска таких систем в рамках полуклассической модели ТДС позволяет осуществлять диагностику физических условий в ветре звезды WR и корректно определять радиусы и температуры гидростатических «ядер» звезд WR, что важно для уточнения их эволюционного статуса. Кроме того, помимо затмений в континууме, в двойных WR+O-системах наблюдаются селективные атмосферные затмения в частотах линий (Черепащук, 1975, Eaton et al., 1985a,b).

8. *Симбиотические двойные системы.* Это долгопериодические взаимодействующие двойные системы, содержащие М-гигант (иногда это пульсирующая звезда типа Миры Кита) и аккрецирующую компоненту, которой может быть белый карлик, субкарлик или маломассивная звезда главной последовательности. Иногда аккрецирующим компактным объектом является нейтронная звезда. Свойства симбиотических двойных систем очень разнообразны. Главная особенность в данном случае — это аккреция вещества спутником из медленного ветра красного гиганта. Поэтому даже в тех случаях, когда красный гигант заполняет лишь малую часть своей полости Роша, ввиду большого радиуса гравитационного захвата (радиуса Бонди–Хойла) процесс аккреции весьма эффективен, что вызывает яркие наблюдательные проявления: мощные эмиссионные линии, высокотемпературный континуум, значительная переменность блеска и т. п. Орбитальные периоды симбиотических двойных лежат в пределах ~ 200–1500 суток, орбиты в большинстве случаев эллиптические. В некоторых симбиотических системах красный гигант близок к заполнению своей полости Роша или заполняет ее. Такие системы называются симбиотическими системами типа Алголя (например, система T CrB).

9. *Бариевые системы и системы, содержащие S-звезды.* Согласно современным представлениям, это долгопериодические двойные системы, в которых первоначально более массивная компонента сильно проэволюционировала, превратилась в белый карлик и передала часть вещества своей оболочки, обогащенной продуктами термоядерного синтеза, спутнику, который в настоящее время проэволюционировал до стадии красного K–M-гиганта. Этим объясняется аномальный химический состав красного гиганта, в частности, избыток бария. Эти системы дают возможность детально изучать процессы нуклеосинтеза и потери массы в сильно проэволюционировавших звездах. В частности, в S-звездах наблюдается избыток химических элементов, сформированных в S-процессах термоядерного синтеза в недрах звезд.

10. *ТДС на стадии эволюции после общей оболочки.* В каталоге поздних ТДС эти системы называются также предкатаклизмическими двойными (Cherepashchuk et al., 1996). Обычно такие системы содержат белый карлик или горячий субкарлик и холодную невырожденную звезду, не заполняющую полость Роша. Часто такие системы наблюдаются в центрах планетарных туманностей. Это системы, прошедшие стадию эволюции с общей оболочкой. Примером таких систем является затменная двойная V 471 Tau (DA2+K2V, $P_{\rm orb} = 0{,}52^{\rm d}$). Исследование таких систем важно для изучения коротких переходных стадий звездной эволюции.

Продолжением эволюции ТДС этого типа являются стадия катаклизмической двойной (красный карлик заполняет свою полость Роша) и стадия двойного белого карлика. Изучение двойных белых карликов важно для понимания процессов, приводящих к вспышке сверхновых типа Ia после слияния двух белых карликов и образования вырожденной конфигурации с массой большей чандрасекаровского предела. Как известно, сверхновые типа Ia служат «стандартными свечами» для изучения ускоренного расширения Вселенной и определения уравнения состояния темной энергии.

Эффективность статистических исследований ТДС особенно возросла в последние годы в связи с проведением специализированных фотометрических обзоров неба с использованием ПЗС-приемников излучения (системы наземных роботизированных телескопов, системы поиска явлений микролинзирования MACHO, OGLE, EROS и др., космические эксперименты COROT и Kepler и др.). Это позволяет получать высококачественные кривые блеска ТДС разных типов в массовом порядке. Поэтому к настоящему времени назрела необходимость разработки автоматизированных методов интерпретации большого числа кривых блеска ТДС в рамках современных моделей.

3. Статистические зависимости между основными параметрами звезд-компонент ТДС

Затменные двойные системы являются источником наиболее надежных сведений о массах, радиусах, температурах и светимостях звезд. Это дает возможность строить эмпирические зависимости типа «масса–светимость», «масса–радиус» и т. п., которые лежат в основе методов проверки наших представлений о внутреннем строении звезд и их эволюции. Статистические связи между различными параметрами звезд-компонент ТДС устанавливались многими авторами (см., например, Kopal, 1959, Свечников и Снежко, 1971, Popper, 1980, Каретников, 1991, Shore et al., 1994, Горда и Свечников, 1998, Malkov, 2007). Особо следует отметить работы (Henry et al., 1999, Delfosse et al., 2000, Henry, 2004), в которых приведены данные по звездам малых масс ($0{,}07M_\odot$<M<$1M_\odot$). В недавней работе Малкова (Malkov, 2007) приведены табличные данные по массам, радиусам, температурам и светимостям 215 звезд-компонент 114 разделенных затменных систем с измеренными кривыми лучевых скоростей обеих компонент. Здесь же приведены соответствующие зависимости «масса–светимость», «масса–радиус» и «масса–эффективная температура» как в графическом виде, так и в виде аналитических аппроксимаций с помощью полиномов. В этой работе изучено также влияние эффекта синхронизации осевого и орбитального вращений на характеристики звезд-компонент ТДС. Известно (см., например, Maeder and Meynet, 2000), что вращение влияет на эволюцию и глобальные параметры звезды. В этом случае центробежные силы компенсируют силу гравитации, поэтому температура и давление в центральных частях быстро вращающейся звезды уменьшаются по сравнению с медленно вращающейся звездой той же массы. Это приводит к уменьшению темпа выделения термоядерной энергии в центре быстро вращающейся звезды и, соответственно, к меньшей болометрической светимости и меньшей эффективной температуре звезды. Поэтому быстро вращающиеся звезды эволюционируют медленнее, чем слабо-вращающиеся звезды той же массы. Следовательно, радиусы медленно вращающихся звезд на стадии главной последовательности должны возрастать со временем быстрее, чем в случае быстро вращающихся звезд.

Если звезда входит в ТДС, то приливная синхронизация осевого и орбитального вращений для систем с орбитальными периодами $P_{\rm orb} < 15^{\rm d}$ и массами звезд $M < 1{,}5M_\odot$ (звезды с конвективными оболочками) приводит к тому, что звезды в таких системах вращаются медленнее, чем в случае одиночных звезд или звезд-компонент широких пар (с периодами $P_{\rm orb} > 15^{\rm d}$). Таким образом, при построении зависимости «масса–светимость» и других зависимостей для звезд-компонент ТДС необходимо различать случаи короткопериодических ТДС ($P_{\rm orb} < 15^{\rm d}$, синхронизованные системы) и длиннопериодических ТДС ($P_{\rm orb} > 15^{\rm d}$ — несинхронизованные системы). Очевидно также, что корректное применение результатов статистических исследований данных по ТДС к анализу данных по одиночным (быстро вращающимся) звездам возможно лишь в случае долгопериодических ($P_{\rm orb} > 15^{\rm d}$) ТДС.

Интересно отметить в этой связи, что O-B-спутники в массивных квазистационарных рентгеновских двойных системах (которые близки к заполнению своих полостей

Роша) обладают избытками светимости (до $0{,}5^m$) для своих масс, по сравнению с соответствующими одиночными О-В-звездами (Ziolkowski, 1972, Петров и др., 2007).

Приведем основные статистические зависимости, опубликованные в работе Малкова (Malkov, 2007). На рис. 387 приведены зависимости «масса–болометрическая светимость» (M–L), «масса–эффективная температура» (M–T) и «масса–радиус» (M–R) для разделенных затменных систем главной последовательности, у которых

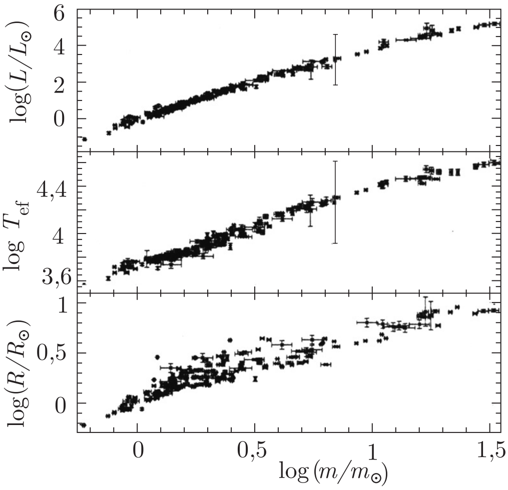


Рис. 387. Сверху вниз: зависимости «масса–болометрическая светимость», «масса–температура» и «масса–радиус» для звезд-компонент разделенных двойных затменных систем главной последовательности с наблюдаемыми спектрами обеих компонент. (Из работы Malkov, 2007)

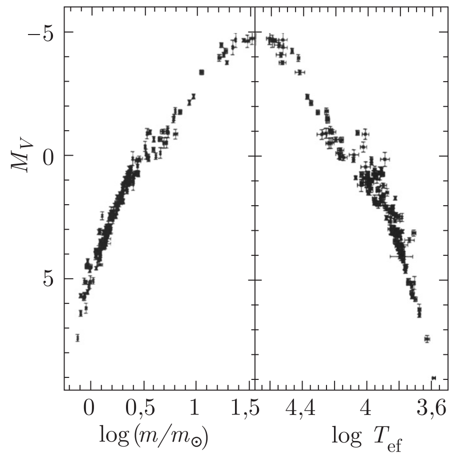


Рис. 388. Зависимость «масса–светимость» (слева) и диаграмма Герцшпрунга–Рессела (справа) для звезд-компонент разделенных двойных затменных систем главной последовательности с наблюдаемыми спектрами обеих компонент. (Из работы Malkov, 2007)

измерены лучевые скорости обеих компонент. На рис. 388 приведены зависимость «масса–абсолютная звездная V-величина» и диаграмма Герцшпрунга–Рессела для звезд-компонент таких затменных систем. Согласно Малкову (Malkov, 2007), основные статистические зависимости между параметрами звезд-компонент разделенных ТДС могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями.

1. Зависимость «абсолютная звездная V-величина–логарифм массы звезды»:

$$M_V(\lg M) = 4{,}85 - 14{,}2 \lg M + 14{,}1 \lg^2 M - 9{,}99 \lg^3 M + 2{,}66 \lg^4 M.$$

Эта формула справедлива в диапазоне масс $-0{,}2 < \lg(M/M_\odot) < 1{,}5$ и обеспечивает точность аппроксимации в $0{,}36^m$ (стандартное отклонение) для величины M_V.

2. Зависимость «логарифм массы–абсолютная звездная V-величина звезды»:

$$\lg M\,(M_V) = 0{,}525 - 0{,}147 M_V + 0{,}00737 M_V^2.$$

Формула справедлива для $-5{,}0 < M_V < 9{,}0$ и обеспечивает точность аппроксимации 0,05 для $\lg M$.

3. Зависимость «Логарифм болометрической светимости–логарифм массы звезды»:

$$\lg L(\lg M) = -0{,}0329 + 4{,}57 \lg M - 0{,}662 \lg^2 M.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(M/M_\odot) < 1{,}5$. Она обеспечивает точность аппроксимации 0,12 для $\lg L$.

4. Зависимость «логарифм массы–логарифм болометрической светимости звезды»:

$$\lg M(\lg L) = 0{,}00834 + 0{,}213 \lg L + 0{,}0107 \lg^2 L.$$

Формула справедлива для $-1{,}2 < \lg(L/L_\odot) < 5{,}3$ и обеспечивает точность аппроксимации 0,03 для $\lg M$.

5. Зависимость «логарифм эффективной температуры–логарифм массы звезды»:

$$\lg T_{\text{ef}}(\lg M) = 3{,}73 + 0{,}567 \lg M + 0{,}284 \lg^2 M - 0{,}182 \lg^3 M.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(M/M_\odot) < 1{,}5$ и обеспечивает точность аппроксимации 0,03 для $\lg T_{\text{ef}}$.

6. Зависимость «логарифм массы–логарифм эффективной температуры звезды»:

$$\lg M(\lg T_{\text{ef}}) = -0{,}0728 - 22{,}1 \lg T_{\text{ef}} + 15{,}7 \lg^2 T_{\text{ef}} - 3{,}74 \lg^3 T_{\text{ef}} + 0{,}304 \lg^4 T_{\text{ef}}.$$

Формула справедлива для $3{,}6 < \lg T_{\text{ef}} < 4{,}6$ и обеспечивает точность 0,05 для $\lg M$.

7. Зависимость «логарифм радиуса–логарифм массы звезды»:

$$\lg R(\lg M) = 0{,}0565 + 1{,}06 \lg M - 0{,}886 \lg^2 M + 0{,}423 lg^3 M.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(M/M_\odot) < 1{,}4$ и обеспечивает точность 0,08 для $\lg R$.

8. Зависимость «логарифм массы — логарифм радиуса звезды»:

$$\lg M(\lg R) = -0{,}00106 + 0{,}956 \lg R - 0{,}617 \lg^2 R + 1{,}25 \lg^3 R.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(R/R_\odot) < 1{,}0$ и обеспечивает точность 0,13 для $\lg M$.

9. Зависимость для звезд начальной главной последовательности «логарифм радиуса–логарифм массы звезды»:

$$\lg R(\lg M)[\text{ZAMS}] = -0{,}062 + 0{,}67 \lg M.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(M/M_\odot) < 1{,}5$ и обеспечивает точность 0,01 для $\lg R$.

10. Зависимость для звезд начальной главной последовательности «логарифм массы–логарифм радиуса звезды»:

$$\lg M(\lg R)[\text{ZAMS}] = 0{,}093 + 1{,}49 \lg R.$$

Формула справедлива для $-0{,}2 < \lg(R/R_\odot) < 1{,}0$ и обеспечивает точность 0,02 для $\lg M$.

Все эти зависимости могут быть использованы для проверки теории внутреннего строения звезд и их эволюции.

Статистические характеристики ТДС разных типов (РГП, ПР, контактные, RS CVn, катаклизмические, WR+OB, рентгеновские двойные, радиопульсары в двойных системах, системы с экзопланетами) приведены в предыдущих главах при описании результатов применения современных методов интерпретации к соответствующим наблюдательным данным. Как подчеркивается в известной монографии Масевич и Тутукова (1988), основные статистические характеристики ТДС (распределение по массам M_1 первичной компоненты, по отношению масс $q = M_2/M_1$, по размерам большой полуоси относительной орбиты a, по угловому моменту J и т. п.) в сильнейшей степени искажены эффектами наблюдательной селекции. Единый ансамбль ТДС мы вынуждены изучать разными методами, в зависимости от условий видимости и наблюдательных проявлений компонент (анализ затмений, анализ кривых лучевых скоростей, анализ видимого движения звезд в визуально-двойных системах и т. п.). Именно эффекты наблюдательной селекции послужили основой для разделения ТДС на затменные, спектральные и визуально-двойные звезды.

Учет эффектов наблюдательной селекции при статистических исследованиях ТДС был выполнен в работах группы А.В.Тутукова (Крайчева и др., 1979, 1981, Popova и др., 1982), а также в работах Свечникова (1969, 1986) и Абта и Леви (Abt and Levy, 1976).

На рис. 389 приведено распределение спектрально-двойных звезд с двумя видимыми спектрами на плоскости a–M_1, где a — большая полуось относительной орбиты, M_1 — масса первичной (более массивной) компоненты. Большинство ТДС имеет компоненты-звезды главной последовательности, поэтому можно считать, что распределение ТДС на рис. 389 слабо искажено эффектами эволюции и отражает исходное распределение ТДС, обусловленное условиями их образования (Масевич и Тутуков, 1988). Со стороны малых a область, занимаемая ТДС, ограничена условием контакта компонент (сплошная прямая линия на рис. 389). ТДС с большими $a \gtrsim 10^3 R_\odot$ обнаруживаются с трудом ввиду малой амплитуды изменения лучевых скоростей компонент.

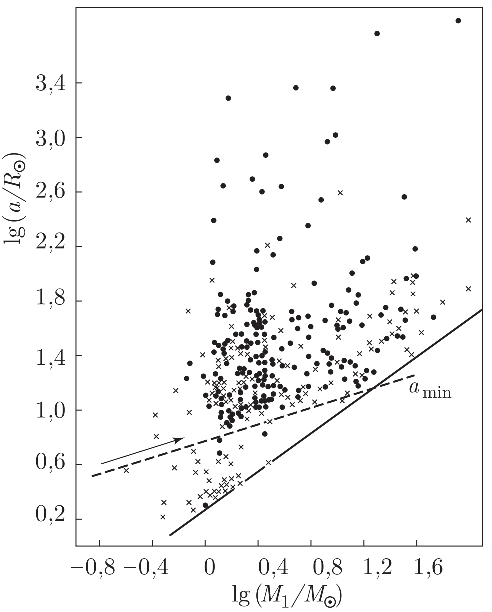


Рис. 389. Спектрально-двойные звезды с двумя видимыми спектрами на плоскости «большая полуось относительной орбиты a—масса первичной компоненты M_1» (Попова и др., 1983). Штриховая линия соответствует зависимости $a_{\min}/R_\odot \approx 6\,(M_1 M_\odot)^{1/3}$. Точки соответствуют $m_V \leqslant 7^m$, крестики — $m_V > 7^m$. Указано направление эволюции системы на стадии аккреции вещества компонентами во время образования двойных звезд

Из рис. 389 видно, что наблюдается дефицит предельно тесных систем. Особенно сильно этот дефицит проявляется в диапазоне $0{,}3 < \lg(M_1/M_\odot) < 1{,}2$ и $0{,}4 < \lg(a/R_\odot) < 1{,}1$. В этой области параметров наблюдается «треугольник», в котором практически отсутствуют ТДС. Как показано в работе (Попова и др., 1982), эта особенность распределения ТДС на плоскости a–M_1 не может быть объяснена эффектами наблюдательной селекции. Такая же особенность выявляется и в распределении затменных двойных систем (Свечников и Снежко, 1974). Эта особенность, по-видимому, отражает специфику механизма образования ТДС.

Плотность ТДС также понижена и в «запрещенной» области с величинами больших полуосей ТДС $a/R_\odot \lesssim 6\,(M_1/M_\odot)^{1/3}$ (Крайчева и др., 1978) — см. рис. 389.

Из всех этих данных следует, что пространственная плотность ТДС с малыми размерами больших полуосей $a \lesssim 10R_\odot$ почти в сто раз ниже пространственной плотности более широких систем (Попова и др., 1982). ТДС с $a \lesssim 10R_\odot$ и $M_1 \lesssim 1{,}5M_\odot$, среди которых сосредоточена часть систем типа RS CVn и все звезды типа W UMa, весьма редки. Как известно, такие системы возникли в результате потери орбитального углового момента магнитным звездным ветром компонент. В то же время, ТДС с радиативными оболочками компонент ($M_{1,2} > 1{,}5M_\odot$) не могут уменьшать орбитальный период за счет истечения магнитного звездного ветра. Поэтому такие системы сохраняют исходные начальные орбитальные периоды вплоть до заполнения первичной компонентой своей полости Роша. Согласно Крайчевой и др. (1978), системы с $M_1 \leqslant 10M_\odot$ в процессе обмена веществом между компонентами теряют ~ 30–$50\,\%$ от начального орбитального углового момента, при этом потеря вещества системой несущественна. Важно то, что некоторые из систем типа RS CVn с массами компонент $\sim 1M_\odot$ и орбитальными периодами ~ 1–14 суток показывают реальное уменьшение орбитальных периодов на шкале времени $(2–5)\cdot 10^6$ лет, что говорит об эффективности уноса углового момента из системы магнитным звездным ветром. К числу таких систем относится, например, система AR Lac (Hall et al., 1976).

4. Функция образования двойных звезд в Галактике

Для исследования проблемы происхождения и эволюции ТДС необходимо знать функцию образования двойных звезд F, характеризующую число двойных звезд, которые рождаются в единице объема Галактики в единицу времени, в единичном интервале масс первичных компонент M_1, в единичном интервале больших полуосей относительных орбит a и в единичном интервале отношений масс q. По определению, функция образования двойных звезд F является функцией трех параметров:

$$F = F(M_1, a, q).$$

Можно предполагать, что параметры M_1, a, q влияют на функцию F независимо, поэтому функция F может быть представлена в виде произведения трех функций:

$$F(M_1, a, q) = F_1(M_1)F_2(a)F_3(q).$$

Здесь функции F_1, F_2, F_3 — исходные, начальные функции распределения, определяемые условиями образования двойных звездных систем. Как подчеркивалось выше, наблюдаемые реализации этих функций должны быть исправлены за влияние эффектов наблюдательной селекции. Поэтому главная задача статистических исследований ТДС — корректный поиск трех основных функций F_1, F_2, F_3. Подробное обсуждение этой задачи приведено в монографиях (Масевич и Тутуков, 1988; Shore et al., 1994).

Прежде всего, рассмотрим распределение по массам одиночных звезд. Согласно Миллеру и Скало (Miller and Scalo, 1979), темп звездообразования в Галактике определяется уравнением

$$\frac{dN\,(M)}{dt} = \psi\,(M)\,f\,(t)\,,$$

где $\psi(M)$ — начальная функция масс звезд, $f(t)$ — функция, описывающая изменение со временем темпа звездообразования в Галактике. Начальная функция масс $\psi(M)$ получается из наблюдаемой функции масс $N(M)$ делением $N(M)$ на объем изученного пространства V и на время жизни T звезды с массой M:

$$\psi\,(M) = \frac{N\,(M)}{V\cdot T}.$$

Таким образом, Солпитер (1955) нашел путем исследования звезд с массами, лежащими в основном в интервале $(0{,}5–3)M_\odot$, что

$$\psi\,(M) \approx \frac{dM}{M^{2{,}35}}\,\text{год}^{-1}.$$

Более поздние исследования, охватывающие больший наблюдательный материал и больший интервал звездных масс (см., например, Miller and Scalo, 1979), приводят к формуле

$$\psi\left(M\right) \approx \frac{dM}{M^{2,5}}\ \text{год}^{-1}.$$

Как показывает анализ наблюдений, функция темпа звездообразования в Галактике $f(t)$ для последних $5 \cdot 10^9$ лет была постоянной. Следовательно, для звезд с массами $M > 1{,}2M_\odot$ можно положить $f(t) = 1$, поскольку звезды с массой $1{,}2M_\odot$ живут $\sim 5 \cdot 10^9$ лет.

Полагая $f(t) = 1$ и интегрируя дифференциальное уравнение для темпа звездообразования по времени, можно получить выражение для распределения звезд по массам в данный момент в Галактике:

$$N(M) = \psi(M) \cdot T(M),$$

где время жизни звезды на стадии ядерного горения может быть принято как

$$T(M) \sim M^{-2,5}.$$

Таким образом, для звезд с массами более $1{,}2M_\odot$ распределение по массам в данный момент времени

$$N(M) \sim M^{-5}.$$

Видно, что наблюдаемое число звезд в Галактике очень сильно возрастает (как M^{-5}) с уменьшением массы звезды.

Как показывает анализ наблюдений (см., например, Масевич и Тутуков, 1988), распределение по массам M_1 первичных компонент ТДС, после исправления за объем пространства, в котором обнаружены ТДС с данной массой первичной компоненты, и с учетом времени жизни этой компоненты, для всех типов двойных звезд (затменных, спектральных и визуально-двойных) оказалось близким к начальной функции масс Миллера–Скало:

$$dN\left(M_1\right) \approx \frac{dM_1}{M^{2,5}}\ \text{год}^{-1}.$$

Поэтому функцию $F_1(M)$ можно считать известной: $F_1(M) \sim M^{-2,5}$.

Анализ данных по спектрально и затменно-двойным системам совместно с данными по визуально-двойным системам (см., например, van Albada, 1968, Abt, 1983) со всей определенностью указывает на то, что исходное распределение логарифмов больших полуосей относительных орбит ТДС является примерно плоским (см. также Масевич и Тутуков, 1988). Следовательно, функция F_2 может быть представлена выражением

$$F_2(\lg a) d \lg a \sim d \lg a.$$

Исходное распределение ТДС по отношению масс компонент в сильнейшей степени отягощено эффектами наблюдательной селекции, поэтому до настоящего времени, несмотря на большой прогресс в наблюдательной технике, однозначного решения этой проблемы пока не получено, и разные авторы дают разные выражения для функции $F_3(q)$. Из анализа различных каталогов рядом авторов (Trimble, 1974, Lucy and Ricco, 1979, Крайчева и др., 1978, Staniucha, 1979) был сделан вывод о том, что распределение ТДС по q имеет два максимума: около $q = 1$ и около $q = 0{,}2$–$0{,}3$. Однако (см., например, Крайчева и др., 1978) пик вблизи $q = 1$, очевидно, связан с наблюдательной селекцией, поскольку при q сильно отличном от единицы двойственность трудно обнаружить.

Системы с $q \gtrsim 0{,}7$ позволяют измерить лучевые скорости обеих компонент, поскольку в данном случае разница в светимостях компонент не очень велика (такие системы обозначаются как SB2). В то же время, в системах с $q < 0{,}7$ можно измерить лучевые скорости лишь одной, более яркой компоненты (это системы SB1). Для обнаружения двойственности систем SB2 достаточно снять лишь один спектр системы, чтобы по двойной структуре линий отождествить звезду как двойную. Поэтому системы типа SB2 легко открываются в многочисленных звездных спектральных обзорах и в дальнейшем детально исследуются на предмет построения кривых лучевых скоростей обеих компонент и определения параметров орбит.

В то же время, отождествить систему типа SB1 по одному спектру невозможно. Требуется с самого начала получать много спектров такой системы, чтобы выявить изменения лучевых скоростей более яркой компоненты. Поэтому вероятность открытия систем типа SB1 значительно, в 5–10 раз, меньше вероятности открытия систем типа SB2 (Scarfe, 1986, Hogeveen, 1992). Если этот эффект наблюдательной селекции принять во внимание, максимум около $q = 1$ в распределении ТДС по отношениям масс компонент исчезает (см., например, Tout, 1991).

Детальный учет эффектов наблюдательной селекции приводит к выводу (см., например, Halbwachs, 1987, Hogeveen, 1992, Trimble, 1990), что реальное распределение ТДС по отношениям масс компонент является функцией, возрастающей с уменьшением q. Для значений $q > 0{,}4$ можно принять, что $F_3(q) \sim q^{-2}$ или, как считает Тримбл (Trimble, 1990) $F_3 \sim q^{-1}$. Во всяком случае, в реальном распределении ТДС по q пика в районе $q = 1$ не наблюдается, и в первом приближении можно принять даже плоское распределение ТДС по отношениям масс (Масевич и Тутуков, 1988) и считать, что $F_3(q) = \mathrm{const}$, откуда следует, что

$$dN(q) \approx dq.$$

Если подставить найденные выражения для функций $F_1(M)$, $F_2(a)$, $F_3(q)$ в искомую функцию распределения

$$F(M_1, a, q) = F_1(M_1) F_2(a) F_3(q)$$

и выполнить соответствующую нормировку, то мы получим окончательную функцию образования двойных звезд в Галактике. Такая функция образования двойных звезд выведена в монографии (Масевич и Тутуков, 1988):

$$dN = 0{,}2 d \lg a \cdot \left(\frac{M_\odot}{M_1}\right)^{2{,}5} \cdot d\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right) \cdot dq \, \text{год}^{-1}.$$

Эта функция применялась нами при анализе эволюции ТДС (см. выше). Она позволяет оценить темп рождения двойных звезд различных типов. Если известны (например, из теоретических оценок) времена жизни двойных звезд на разных стадиях их эволюции, то эта формула позволяет оценить и число этих двойных звезд в Галактике. Как отмечают авторы (Масевич и Тутуков, 1988), такая оценка получается с точностью до фактора 2–3; особенно это касается числа звезд с малым отношением масс компонент. Более подробное обсуждение этой формулы можно найти в монографии Масевич и Тутукова (1988).

5. Исследования ТДС в звездных скоплениях

Звезды в скоплении имеют один и тот же возраст (который, как правило, известен) и химический состав. Расстояния до скоплений тоже известны. Следовательно, для звезд, входящих в скопление можно однозначно рассчитать для каждого значения массы звезды теоретическое значение радиуса и эффективной температуры. Поэтому исследования ТДС, входящих в звездные скопления, очень перспективны для более глубокого понимания эволюции звезд и двойных звездных систем. Надежное определение масс, радиусов, температур и светимостей звезд-компонент затменных РГП-систем в скоплениях, позволяет, путем сравнения их с соответствующими теоретическими значениями, осуществлять количественную проверку теории внутреннего строения и эволюции звезд (см., например, Gimenez, 1992, Mathieu, 1992). Очень перспективны также исследования взаимодействующих ТДС в скоплениях, в частности, для решения проблемы происхождения «голубых странников» (blue stragglers) (см., например, Milone and Latham, 1992, Milone et al., 1992).

Особый интерес представляют статистические исследования ТДС с эксцентрическими орбитами, которые входят в скопления разных возрастов. Майор и Мермиллард (Mayor and Mermillard, 1984) впервые начали изучать распределение эксцентриситетов орбит ТДС в ансамблях ТДС, имеющих один и тот же возраст. Звездные скопления представляют собой совокупность объектов (в том числе и ТДС) одинакового возраста. Как было показано в работе (Mayor and Mermillard, 1984), в трех скоплениях (Hyades, Praesepe, Coma), имеющих одинаковый возраст ($\sim 10^9$ лет), все орбиты двойных РГП-систем с периодами короче, чем 5,6 суток, являются круговыми. Это подтверждает вывод о влиянии приливной диссипации в ТДС на округление их орбит (см., например, Zahn, 1977). В связи с этим, в работе (Mathieu and Mazeh, 1988) было отмечено, что для более старых скоплений или других ансамблей звезд, где механизм приливной диссипации работал более длительное время, значение соответствующего переходного периода между круговыми и эллиптическими орбитами ТДС должно быть больше. Это подтверждается наблюдениями. Например, для скопления M 67, возраст которого $5 \cdot 10^9$ лет, переходный период равен 12,4 суток (Latham et al., 1992), а для ТДС, расположенных в галактическом гало, возраст которых $14 \cdot 10^9$ лет, переходный период составляет 18,7 суток (Torres et al., 1992) — см. рис. 390. В работе (Mathieu and Mazeh, 1988) высказана идея использовать значение переходного периода для оценки относительного возраста различных ансамблей

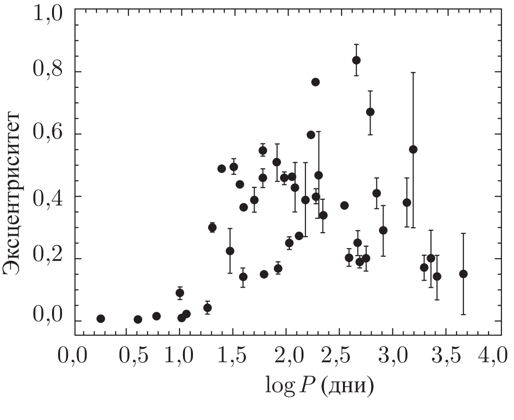


Рис. 390. Эксцентриситеты орбит как функция логарифма периодов для двойных систем гало Галактики с металличностью $[m/H] < -1{,}5$. (Из работы Torres et al., 1992)

ТДС с одним и тем же возрастом. Зависимость времени циркуляризации орбиты ТДС от орбитального периода определяется механизмом приливной диссипации (см. выше) и в разных теориях получается различной. Например, в работах (Zahn, 1977, Mathieu and Mazeh, 1988) показано, что переходный период P_{tr} пропорционален орбитальному периоду ТДС в степени 16/3: $P_{\mathrm{tr}} \sim P^{16/3}$. В работе (Tassoul, 1988) дана зависимость $P_{\mathrm{tr}} \sim P^{49/12}$, а в работе (Goldman and Mazeh, 1991) эта зависимость несколько иная:

$P_{\rm tr} \sim P^{10/3}$. Все эти зависимости $P_{\rm tr}$ от P получены для звезд с конвективными оболочками ($M < 1{,}5 M_{\odot}$) и не могут применяться к звездам с лучистыми оболочками, где механизм приливной диссипации иной (диссипация в динамических приливах с радиативным демпфированием).

Как показано в работе (Zahn and Bouchet, 1989), циркуляризация орбит ТДС особенно эффективна в процессе образования звезд на стадии Хаяши, когда радиусы протозвезд были велики, и они имели глубокую конвективную зону. В этой работе было предсказано, что значение переходного периода должно лежать в интервале 7,2–8,5 суток, независимо от времени, которое ансамбль ТДС провел в дальнейшем, на стадии главной последовательности. С другой стороны, в работе (Duquennoy and and Mayor, 1992) отмечается, что эволюционное изменение эксцентриситета орбиты ТДС, обусловленное приливной диссипацией, должно сопровождаться соответствующим эволюционным изменением орбитального периода, что, в свою очередь, влияет на скорость изменения эксцентриситета орбиты. Поскольку начальные значения эксцентриситетов орбит могут иметь значительный разброс, это приводит к тому, что даже в ансамбле ТДС строго одного возраста может существовать не одно значение переходного периода, а некоторый интервал переходных периодов, в котором могут существовать как круговые, так и эллиптические орбиты ТДС.

Наблюдения показывают, что, по крайней мере у нескольких ансамблей старых ТДС с одним и тем же возрастом величина переходного периода существенно превышает значение 8,5 суток, предсказанное в работе (Zahn and Bouchet, 1989). В частности, как уже отмечалось выше, для ТДС в скоплении M 67, возраст которого $\sim 5 \cdot 10^9$ лет, переходный период составляет 12,4 суток (Latham et al., 1992), а для ТДС галактического гало, средний возраст которых равен $14 \cdot 10^9$ лет, величина переходного периода равна 18,7 суток. Это может служить свидетельством того, что для старых ТДС округление орбит проходило не только в ранний период, когда компоненты еще не достигли стадии главной последовательности, но и в более позднюю эпоху, соответствующую стадии РГП-системы. Этот вывод подтвержден также в недавней работе (Khaliullin and Khaliullina, 2011).

Таким образом, статистические исследования распределения эксцентриситетов орбит ТДС в скоплениях и других ансамблях ТДС с одинаковым возрастом очень перспективны для понимания проблемы происхождения и эволюции ТДС.

6. Тройные и кратные системы

Исследования тройных и кратных звездных систем важно для понимания механизмов происхождения двойных систем. Как впервые было отмечено Бэттеном (1976), поскольку число параметров, характеризующих кратную систему, значительно больше, чем в случае двойной системы, соотношение параметров кратных систем (отношение орбитальных периодов, отношение масс, относительная ориентация орбит и т. п.) несет информацию о механизмах образования двойных систем.

Статистические исследования тройных и кратных систем базируются на изучении соответствующих каталогов. Каталог тройных и кратных систем содержащих затменные двойные системы (~ 80 систем), опубликован в работе (Chambliss, 1992a). В работе (Pribulla and Rucinski, 2006) приведены данные о 151 затменных системах контактного типа W UMa, входящих в тройные и кратные системы, и сделан вывод, что около 42 % систем типа W UMa входят в состав тройных и кратных звезд. Данные о многих сотнях затменных систем, входящих в двойные и кратные системы, опубликованы в недавних работах Закирова (Закиров, 2009, 2010). В работе (Fekel, 1981) опубликован каталог тройных систем с периодами менее 100 лет. Аносова (Anosova, 1988) опубликовала каталог долгопериодических тройных систем, в которых все три компоненты разрешены. Этот каталог был дополнен в работе (Popovic, 1991). В каталоге (Poveda et al., 1994) содержатся тройные и четверные системы в основном с долгопериодическими подсистемами. Большая работа по наиболее полной компиляции данных по тройным и кратным системам проделана А. А. Токовининым, который опубликовал каталог физических кратных систем (MSC — multiple star Catalogue). Этот каталог содержит данные о 612 физических кратных системах с кратностью от 3 до 7, которые, за некоторыми исключениями, являются иерархическими. Половина из этих систем расположена в области с расстоянием до 100 пк от Солнца. Каталог содержит орбитальные периоды, угловые разделения компонент и отношение масс для каждой подсистемы. Там же приведены орбитальные элементы для изученных систем. Каталог включен в Страсбургскую базу данных и доступен в электронном виде.

Рассмотрим вначале характеристики кратных систем, содержащих затменные двойные системы (см. обзор: Chambliss, 1992b). В каталоге (Chambliss, 1992a) содержатся сведения о 80 кратных системах, содержащих затменные пары. Большинство из них — тройные системы, в которых третья звезда визуально разделена от затменной двойной системы. В некоторых случаях третья компонента выделяется только спектроскопически или с помощью метода спекл-интерферометрии. В каталоге (Chambliss, 1992a) выделены только те затменные системы, у которых третья визуальная компонента удалена от затменной пары на угловое расстояние не более 20 секунд дуги. В некоторых случаях третья компонента непосредственно проявляет себя в суммарном спектре системы. Например, в спектрах Алголя и V 505 Sgr видны четкие линии, обусловленные наличием третьего тела в системе. Кроме того, обе эти системы разрешены как тройные с помощью метода спекл-интерферометрии. В некоторых случаях (например, система VV Ori) третья компонента вызывает периодическую переменность γ-скорости двойной затменной системы. Кроме того третья компонента может вызывать наличие светового уравнения в остаточных уклонениях (O–C) для моментов минимумов затменной кривой блеска. Например, такие периодические уклонения (O–C) с полуамплитудой около 9 минут наблюдаются от третьей компоненты в моментах затменных минимумов в системе Алголя. Иногда третья компонента проявляется косвенным образом в виде наличия «третьего света» в затменной кривой блеска (см. выше). Для надежного выявления эффекта «третьего света» необходимо использовать современные методы интерпретации кривых блеска с использованием методов синтеза и методов оценки доверительных интервалов для параметров модели в статистической постановке обратной задачи (см. ч. I монографии).

В каталоге (Chambliss, 1992a), помимо тройных систем, встречаются также системы более высокого порядка. Четверные системы могут иметь разные иерархии. В случае иерархии 2 (система построена по схеме 2+2) две тесные пары широко разделены (например, четверная система, содержащая две затменные двойные системы BV и BW Draconis). В случае иерархии 3 (система построена по схеме (2+1)+1) иерархическая тройная система имеет удаленную компоненту (пример η Ori).

Пятерные и шестерные системы встречаются значительно реже. Примером пятерной системы является HR 3337. Она содержит затменную двойную систему с периодом $2{,}50^d$. Примером шестерной системы является Castor. Эта система содержит затменную двойную YY Gem.

Системы типа Трапеции Ориона часто рассматриваются как кратные системы, содержащие много звезд, разделенных сравнимыми расстояниями. Сама Трапеция Ориона является центральной частью богатого звездного скопления в созвездии Ориона. Здесь содержатся две интересные затменные системы BM Ori (θ'Ori B) и V 1016 Ori (θ'Ori A).Другой пример затменной двойной системы в звездном скоплении — система SZ Cam, которая имеет визуального спутника ADS 2984A. Эта тройная система является ярчайшим членом компактного скопления NGC 1502.

По мнению Чамблисса (Chambliss, 1992в) около 20–30 % всех двойных звезд являются по крайней мере тройными и около 20–30 % тройных систем являются четверными и т. д. В большинстве тройных систем орбита третьей звезды некомпланарна орбите тесной пары. Хотя затменная пара имеет обычно круговую орбиту, орбита третьей, далекой компоненты почти всегда эллиптична. Наиболее характерный случай — система V 772 Her, где эксцентриситет орбиты третьей звезды равен 0,958.

Отношение орбитальных периодов P_2/P_1 и больших полуосей a_2/a_1 в тройных системах меняются от системы к системе в очень широких пределах. Например, в трех тройных системах, содержащих B-звезды, (λ Tau, VV Ori, IU Aur) отношение P_2/P_1 составляет весьма малую величину и равно 8,35, 80,8 и 162 соответственно. В большинстве же случаев величина P_2/P_1 составляет многие тысячи и более. В тройной системе IU Aur третья компонента вызывает сильные возмущения в орбите затменной двойной системы, что приводит к значительным изменениям наклонения орбиты затменной двойной системы на характерных временах в несколько десятков лет. Такой же эффект изменения наклонения орбиты затменной пары наблюдается в тройной системе λ Tau (из-за меньшей массы третьего тела этот эффект в системе λ Tau выражен менее ярко, чем в системе IU Aur). В связи с этим, следует отметить, что в некоторых затменных системах (например, в системе SS Lac — см. Milone et al., 1992) иногда прекращаются затмения, что может быть вызвано либо эллиптичностью орбиты и поворотом ее большей полуоси, либо изменением наклонения орбиты затменной двойной системы, вызванным возмущающим действием третьего тела в системе.

В системах, содержащих четыре и более компоненты, иногда наблюдается иерархия 3. Например, в системе η Ori имеется затменная пара с периодом $7{,}984^{\mathrm{d}}$. Кроме того, эта система содержит третью компоненту, разрешаемую с помощью спекл-интерферометрии, которая имеет период около 9 лет. В дополнение к этому η Ori B отстоит на $1{,}60''$ от η Ori A; соответствующий орбитальный период P_3 равен 2300 лет. В этой системе величины $P_2/P_1 \simeq 400$, $P_3/P_2 \simeq 250$.

Примером шестерной системы, содержащей затменную двойную систему, является Castor. Castor A и Castor B являются спектроскопическими двойными SB1 с периодами $9{,}213^{\mathrm{d}}$ и $2{,}928^{\mathrm{d}}$ соответственно. Их период обращения друг около друга равен 450 лет. А визуальный спутник, затменная двойная система YY Gem, расположен на расстоянии $71''$, что соответствует минимальному разделению около 1000 а. е. и орбитальному периоду не менее 15 000 лет.

Затменные системы, содержащие ранние B-звезды, чаще всего входят в кратные системы. Оказалось, что ТДС типа W UMa также часто входят в тройные и кратные системы. Примеры таких систем: GZ And, 44i Boo, VW Cep, AA Cet, CC Com, BV Dra, BW Dra, AK Her, AM Leo, HT Vir, AW UMa, W UMa. Все эти системы являются тройными или кратными. Среди них системы BV Dra, BW Dra, AK Her, и AA Cet — четвертные, а система GZ And — пятерная.

Как выяснилось, тесные двойные системы типа RS CVn и катаклизмические двойные весьма редко входят в тройные и кратные системы. Эти данные не согласуются с выводами теории о происхождении катаклизмических двойных систем из систем типа W UMa.

Перейдем теперь к рассмотрению данных каталога Токовинина (Tokovinin, 1997). Как уже отмечалось, этот каталог содержит данные о 612 кратных системах с кратностью от 3 до 7. На рис. 391 приведена зависимость периодов широких субсистем P_L (в логарифмическом масштабе) от периодов соответствующих тесных субсистем P_S (Tokovinin, 1997). Прямая линия здесь соответствует одинаковым периодам: $P_L = P_S$. Отсутствие систем вблизи этой прямой определенно свидетельствует о том, что критерий стабильности для кратных систем выполняется (Eggleton, 2006): для большинства кратных систем $P_L > 10P_S$. Со стороны больших значений ($P_L > 10^6$ лет) величины P_L ограничены процессами разрушения кратных систем при их взаимодействии с молекулярными облаками и отдельными звездами (Weinberg and Wasserman, 1988), а также так называемым пределом Ларсона (Larson, 1995), определяющим условия формирования скоплений молодых звезд на стадии до главной последовательности (подробнее об этом, см. Tokovinin, 1997).

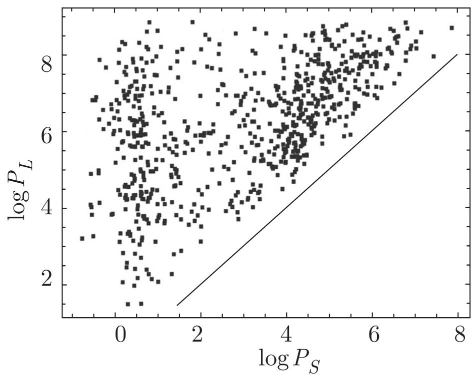


Рис. 391. Связь между логарифмами орбитальных периодов в кратных системах для короткопериодических подсистем (периоды P_S) и долгопериодических подсистем (периоды P_L) на подходящих иерархических уровнях. Периоды выражены в днях. Системы с кратностью более 3 обусловливают более одной точки на рисунке. Сплошная прямая отображает равенство периодов. Отсутствие систем около этой прямой означает, что критерий стабильности кратной системы выполняется: для большинства кратных систем $P_L{>}10P_S$. (Из работы Tokovinin, 1997)

Наиболее короткие периоды $P_S \simeq 0{,}3^{\mathrm{d}}$ соответствуют контактным двойным системам. Как видно из рис. 391, кратные системы на диаграмме $\lg P_S$–$\lg P_L$ занимают почти всю треугольную область слева вверху. Кроме этой особенности, никакой другой корреляции между периодами P_S и P_L не обнаруживается. В частности, нет выделенного значения отношения периодов P_L/P_S. Также нет зависимости P_L и P_L/P_S от массы первичной компоненты. В работе (Tokovinin, 1997) показано также, что векторы угловых орбитальных моментов широких и тесных подсистем показывают слабую тенденцию к взаимному выравниванию.

Все эти результаты должны учитываться при теоретическом моделировании процессов образования двойных и кратных звездных систем.

В работе Токовинина (Tokovinin, 2008a) выполнен сравнительный статистический анализ тройных и четверных звездных систем и проанализированы различные сценарии образования двойных и кратных звезд. В работе подчеркивается, что кратность является не очень редким феноменом в мире звезд. В книге (Tokovinin, 2008b) отмечается, что по крайней мере 8% звезд солнечного типа имеют 3 или более компоненты. Например, ближайшая к нам звезда, α Cen, является тройной. Поэтому кратные системы являются нормальным продуктом звездообразования, что должно учитываться соответствующей теорией формирования звезд и звездных систем.

Типичная четверная система ε Lyr состоит из двух широких визуальных двойных систем, которые двигаются по еще более широкой относительной орбите. В работе (Tokovinin, 2008) показано, что такая конфигурация четверных систем является типичной в Галактике. Автор детально исследовал статистические характеристики четверных систем с иерархией (2+2) и тройных систем. Для этой цели он использовал 81 четверную и 724 тройные системы.

На рис. 392 нанесены диаграммы периодов $P_L - P_S$ для тройных и четверных систем (периоды выражены в днях и представлены в логарифмическом масштабе). Для четверных систем показаны величины коротких периодов P_S для каждой пары (соответствующие ромбики и крестики соединены горизонтальными отрезками прямых). Диагональная прямая на рис. 392 соответствует отношению длинного и короткого

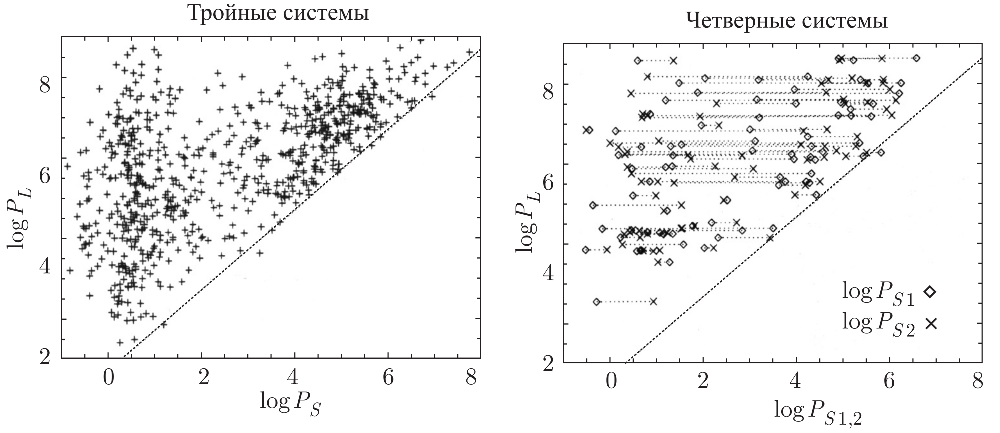


Рис. 392. Сравнение внешних и внутренних периодов в тройных системах (слева) и четверных системах (справа). Все периоды выражены в днях. Для четверных систем периоды P_{S1} обозначены как ромбики, P_{S2} — как крестики, причем точки, принадлежащие одной системе, соединены точечными линиями. Диагональная точечная прямая обозначает приближенный предел стабильности системы $P_L/P_S > 5$. (Из работы Tokovinin, 2008a)

периодов $P_L/P_S = 5$ (Eggleton, 2006). Как видно из рисунка, условие динамической стабильности для иерархических систем выполняется, поскольку в подавляющем большинстве случаев точки лежат выше диагональной прямой, что соответствует выполнению условия стабильности $P_L/P_S > 5$ (Eggleton, 2006).

Главные выводы работы (Tokovinin, 2008) следующие. Среди четверных систем, как уже упоминалось выше, системы типа ε Lyr, построенные по иерархии (2+2), являются наиболее типичными. В 42 % таких систем отношение масс компонент на внешней орбите превышает 0,5, причем периоды внутренних орбит различаются не более чем в 10 раз.

Распределения периодов внутренних систем в тройных и четверных системах подобны друг другу и, возможно, бимодальны. Отношения масс компонент на внутренних орбитах не коррелируют с внутренними периодами. Статистики периодов внешних орбит и отношений масс в тройных и четверных системах различаются между собой. Медианное значение отношения масс компонент на внешних орбитах в тройных системах составляет 0,39, независимо от величины периода внешней орбиты. Причем внешние периоды распределены непрерывно. В противоположность этому, периоды внешних орбит для 25 % четверных систем концентрируются в узком интервале от 10 до 100 лет, а отношения масс компонент на внешних орбитах для этих сравнительно короткопериодических систем превышают значение 0,6, причем оба внутренних периода таких систем подобны друг другу.

Отношения масс компонент на внешних орбитах и внутренних орбитах в тройных и четверных системах не коррелируют друг с другом. В 13 % четверных систем отношения масс компонент на обеих внутренних орбитах превышают 0,85.

Угловые моменты для внутренних и внешних орбит, так же как и соответствующие периоды в тройных и четверных системах с периодами внутренних систем более 30^d, показывают некоторую корреляцию.

В системах с малым отношением внешних и внутренних периодов направления векторов углового момента больших и малых орбит коррелируют друг с другом, в то время как для систем с большим отношением периодов такая корреляция отсутствует.

Автор работы (Tokovinin, 2008a) делает вывод о том, что наблюдаемые статистические свойства тройных и четверных звезд не согласуются с моделью динамического распада малых звездных скоплений, а динамика N тел не является доминирующим процессом в формировании кратных звездных систем. В то же время, весь комплекс статистических данных по тройным и четверным системам согласуется с моделью стимулированной вращением каскадной фрагментации в диске с последующей миграцией образованных таким образом протозвезд.

7. Об образовании двойных и кратных звездных систем

Проблема образования двойных и кратных систем очень сложна и к настоящему времени далека от своего окончательного решения (см., например, Zinnecker and Mathieu, 2001).

В последние годы, благодаря работе космических телескопов в инфракрасном диапазоне спектра (космические миссии IRAS, Spitser, Hershel и др.) удалось получить новую ценную наблюдательную информацию о процессах звездообразования в недрах гигантских молекулярных облаков. Очевидно, при теоретическом исследовании процессов формирования двойных и кратных звезд, необходимо учитывать влияние вращения и магнитного поля при коллапсе газопылевых облаков, поскольку наблюдаемые угловые орбитальные моменты двойных и кратных звезд много больше, чем моменты осевого вращения одиночных звезд. Это требует использования аппарата трехмерной магнитной газодинамики для многокомпонентной нестационарной среды (ионизованный и нейтральный газ, пыль, излучение, химические реакции в среде при изменении ее параметров из-за сжатия и т. п.). Если же учесть, что при образовании звезды или звездной системы в результате коллапса вращающегося газопылевого облака плотность вещества меняется более чем на 20 порядков величины, то гигантская степень сложности проблемы образования двойных и кратных звезд становится очевидной. В решении этой проблемы помогает использование современных мощных вычислительных средств, в том числе современных суперкомпьютеров петафлопного уровня. Главная задача подобных исследований — изучение процессов фрагментации межзвездных газо-пылевых облаков под влиянием механизма джинсовской гравитационной неустойчивости при наличии вращения, магнитного поля, а также приливного взаимодействия с другими облаками. Начиная с пионерских работ Ларсона (Larson, 1972), численно исследовавшего коллапс вращающегося холодного изотермического облака, проблеме образования двойных и кратных звезд было посвящено много исследований (см. обзоры в работах Масевич и Тутуков, 1988, Боденхеймер и Блек, 1982, Bodenheimer, 1992, Boss, 1991, Pringle, 1991, Bodenheimer et al., 1992, Zinnecker and Matieu, 2001, Eggleton, 2006, Tokovinin, 2008b).

Проблема образования двойных и кратных звезд — отдельная большая проблема. Здесь мы лишь кратко опишем основные механизмы образования двойных и кратных звезд и приведем сравнения с наблюдениями.

Прежде всего, рассмотрим механизм тесных сближений одиночных звезд (мы условно будем называть такие сближения столкновениями). Расстояния между звездами диска Галактики в $\sim 10^8$ раз больше их характерных размеров, поэтому столкновения отдельных звезд в Галактике очень маловероятны. Однако в плотных звездных группах (в рассеянных скоплениях в ходе их быстрой релаксации, в центрах шаровых скоплений, в окрестностях ядер галактик) роль столкновений звезд не пренебрежимо мала. Образование двойных звезд в ходе быстрой релаксации в процессе динамической эволюции молодых рассеянных звездных скоплений было рассмотрено Тутуковым (Tutukov, 1978). Было показано, что значительная часть одиночных звезд в начале коллапса после фазы быстрой релаксации и потери газовой компоненты оказываются связанными в двойные звезды, независимо от того, останется ли скопление связанным или распадется. При этом механизмы захвата, действующие на стадии исходного коллапса, обеспечивают преимущественное связывание в двойные системы наиболее массивных звезд.

Двойные звезды могут образовываться также в результате обменного механизма при тройном столкновении звезд в плотных звездных агрегатах (см., например, Hut, 1983). В этом случае две звезды (как правило, наиболее массивные) связываются в двойную систему, а третья, наиболее легкая звезда, покидает двойную систему со скоростью, близкой к орбитальной скорости, унося избыток углового момента и энергии. Как следует из наблюдений, при общей массе шаровых скоплений $\sim 10^{-4}$ от массы звезд Галактики, около 30 % всех известных маломассивных рентгеновских двойных систем обнаружено именно в ядрах шаровых скоплений, что является аргументом в пользу столкновительного механизма образования этих систем. При этом тесные двойные звезды, образованные в результате обменного захвата, должны иметь значительные пространственные скорости. Такие двойные системы могут даже покидать родительское шаровое скопление. Скорости таких систем, покинувших скопления, достигают $\sim$ 20–30 км/с, поэтому они пополняют население гало Галактики (Масевич и Тутуков, 1988).

Еще один механизм образования тесных двойных звезд в шаровых скоплениях предложен Фабианом и др. (Fabian et al., 1975). Авторы показали, что неупругое столкновение двух звезд в шаровом скоплении может привести к связыванию в тесную двойную систему звезд с небольшими относительными скоростями. При этом избыток кинетической энергии уходит на возбуждение приливными силами пульсаций у звезд с последующей диссипацией энергии. Избыток углового момента в данном случае переходит во вращение звезд.

Развитием идеи динамической эволюции молодых звездных скоплений (Tutukov, 1978) является механизм образования двойных и кратных звезд, связанный с динамикой N тел (N-body dynamics mechanism). Этот механизм действует в неиерархическом скоплении протозвезд, которое формируется, когда несколько фрагментов падают на общий тяготеющий центр ядра протозвезды. В результате коллективных взаимодействий скопление «испаряется», выбрасывая отдельные звезды, после чего остается стабильная двойная или кратная система, состоящая из наиболее массивных звезд, гравитационно связанных друг с другом. Этот процесс модифицируется, когда в скоплении есть газ. Компьютерное моделирование фрагментирующих ядер, включая аккрецию газа и динамическую эволюцию протозвезд, выполнено в работе (Delgado-Donate et al., 2004). Как показано в работе Токовинина (Tokovinin, 2008a), статистика двойных и кратных звезд свидетельствует о том, что этот механизм формирования двойных и кратных систем не является доминирующим. Прежде всего, динамический распад скоплений N тел приводит главным образом к формированию одиночных звезд и производит слишком мало двойных и кратных систем (Goodwin and Kroupa, 2005). Кроме того, тройные системы, сформированные этим механизмом, имеют небольшое отношение внешних и внутренних периодов $P_L/P_S \sim 10$ и большие значения эксцентриситетов внешних орбит. Четверные системы с иерархией (2+2) в таком механизме формируются лишь в порядке исключения. Как уже отмечалось выше, в реальных кратных системах (Tokovinin, 2008) отношения P_L/P_S обычно велики, а эксцентриситеты внешних орбит не очень велики (Shatsky, 2001, Tokovinin, 2004).

Другой механизм образования двойных и кратных звезд — это механизм деления быстро вращающейся протозвезды (см., например, Bodenheimer, 1992). В течение коллапса вращающегося газопылевого облака формирующаяся протозвезда набирает значительный угловой момент, поэтому отношение β вращательной энергии к абсолютной величине гравитационной энергии возрастает. Когда значение β достигает критической величины ($\beta \gtrsim 0{,}15$–$0{,}30$) звезда становится неустойчивой по отношению к неосесимметричным возмущениям. Один из путей формирования двойной звезды состоит в следующем. Последовательность сфероидов Маклорена в присутствии диссипативных процессов обнаруживает вековую неустойчивость и превращается в трехосные объекты — эллипсоиды Якоби. Дальнейшее сжатие эллипсоидов Якоби приводит к грушевидной форме быстро вращающейся звезды, что должно приводить к делению звезды и образованию тесной двойной системы. Как отмечено в работе (Bodenheimer, 1992), механизм деления для образования тесных двойных звезд представляется маловероятным хотя бы потому, что молодые звезды типа T Tau вращаются очень медленно и не обладают достаточным угловым моментом, чтобы достичь стадии нестабильности.

Очень важным механизмом формирования двойных и кратных звезд является фрагментация вращающихся газопылевых протозвезд, которая обычно рассматривается совместно с аккрецией вещества на образовавшиеся фрагменты. Как и в случае образования одиночных звезд, процесс коллапса вращающегося газопылевого облака является сильно негомологичным, что обусловлено очень сильной зависимостью от расстояния силы гравитационного притяжения (Larson, 1972). Коллапс протозвезды делится на две фазы: раннюю (оптически тонкая изотермическая фаза) и позднюю (оптически толстая адиабатическая фаза). Условия для фрагментации наиболее благоприятны на ранней, изотермической фазе. Обычно трехмерные гидродинамические расчеты для ранней фазы коллапса начинаются от однородной сферы или сфероида с твердотельным вращением и параметризуются двумя важными параметрами: α и β. Здесь α и β — тепловая и вращательная энергии, выраженные в долях абсолютной величины гравитационной энергии. На эту начальную модель накладываются малые возмущения, и изучается характер развития этих возмущений во времени. Согласно расчетам (Miyama et al., 1984), фрагментация происходит на изотермической фазе при значениях параметров α и β, порядка 0,12. При этом формируются долгопериодические системы. Однако реальные межзвездные облака не однородны, а имеют степенное распределение плотности $\rho \sim r^{-p}$, где $1 < p < 2$ (Myers et al., 1987). Трехмерное моделирование в этом случае не приводит к фрагментации (Bodenheimer, 1992). Если же облако изначально вращается дифференциально или имеет экспоненциальное распределение плотности, фрагментация реализуется (Boss, 1991). Таким образом, происходит ли при коллапсе облака фрагментация или образуется одиночная звезда, зависит от распределения углового момента в ядре молекулярного облака.

В работе (Boss, 1991) опубликованы результаты, демонстрирующие возможность иерархической фрагментации. После коллапса в области, где вращательные эффекты становятся существенными, формируется кольцевая структура. Это кольцо затем фрагментирует в двойную систему, а позднее каждый фрагмент разделяется на два субфрагмента.

В работах (Zinnecker, 1990, Bonnell et al., 1991) была рассчитана фрагментация вытянутого облака (филамента) в модели самогравитирующего цилиндра. В результате образуется двойная система с большой полуосью $\sim 10^3$–10^4 а. е. и большим эксцентриситетом орбиты. В одном из вариантов расчета была реализована кратная фрагментация, состоящая из долгопериодической системы, одной из компонент которой является двойная система с отношением масс 2:1, а другая компонента представляет собой тройную систему с отношением масс компонент 3:1:1.

В книге (Масевич и Тутуков, 1988) сделано важное замечание. Для образования двойной звезды необходимо, чтобы удельный угловой момент вещества превышал величину $\sim 10^{19}\,(M/M_\odot)^{2/3}$ см^2/с. В противном случае будет нарушено условие

$a/R_\odot \gtrsim 6\,(M/M_\odot)^{1/3}$, которому удовлетворяют параметры подавляющего большинства молодых двойных звезд. Системы с меньшими размерами больших полуосей орбит a будут иметь общие оболочки, поскольку радиусы компонент еще не достигших главной последовательности, достигают 3–5$R_\odot$. Поэтому можно предполагать, что системы с общими конвективными оболочками, обладая интенсивным магнитным звездным ветром, сливаются, образуя одиночные звезды (Крайчева и др., 1978). Этим можно объяснить отсутствие молодых тесных двойных звезд с $a \leqslant 10R_\odot$ в области пустого «треугольника» на диаграмме $\lg M_1$–$\lg a$ (см. рис. 389).

Еще одним важным механизмом формирования двойных и кратных звезд является каскадная фрагментация в диске, индуцированная вращением. Если сравнительно медленно вращающаяся протозвезда коллапсирует в адиабатическом режиме без фрагментации, то в конце концов образуется дископодобная структура. Как известно, стационарные кеплеровские самогравитирующие диски вокруг центральных звезд могут фрагментировать из-за гравитационной неустойчивости (см., например, Shu et al., 1990). Если параметр Тоомре $\theta \approx (\Omega c_s)/(\pi G\sigma) > 1$, где Ω — угловая скорость вращения, c_s — скорость звука в экваториальной плоскости диска, σ — поверхностная плотность, то диск локально стабилен относительно осесимметричных гравитационных возмущений (Bodenheimer, 1992). Однако для $1 < \theta < 3$ диск может быть нестабилен относительно неосесимметричных возмущений. Еще в 1978 г. Боденхеймер (Bodenheimer, 1978) рассмотрел процесс каскадной фрагментации, при которой вращающееся ядро сначала коллапсирует в кольцо или диск, поддерживаемый центробежными силами. Затем кольцо фрагментирует, и если угловой момент фрагментов достаточно велик, они испытывают свою вращательную фрагментацию, формируя четверную систему, построенную по иерархии $(2+2)$, что и наблюдается в мире кратных звездных систем (см. выше). Однако протозвездные ядра в реальности имеют сложную турбулентную структуру, поэтому описанная выше каскадная фрагментация представляется слишком упрощенной картиной, хотя и схватывающей наиболее существенную физику явления. Как показали более детальные трехмерные расчеты (Coodwin et al., 2004, Krumholz et al., 2007), коллапс изолированного турбулентного ядра протозвезды вначале приводит к формированию вытянутых структур — филаментов. Внутри филаментов затем формируются уплотнения (клампы), из которых в дальнейшем образуются звезды, представляющие собой подсистемы кратной системы. Более того, в таких процессах может развиваться не только каскадная фрагментация, но и собственная (внутренняя) фрагментация, индуцированная ударными волнами, образованными при взаимном пересечении филаментов, или фрагментация, вызванная гравитационными возмущениями со стороны соседнего филамента.

Двойные системы, сформированные в процессах фрагментации, являются весьма широкими: $a = 10^2$–10^4 а. е. Однако фрагменты продолжают аккрецировать вещество окружающего газа, что и определяет окончательные параметры сформировавшихся систем. В работе (Bate, 2000) была изучена эволюция больших полуосей и отношений масс аккрецирующих двойных протозвезд в предположении, что перенос углового момента в аккрецируемый газ отсутствует. Результаты оказались зависящими от распределений плотности и скорости в исходном облаке газа. Чаще всего (но не всегда) отношение масс аккрецирующей двойной системы возрастает и стремится к единице, а орбитальный период убывает, т. е. размер большой полуоси орбиты сокращается. Таким образом, двойные системы с почти идентичными компонентами наиболее естественно объяснить влиянием аккреции при их формировании. В последнее время выясняется, что фрагментация может идти даже во второй, адиабатической фазе коллапса при больших плотностях. При этом формируются тесные двойные системы (Machida et al, 2008). Правда, в этом случае образовавшиеся фрагменты имеют малые массы. Однако их масса может возрастать либо в результате слияния отдельных фрагментов, либо в результате аккреции.

Еще один процесс, определяющий окончательные параметры образовавшихся двойных и кратных систем — это орбитальная миграция — процесс, который привлекается для объяснения существования короткопериодических экзопланет — горячих Юпитеров. Поскольку распределение эксцентриситетов орбит экзопланет и спектроскопических двойных звездных систем очень похожи друг на друга (Ribas and Miralda-Escude, 2007), можно предполагать, что орбитальная миграция, обусловленная взаимодействием сформировавшейся звезды с аккреционным диском, существенна и в случае двойных и кратных звезд. В отличие от планет, звездные компоненты не могут мигрировать в маломассивных остаточных дисках, окружающих молодые звезды (подобных диску вокруг Веги), но в случае массивных аккреционных дисков на ранней стадии звездообразования, миграция звездных компонент вполне возможна (III тип миграции, согласно классификации Peplinski et al., 2008). Существует несколько механизмов миграции (Peplinski et al., 2008). Общая характеристика этих механизмов состоит в том, что орбитальный угловой момент звездной компоненты передается некоторому другому телу (например, веществу диска, джету или магнитному ветру), в то время как потенциальная энергия, выделяемая при приближении мигрующей звезды к центру системы, диссипирует. Циклы Козаи с приливным трением (Eggleton, 2006) также могут благоприятствовать миграции. В этом случае угловой момент передается третьей компоненте, а энергия диссипирует в приливных возмущениях.

Орбитальная миграция приводит к уменьшению орбитальных периодов звездных компонент. Следует подчеркнуть, что и аккреция вещества на двойную систему также приводит к уменьшению орбитального периода. Как показано Токовининым и др. (Tokovinin et al., 2006), статистика тесных двойных звезд позволяет дать наблюдательные ограничения на роль различных механизмов миграции. Оказалось, что не все маломассивные спектроскопические двойные системы с периодами менее 30^{d} имеют третью компоненту. Поэтому можно считать, что эти спектрально двойные системы сформированы механизмом орбитальной миграции, отличным от механизма Козаи с приливной диссипацией. Также выяснилось, что спектрально-двойные системы с третьей компонентой в среднем имеют более короткие орбитальные периоды по сравнению с чисто двойными системами, но распределения отношения масс этих двух подклассов спектрально-двойных систем одинаковы, т. е. доминирующий процесс орбитальной миграции не изменил отношения масс компонент. Кроме того, многие спектрально-двойные системы имеют третью компоненту, которая слишком сильно удалена от двойной системы, чтобы вызвать миграцию механизмом Козаи. Однако орбитальные периоды спектрально-двойных систем с очень далекими третьими компонентами статистически в среднем короче, чем периоды чисто двойных систем, что свидетельствует о том, что эффективность миграции усиливается в присутствии даже очень далекой третьей компоненты.

Как показано в работе Токовинина (2008а), весь комплекс наблюдаемых статистических данных по двойным и кратным системам свидетельствует о том, что каскадная фрагментация индуцированная вращением с последующей орбитальной эволюцией, вызванной аккрецией и/или миграцией, является наиболее предпочтительным и типичным механизмом образования двойных и кратных звезд. Этот качественный сценарий образования двойных и кратных звезд требует дальнейшей количественной проработки в рамках трехмерной газодинамики с учетом влияния магнитного поля.

Заключение

Вот уже свыше полвека проблема тесных двойных систем находится на переднем крае современной фундаментальной науки. В нашей книге мы постарались охватить большинство аспектов этой проблемы, начиная с описания методов исследования ТДС, результатов определения важнейших характеристик их компонент и кончая эволюционными сценариями для ТДС разных типов. Для большей полноты охвата проблемы ТДС мы, помимо наших результатов исследований ТДС, включили в книгу результаты исследований других авторов, опубликованные в научной литературе. При этом мы старались соблюдать максимальную корректность в ссылках на оригинальные работы. Мы благодарны авторам опубликованных работ, результаты которых вошли в нашу книгу и украсили ее. Мы избрали концентрический стиль изложения материала. Вначале мы описываем методы исследования ТДС в рамках простых моделей, уделяя внимание также истории исследований. Простые модели, в частности, модель двух сферических звезд, не потеряли своего значения, особенно в связи с открытием большого количества экзопланет вокруг других звезд и получением высокоточных кривых затмения звезд экзопланетами. Затем, после описания современных методов решения обратных параметрических задач, мы переходим к методам исследований, основанным на применении модели Роша. Особняком стоит глава, посвященная изучению затменных систем с протяженными атмосферами. Ввиду того, что основы методов исследования таких систем изложены в двух наших предыдущих монографиях, мы здесь не описываем детально современные методы решения некорректных задач, а сразу приводим результаты интерпретации кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами с применением алгоритма решения соответствующей обратной задачи на компактном множестве выпукло-вогнутых неотрицательных функций.

Отдельная глава посвящена новым методам исследований. Помимо описания методов определения масс релятивистских объектов в ТДС, поляриметрических методов и метода доплеровской томографии, мы включили в эту главу два параграфа, которые имеют лишь косвенное отношение к проблеме ТДС. Это описание современных методов исследований покрытий звезд Луной и изложение методов анализа кривых блеска при микролинзировании. Хотя эти методы не имеют прямого отношения к проблеме ТДС, основные принципы моделирования ТДС хорошо «работают» и в этих случаях.

Особое внимание мы старались уделять современным методам оценок ошибок параметров и проверки адекватности моделей ТДС. В этом вопросе до последнего времени было много путаницы. Как нам кажется, материал, изложенный в книге, проясняет эту важную проблему.

При описании результатов моделирования ТДС, мы старались попутно приводить богатый наблюдательный материал по ТДС разных типов и давать его эволюционную интерпретацию. Это должно придать книге энциклопедический характер. По этой же причине, при представлении результатов интерпретации наблюдений ТДС разных типов, мы, как правило, вдаемся во все тонкости соответствующих методов интерпретации, что должно помочь в практическом применении этих методов.

Глава про эволюцию ТДС написана в виде краткого обзора современных представлений об этой важной проблеме, включая материал по современным методам трехмерного газодинамического моделирования ТДС.

Глава VIII касается результатов исследований ТДС на поздних стадиях эволюции, в том числе, ТДС с нейтронными звездами и черными дырами. Материал, представленный здесь, отражает в основном субъективные предпочтения автора и, быть может, является не совсем полным, а в ряде случаев, дискуссионным. Это передний край науки о ТДС, и отражать его в нашей книге было особенно трудно ввиду того, что эта область динамично развивается и непрерывно публикуются все новые и новые результаты. В последней главе даны результаты статистических исследований ТДС, приведены данные о тройных и кратных системах, а также кратко описаны возможные механизмы происхождения двойных и кратных звезд.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность моему учителю, профессору Д. Я. Мартынову, привившему мне интерес к проблеме ТДС, а также академикам А. А. Боярчуку и Я. Б. Зельдовичу. Работы этих выдающихся ученых в области исследований взаимодействующих ТДС и ТДС с релятивистскими объектами определили круг моих научных интересов. В решении обратных задач астрофизики важную роль для меня сыграли идеи и методы, развитые академиком А. Н. Тихоновым. За это я ему глубоко благодарен.

Я благодарен сотрудникам отдела звездной астрофизики ГАИШ, совместно с которыми получены многие результаты, описанные в книге, а также моим коллегам и соавторам математикам А. В. Гончарскому и А. Г. Яголе.

Список литературы

Абубекеров М.К., 2004 // АЖ. Т. 81. С. 714.

Абубекеров М.К., *Черепащук А.М.*, 2005 // Астрофизика. Т. 48. С. 211.

Абубекеров М.К. и др., 2004а — *Абубекеров М.К.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 81. С. 108.

Абубекеров М.К. и др., 2004б — *Абубекеров М.К.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 81. С. 606.

Абубекеров М.К. и др., 2005 — *Абубекеров М.К.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 82. С. 900.

Абубекеров М.К. и др., 2006 — *Абубекеров М.К.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.*, *Шиманский В.В.* // АЖ. Т. 83. С. 609.

Абубекеров М.К. и др., 2008а — *Абубекеров М.К.*, *Гостев Н.Ю.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 85. С. 121.

Абубекеров М.К. и др., 2008б — *Абубекеров М.К.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.*, *Шиманский В.В.* // АЖ. Т. 85. С. 427.

Абубекеров М.К. и др., 2009а — *Абубекеров М.К. Антохина Э.А.*, *Богомазов А.И.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 86. С. 260.

Абубекеров М.К. и др., 2009б — *Абубекеров М.К.*, *Гостев Н.Ю.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 86. С. 778.

Абубекеров М.К. и др., 2010 — *Абубекеров М.К.*, *Гостев Н.Ю.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 87. С. 1199.

Абубекеров М.К. и др., 2011 — *Абубекеров М.К.*, *Гостев Н.Ю.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 88. С. 1139.

Айвазян С.А. и др., 1983 — *Айвазян С.А.*, *Енюков И.С.*, *Мешалкин Л.Д.*. Прикладная статистика, основы моделирования и первичная обработка данных. — М.: Финансы и статистика.

Александрова О.В., *Бычков К.В.*, 1998a // АЖ. Т. 75. С. 188.

Александрова О.В., *Бычков К.В.*, 1998b // АЖ. Т. 75. С. 532.

Александрова О.В., *Бычков К.В.*, 2000 // АЖ. Т. 77. С. 883.

Аллен К.У., 1977. Астрофизические величины. — М.: Мир.

Амнуэль П.Р., *Гусейнов О.Х.*, 1971 // АЖ. Т. 48. С. 280.

Антохин И.И., *Черепащук А.М.*, 2001а // АЖ. Т. 78. С. 432.

Антохин И.И., *Черепащук А.М.*, 2001б // АЖ. Т. 78. С. 313.

Антохин И.И., *Черепащук А.М.*, 2007 // АЖ. Т. 84. С. 542.

Антохин И.И. и др., 1988 — *Антохин И.И.*, *Холтыгин А.Ф.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 65. С. 558.

Антохин И.И. и др., 1992 — *Антохин И.И.*, *Нугис Т.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 69. С. 516.

Антохина Э.А., 1988 //АЖ. Т. 65. С. 1164.

Антохина Э.А., 1996 //АЖ. Т. 73. С. 532.

Антохина Э.А., *Кумсиашвили М.И.*, 1999 // ПАЖ. Т. 25. С. 764.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1985 // ПАЖ. Т. 11. С. 10.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1987 // АЖ. Т. 64. С. 562.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1988 // ПАЖ. Т. 14. С. 252.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1993 // ПАЖ. Т. 19. С. 500.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1994 // АЖ. Т. 71. С. 420.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1997а // АЖ. Т. 74. С. 417.

Антохина Э.А., *Черепащук А.М.*, 1997б // ПАЖ. Т. 23. С. 889.

Антохина Э.А. и др., 1992 — *Антохина Э.А.*, *Сейфина Е.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 69. С. 282.

Антохина Э.А. и др., 1993 — *Антохина Э.А.*, *Павленко Е.П.*, *Черепащук А.М.*, *Шугаров С.Ю.* // АЖ. Т. 70. С. 804.

Антохина Э.А. и др., 2003 — *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.*, *Шиманский В.В.* // Изв. РАН. Сер. Физич. Т. 67. С. 293.

Антохина Э.А. и др., 2005а — *Антохина Э.А.*, *Сейфина Е.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 82. С. 123.

Антохина Э.А. и др., 2005б — *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.*, *Шиманский В.В.* // АЖ. Т. 82. С. 131.

Асланов А.А., *Черепащук А.М.*, 1982 // АЖ. Т. 59. С. 290.

Асланов А.А., *Черепащук А.М.*, 1990 // АЖ. Т. 67. С. 1195.

Асланов А.А. и др., 1989 — *Асланов А.А.*, *Колосов Д.Е.*, *Липунова Н.А. и др.* Каталог тесных двойных звезд на поздних стадиях эволюции. — М.: Изд-во Московского университета.

Ахмедов Э.Т., 2001 // УФН. Т. 171. С. 1005.

Байрамов З.Т. и др., 1990 — *Байрамов З.Т.*, *Пилюгин Н.Н.*, *Усов В.В.*) // АЖ. Т. 67. С. 998.

Балог Н.И. и др., 1981а — *Балог Н.И.*, *Гончарский А.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 58. С. 61.

Балог Н.И. и др., 1981б — *Балог Н.И.*, *Гончарский А.В.*, *Черепащук А.М.* // ПАЖ. Т. 7. С. 605.

Балог Н.И. и др., 1982 — *Балог Н.И.*, *Гончарский А.В.*, *Метлицкая З.Ю.*, *Черепащук А.М.* // ПЗ. Т. 21. С. 695.

Белоцерковский С.М., *Лифанов И.К.*, 1985. Численные методы в сингулярных интегральных уравнениях и их приложение в аэродинамике, теории упругости и электродинамике. — М.: Наука. С. 256.

Белоцерковский О.М. и др., 2002 — *Белоцерковский О.М.*, *Опарин А.М.*, *Чечеткин В.М.* Турбулентность, новые подходы. — М.: Наука. С. 212.

Бескин В.С., 2005. Осесимметричные стационарные течения в астрофизике. — М.: Физматлит.

Бисикало Д.В. и др., 1997 // АЖ. Т. 74, С. 880.

Бисикало Д.В. и др., 1998 — *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.*, *и др.* // АЖ. Т. 75. С. 40.

Бисикало Д.В. и др., 2000 — *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.*, *Чечеткин В.М.* // АЖ. Т. 77. С. 31.

Бисикало Д.В. и др., 2003 — *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кайгородов П.В.*, *Кузнецов О.А.* // АЖ. Т. 80. С. 879.

Бисикало Д.В. и др., 2004 — *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кайгородов П.В.*, *и др.* // АЖ. Т. 81. С. 494.

Бисикало Д.В. и др., 2005 — *Бисикало Д.В.*, *Кайгородов П.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.* // АЖ. Т. 82. С. 788.

Бисноватый-Коган Г.С., 1970 // АЖ. Т. 47. С. 813.

Бисноватый-Коган Г.С., 1985 // Бюлл. Абастум. Обсерв. Т. 58. С. 175.

Бисноватый-Коган Г.С., 1989. Физические вопросы теории звездной эволюции. — М.: Наука.

Бисноватый-Коган Г.С., 1990 // Астрофизика. Т. 32. С. 313.

Бисноватый-Коган Г.С., 2006 // УФН. Т. 176. С. 59.

Бисноватый-Коган Г.С., *Комберг Б.В.* 1974 // АЖ. Т. 51. С. 373.

Бисноватый-Коган Г.С., *Ламзин С.А.* 1984 // АЖ. Т. 61. С. 323.

Бисноватый-Коган Г.С. и др., 1977 — *Бисноватый-Коган Г.С.*, *Гончарский А.В.*, *Комберг Б.В.*, *и др.* АЖ. Т. 54. С. 241.

Бисноватый-Коган Г.С. и др., 1978 — *Бисноватый-Коган Г.С.*, *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А. и др.* // ПАЖ. Т. 4. С. 81.

Богданов М.Б., 2001 // АЖ. Т. 78. С. 1089.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 1984 // АЖ. Т. 61. С. 944.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 1993 // ПАЖ. Т. 19. С. 348.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 1995 // ПАЖ. Т. 21. С. 570.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 1998 // АЖ. Т. 75. С. 261.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2000 // АЖТ. 77. С. 842.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2002а // АЖ. Т. 79. С. 693.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2002б // АЖ. Т. 79. С. 1109.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2004 // АЖ. Т. 81. С. 291.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2007а // АЖ. Т. 84. С. 536.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2007б // АЖ. Т. 84. С. 627.

Богданов М.Б., *Черепащук А.М.*, 2008 // Астрофизика. Т. 51. С. 595.

Богомазов А.И., *Липунов В.М.*, 2008 // АЖ. Т. 85. С. 336.

Богомазов А.И., *Черепащук А.М.*, 2008 // АЖ. Т. 85. С. 1122.

Богомазов А.И. и др., 2005а — *Богомазов А.И.*, *Абубекеров М.К.*, *Липунов В.М.* // АЖ. Т. 82. С. 722.

Богомазов А.И. и др., 2005б — *Богомазов А.И.*, *Абубекеров М.К.*, *Липунов В.М.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 82. С. 331.

Боденхеймер П., *Блек Д.С.*, 1982. Протозвезды и протопланеты. Т. 1 — М.: Мысль. С. 321.

Бочкарев Н.Г., *Карицкая Е.А.*, 1983а // ПАЖ. Т. 9. С. 14.

Бочкарев Н.Г., *Карицкая Е.А.*, 1983б // АЦ № 1255.

Бочкарев Н.Г., *Карицкая Е.А.*, 1983в // ПАЖ. Т. 9. С. 16.

Бочкарев Н.Г. и др., 1975 — *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А.*, *Шакура Н.И.* // ПАЖ. Т. 1. С. 13.

Бочкарев Н.Г. и др., 1979а — *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А.*, *Сюняев Р.А.*, *Шакура Н.И.* // ПАЖ. Т. 5. С. 185.

Бочкарев Н.Г. и др., 1979б — *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А.*, *Шакура Н.И.* // АЖ. Т. 56. С. 16.

Бочкарев Н.Г. и др., 1980 — *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А.*, *Курочкин Н.Е.*, *Черепащук А.М.* // АЦ № 1147. С. 1.

Бочкарев Н.Г. и др., 1986 — *Бочкарев Н.Г.*, *Карицкая Е.А.*, *Лоскутов В.М.*, *Соколов В.В.* // АЖ. Т. 63. С. 71.

Бочкарев Н.Г. и др., 1988 — *Бочкарев Н.Г.*, *Сюняев Р.А.*, *Хрузина Т.С.*, *и др.* // АЖ. Т. 65. С. 778.

Брумберг В.А., *и др.*, 1975 // ПАЖ. Т. 1. С. 5.

Бэттен А., 1976. Двойные и кратные звезды — М.: Мир.

Бялко А.В., 1969 // АЖ. Т. 46. С. 998.

Васильев Ф.П., 1980. Численные методы решения экстремальных задач — М.: Наука.

Велихов Е.П., 1959 // ЖЭТФ. Т. 36. С. 1398.

Гильфанов М., 1995. Докторская диссертация. ИКИ РАН. С. 167.

Гинзбург В.Л., 1967. Распространение электромагнитных волн в плазме — М.: Наука.

Гинзбург В.Л., 1981, Теоретическая физика и астрофизика — М.: Наука.

Гинзбург В.Л., 1995, О физике и астрофизике, 3-е изд. — М.: Бюро Квантум. С. 111.

Гинзбург В.Л., 1999 // УФН. Т. 169. С. 419.

Гнедин Ю.Н., *Силантьев Н.А.*, 1980 // ПАЖ. Т. 6. С. 344.

Гнедин Ю.Н. и др., 1976 — *Гнедин Ю.Н.*, *Силантьев Н.А.*, *Шибанов Ю.А.* // АЖ. Т. 53. С. 936.

Гончарский А.В., *Степанов В.В.*, 1979 // Докл. АНСССР. Т. 245. С. 1296.

Гончарский А.В., *Ягола А.Г.*, 1969 // Докл. АНСССР. Т. 184. С. 771.

Гончарский А.В. и др., 1978 — *Гончарский А.В.*, *Черепащук А.М.*, *Ягола А.Г.*. Численные методы решения обратных задач астрофизики — М.: Наука.

Гончарский А.В. и др., 1984 — *Гончарский А.В.*, *Метлицкая З.Ю.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 61. С. 124.

Гончарский А.В. и др., 1985 — *Гончарский А.В.*, *Черепащук А.М.*, *Ягола А.Г.*. Некорректные задачи астрофизики — М.: Наука. С. 101.

Гончарский А.В. и др., 1986а — *Гончарский А.В.*, *Романов С.Ю.*, *Степанов В.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 63. С. 1024.

Гончарский А.В. и др., 1986б — *Гончарский А.В.*, *Степанов В.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 63. С. 725.

Гончарский А.В. и др., 1991 — *Гончарский А.В.*, *Романов С.Ю.*, *Черепащук А.М.*. Конечно-параметрические обратные задачи астрофизики — М.: Изд. Моск. ун-та. С. 165.

Горанский В.П., 1978 // АЦ № 1024. С. 3.

Горанский В.П. и др., 1996 — *Горанский В.П.*, *Карицкая Е.А.*, *Курочкин Н.Е.*, *Трунковский Е.М.* // ПАЖ. Т. 22. С. 413.

Горанский В.П. и др., 1998а — *Горанский В.П.*, *Есипов В.Ф.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 75. С. 240.

Горанский В.П. и др., 1998б — *Горанский В.П.*, *Есипов В.Ф.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 75. С. 383.

Горбацкий В.Г., 1967 // Астрофизика. Т. 3. С. 245.

Горбацкий В.Г., 1974. Новоподобные и новые звезды — М.: Наука.

Горбацкий В.Г., 1977, Космическая газодинамика — М.: Наука. С. 335.

Горда С.Ю., *Свечников М.А.*, 1998 // АЖ. Т. 75. С. 896.

Гостев Н.Ю., 2011 // АЖ. Т. 88. С. 704.

Градштейн И.С., *Рыжик И.М.*, 1963, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений — М., Физматгиз.

Гребенев С.А. и др., 1991 — *Гребенев С.А.*, *Сюняев Р.А.*, *Павлинский М.Н.*, *Деханов И.А.* // ПАЖ. Т. 17. С. 985.

Гребенев С.А. и др., 1992 — *Гребенев С.А.*, *Сюняев Р.А.*, *Павлинский М.Н.* // ПАЖ. Т. 18. С. 11.

Гуревич А.В. и др., 1997 — *Гуревич А.В.*, *Зыбин К.П.*, *Сирота В.А.* // УФН. Т. 167. С. 913.

Гусейнов О.Х., *Зельдович Я.Б.*, 1966 // АЖ. Т. 43. С. 323.

Давыдов В.В. и др., 2008 — *Давыдов В.В.*, *Есипов В.Ф.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 85. С. 545.

Де Ягер К., 1984. Звезды наибольшей светимости — М.: Мир. С.58, 374.

Дейч А.Н., 1962. Визуально-двойные звезды // В кн. «Курс астрофизики и звездной астрономии». Т. 2 / Ред. А.А.Михайлов. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы. с. 60–86.

Демиденко Е.З., 1981. Линейная и нелинейная регрессия. — М.: Финансы и статистика.

Деннис Дж., *Шнабель Р.*, 1988. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений. — М.: Мир.

Дибай Э.А., 1980 // АЖ. Т. 57. С. 677.

Дмитриенко Е.С., *Черепащук А.М.*, 1980 // АЖ. Т. 57. С. 749.

Дмитриенко Е.С., *Шакура Н.И.*, 1974 // АЦ № 835. С. 1.

Дмитриенко Е.С. и др., 1984 — *Дмитриенко Е.С.*, *Матвиенко А.Н.*, *Черепащук А.М.*, *Ягола А.Г.* // АЖ. Т. 61. С. 310.

Долгинов А.З., *Силантьев Н.А.*, 1981 // ПАЖ. Т. 5. С. 526.

Долгинов А.З. и др., 1979 — *Долгинов А.З.*, *Гнедин Ю.Н.*, *Силантьев Н.А.* Распространение и поляризация излучения в космической среде — М.: Наука.

Дорошенко О.В., *Копейкин С.М.*, 1990 // АЖ. Т. 67. С. 986.

Дремова Г.Н., *Свечников М.А.*, 2001 // АЖ. Т. 78. С. 248.

Дремова Г.Н., *Свечников М.А.*, 2002 // Астрофизика. Т. 45. С. 419.

Дремова Г.Н., *Свечников М.А.*, 2007 // Астрофизика. Т. 50. С. 299.

Ефремов Ю.Н., *Чернин А.Д.*, 2003 // УФН. Т. 173. С. 3.

Жилкин А.Г., *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, 2012 // УФН. Т. 182. С. 121.

Закиров М.М., 1985 // Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв. Т. 58. С. 425.

Закиров М.М., 2008 // Кинематика и физика небесных тел. Т. 24. С. 35.

Закиров М.М., 2009 // Кинематика и физика небесных тел. Т. 25. С. 163.

Закиров М.М., 2010 // Кинематика и физика небесных тел. Т. 26. С. 3.

Захаров А.Ф., 1997 // Гравитационные линзы и микролинзы. — М.: Янус-К.

Захаров А.Ф., 1999 // АЖ. Т. 76. С. 379.

Захаров А.Ф., *Сажин М.В.*, 1998 // УФН. Т. 168. С. 1041.

Зверев М.С. и др., 1947 — *Зверев М.С.*, *Кукаркин Б.В.*, *Мартынов Д.Я.*, *Паренаго П.П.*, *Флоря Н.Ф.*, *Цесевич В.П.* Переменные звезды. Т. III. — М.-Л.: ОГИЗ, Госуд. изд-во технико-теоретич. лит-ры. С. 474.

Зельдович Я.Б., 1964 // ДАН СССР. Т. 155. С. 67.

Зельдович Я.Б., *Новиков И.Д.*, 1964 // ДАН СССР. Т. 158. С. 811.

Зельдович Я.Б., *Новиков И.Д.*, 1967. Релятивистская астрофизика — М.: Наука.

Зельдович Я.Б. и др., 1972 — *Зельдович Я.Б.*, *Иванова Л.И.*, *Надежин Д.К.* // АЖ. Т. 49. С. 253.

Иванова Д.В. и др., 2002 — *Иванова Д.В.*, *Сахибуллин Н.А.*, *Шиманский В.В.* // АЖ. Т. 79. С. 390.

Иванова Д.В. и др., 2004 — *Иванова Д.В.*, *Сахибуллин Н.А.*, *Шиманский В.В.* // АЖ. Т. 81. С. 523.

Калиткин Н.Н., 1978. Численные методы. — М.: Наука, с. 107.

Кардашев Н.С. и др., 2006 — *Кардашев Н.С.*, *Новиков И.Д.*, *Шацкий А.А.* // АЖ. Т. 83. С. 675.

Каретников В.Г., 1988 // АЦ №1533. С. 11.

Каретников В.Г., 1990 // АЖ. Т. 67. С. 885.

Каретников В.Г., 1991, АЖ. Т. 68. С. 880.

Каретников В.Г., *Сироткин Ф.В.*, 2005 // АЖ. Т. 82. С. 999.

Каретников В.Г., *Черепащук А.М.*, 1998 // АЖ. Т. 75. С. 548.

Карицкая Е.А., 1981 // АЖ. Т. 58. С. 146.

Карицкая Е.А., 1983 // АЦ № 1255. С. 1.

Карицкая Е.А., *Бочкарев Н.Г.*, 1983 // АЖ. Т. 60. С. 946.

Кемп Дж.К.и др., 1987 — *Кемп Дж.К.*, *Карицкая Е.А.*, *Кумсиашвили М.И. и др.* // АЖ. Т. 64. С. 326.

Климов Г.С., 1983. Теория вероятностей и математическая статистика — М.: Изд-во Моск. ун-та.

Ковалева Д.А., 2000 // АЖ. Т. 78. С. 1104.

Козырева В.С., *Халиуллин Х.Ф.*, 1999 // АЖ. Т. 76. С. 775.

Козырева В.С. и др., 2005 — *Козырева В.С.*, *Кусакин А.В.*, *Вольф М.* // ПАЖ. Т. 37. С. 922.

Колмогоров А.Н., *Фомин С.В.*, 1968. Элементы теории функций и функционального анализа — М.: Наука.

Колосов М.А., *Шабельников А.В.*, 1976. Распространение электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры, Марса. — М.: Советское радио.

Комберг Б.В. и др., 1995 — *Комберг Б.В.*, *Компанеец Д.А.*, *Лукаш В.Н.* // АЖ. Т. 72. С. 457.

Корнилов В.Г., *Липунов В.М.*, 1983а // АЖ. Т. 60. С. 284.

Корнилов В.Г., *Липунов В.М.* 1983б // АЖ. Т. 60. С. 574.

Корнилов В.Г. и др., 1984 — *Корнилов В.Г.*, *Миронов А.В.*, *Трунковский Е.М.*, *Халиуллин Х.Ф.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 61. С. 739.

Корнилов В.Г., *Черепащук А.М.*, 1979 // ПАЖ. Т. 5. С. 398.

Крайчева З.Т. и др., 1978 — *Крайчева З.Т.*, *Попова Е.И.*, *Тутуков А.В.*, *Юнгельсон Л.Р.* // АЖ. Т. 55. С. 1176.

Крайчева З.Т. и др., 1979 // АЖ. Т. 56. С. 620.

Крайчева З.Т. и др., 1981 // ПАЖ. Т. 7. С. 488.

Крамер Г., 1975. Математическая статистика. — М.: Мир.

Крат В.А., 1933 // ПЗ. Т. 4, № 40.

Крат В.А., 1938 // ПЗ. Т. 5, № 54.

Крат В.А., 1962 // В кн. «Курс астрофизики и звездной астрономии» / Ред. А.А. Михайлов. Т. 2. С. 87.

Кудзей И., 1985а // Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв. Т. 58.

Кудзей И., 1985б // АЦ. № 1363.

Кузнецов О.А. и др., 2001 — *Кузнецов О.А.*, *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Хрузина Т.С.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 78. С. 997.

Куликовский П.Г., 1985. Звездная астрономия — М.: Наука. С. 57.

Кумсиашвили М.И., 1985 // Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв. Т. 58. С. 93.

Курочкин Н.Е., 1972 // ПЗ. Т. 18. С. 425.

Куто П., 1981. Наблюдения визульно-двойных звезд — М.: Мир.

Лавров М.И., 1971 // АЖ. Т. 48. С. 951.

Ландау Л.Д., 1937 // ДАН СССР. Т. 17. С. 301.

Ландау Л.Д., *Лифшиц Е.М.*, 1958. Механика — М.: Физматгиз. С. 46, 29.

Ландау Л.Д., *Лифшиц Е.М.*, 1962. Теория поля — М.: Физматгиз.

Лебедев М.Г., *Мясников А.В.*, 1988 // В кн. «Численные методы в аэродинамике» / Пасконов В.М, Росляков Г.С., изд. — М.: Изд-во Моск. ун-та. С. 3.

Левич Е.В., *Сюняев Р.А.*, 1971 // АЖ Т. 48. С. 461.

Леонов А.С., *Ягола А.Г.*, 2000 // Вестник МГУ. Сер. 3, Физика, Астрономия. Т. 2. С. 14.

Липовецкий В.А., *Степанян Дж.А.*, 1981 // Астрофизика. Т. 17. С. 573.

Липунов В.М., 1982 // ПАЖ. Т. 8. С. 358.

Липунов В.М., 1987. Астрофизика нейтронных звезд — М.: Наука.

Лозинская Т.А., 1986. Сверхновые и звездный ветер. Взаимодействие с газом Галактики — М.: Наука. С. 107.

Лозинская Т.А., 2012. Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках — М.: КРАСАНД.

Лозинская Т.С., *Тутуков А.В.*, 1981 // Научные информ. Астросов. АНСССР. Т. 49. С. 21.

Лоскутов В.М., *Соболев В.В.*, 1979 // Астрофизика Т. 15. С.241.

Лукьянов Л.Г., 2006 // Труды ГАИШ. Т. 76. С. 42.

Лукьянов Л.Г., 2008 // АЖ. Т. 85. С. 755.

Лукьянов Л.Г., *Ширмин Г.И.*, 2009. Лекции по небесной механике — Алматы: Эверо.

Любарский Ю.Е., *Шакура Н.И.*, 1987 // ПАЖ. Т. 13. С. 917.

Лютый В.М. и др., 1973 — *Лютый В.М.*, *Сюняев Р.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 50. С. 3.

Лютый В.М. и др., 1974 — *Лютый В.М.*, *Сюняев Р.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 51. С. 1150.

Макаренко Е.Н., 1962 // ПЗ. Т. 14. С. 214.

Манчестер Р., *Тейлор Дж.*, 1980. Пульсары — М.: Мир. С. 104–136.

Мартынов Д.Я., 1937 // АЖ. Т. 14. С. 306.

Мартынов Д.Я., 1948а // Изв. АОЭ. Т. 25.

Мартынов Д.Я., 1948б // Уч.зап. Казанского Ун-та, Т. 108. Кн. 5.

Мартынов Д.Я., 1950 // Бюлл. АОЭ. Т. 27.

Мартынов Д.Я., 1971 // В кн. «Затменные переменные звезды» — М.: Наука. С. 313–347.

Мартынов Д.Я., 1972 // УФН. Т. 108. С. 701.

Мартынов Д.Я., 1981. Классические системы. Звезда RX Кассиопеи. Движение линии апсид // В кн. «Звезды и звездные системы» / Ред. Д.Я.Мартынов. — М.: Наука. С. 9–37.

Мартынов Д.Я., 1948 // Изв. АОЭ. Т. 108, №25.

Маршаков А.В., 2002 // УФН. Т. 172. С. 977.

Масевич А.Г., *Тутуков А.В.*, 1988. Эволюция звезд: теория и наблюдения — М: Наука. С. 82.

Михайлов А.А. (ред.), 1962. Курс астрофизики и звездной астрономии. Т. 2.— М.: Гос. изд-во физ.-мат.литературы. С. 60–138.

Михалас Д., 1980. Звездные атмосферы, в двух томах. — М.: Мир.

Мудров В.И., *Кушко В.Л.*, 1983. Методы обработки измерений: квазиправдоподобные оценки. — М.: Радио и связь.

Мустель Э.Р., 1960. Звездные атмосферы. — М.: Физматгиз.

Нагирнер Д.И., 1962 // Труды ЛГУ. Т. 19. С. 79.

Надежин Д.К., 1966 // Научные информ. Астросов. АНСССР. Т. 4. С. 37.

Назаренко В.В. и др., 2001 — *Назаренко В.В.*, *Глазунова Л.В.*, *Каретников В.Г.* // АЖ. Т. 78. С. 525.

Нерсисян С.Е. и др., 1989 — *Нерсисян С.Е.*, *Шаврина А.В.*, *Яремчук А.А.* // Астрофизика. Т. 30. С. 247.

Новиков И.Д., *Фролов В.П.*, 1986 // Физика черных дыр. — М.: Наука. С. 88.

Новиков И.Д., *Фролов В.П.*, 2001 // УФН. Т. 171. С. 307.

Орлов А.А., 1960 // АЖ. Т. 37. С. 902.

Паренаго П.П., *Масевич А.Г.*,1950 // Труды ГАИШ. Т. 20. С. 81.

Петров В.С. и др., 2007 — *Петров В.С.*, *Тутуков А.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 84. С. 165.

Петров В.С. и др., 2013 — *Петров В.С.*, *Антохина Э.А.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 90. С. 729.

Пикельнер С.Б., *Щеглов П.В.*, 1968 // АЖ. Т. 45. С. 953.

Попов С.Б., *Прохоров М.Е.*, 2007 // УФН Т. 177. С. 1179.

Попова Е.И. и др., 1982 — *Попова Е.И.*, *Тутуков А.В.*, *Юнгельсон Л.Р.* // ПАЖ. Т. 8. С. 297.

Постнов К.А., 2003 // ПАЖ. Т. 29. С. 424.

Постнов К.А., *Прохоров М.Е.*, 2001 // АЖ. Т. 78. С. 1025.

Постнов К.А., *Черепащук А.М.*, 2003 // АЖ. Т. 80. С. 1075.

Прилуцкий О.Ф., *Усов В.В.*, 1975 // АЦ № 854.

Прилуцкий О.Ф., *Усов В.В.*, 1976 // АЖ. Т. 53. С. 6.

Пустыльник И.Б., 1969. Модели звезд с протяженными атмосферами спектральных классов F-K. — Тарту.

Пшеничный Б.Н., *Данилин Ю.М.*, 1975. Численные методы в экстремальных задачах — М.: Наука.

Радциг А.А., *Смирнов Б.М.*, 1986. Параметры атомов и атомных ионов — М.: Энергоатомиздат.

Рубаков В.А., 2001 // УФН. Т. 171. С. 913.

Рубашевский А.А., 1971 // Изв. Главн. астрон. обс. в Пулкове. № 186. С. 26.

Рубашевский А.А., 1991 // АЖ. Т. 68. С. 799.

Рублев С.В., 1974 // В кн. Явления нестационарности и звездная эволюция / Ред. А.А.Боярчук, Ю.Н.Ефремов. — М.: Наука. С. 47.

Рустамов Д.Н., *Черепащук А.М.*, 2011 // АЖ. Т. 88. С. 380.

Рустамов Д.Н., *Черепащук А.М.*, 2012 // АЖ. Т. 89. С. 843.

Сажин М.В., *Черепащук А.М.*, 1994 // ПАЖ. Т. 20. С. 613.

Сахаде Дж., 1963. Составные и комбинационные спектры // В кн. Звездные атмосферы / Ред. Дж. Гринстейн. — М.: ИЛ. С. 461.

Сахибуллин Н.А., 1983 // Труды Казан. Гор. Астрон. обс. Т. 48. С. 9.

Сахибуллин Н.А., 1997. Методы моделирования в астрофизике. I. Звездные атмосферы — Казань: Фэн.

Сахибуллин Н.А., *Шиманский В.В.*, 1996 // АЖ. Т. 73. С. 793.

Сахибуллин Н.А., *Шиманский В.В.*, 1997 // АЖ. Т. 74. С. 432.

Сахибуллин Н.А. и др., 1998 — *Сахибуллин Н.А.*, *Сулейманов В.Ф.*, *Шиманский В.В.* // ПАЖ. Т. 24. С. 22.

Свечников М.А., 1969. Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных двойных звезд. — Свердловск: Изд-во Ур.ГУ. Сер. Астрономия. Вып. 5, № 88.

Свечников М.А., 1986. Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. — Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та.

Свечников М.А., *Кузнецова Е.Ф.*, 1990. Каталог приближенных фотометрических и абсолютных элементов затменных переменных звезд. Т. 1-2. — Свердловск: Изд-во Ур. ГУ.

Свечников М.А., *Перевозкина Е.Л.*, 1999. Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных переменных звезд РГП типа и некоторые результаты его статистической обработки. — Екатеринбург: Изд-во Ур.ГУ. Вып. 5.

Свечников М.А., *Снежко Л.И.*, 1974 // В кн. Явления нестационарности и звездная эволюция / Ред. А.А. Боярчук, Ю.Н. Ефремов. — М.: Наука. С. 181.

Седов Л.И., 1957. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Гостехиздат.

Сибгатуллин Н., *Сюняев Р.*, 1998 // ПАЖ. Т. 24. С. 894.

Силантьев Н.А., 1980 // АЖ. Т. 57.С. 787.

Скульский М.Ю., 1985 // Бюлл. Абастум. Астрофизич. Обсерв. Т. 85. С. 101.

Снежко Л.И., 1967 // ПЗ. Т. 16. С. 253.

Собер Дж., 1980. Линейный регрессионный анализ. — М.: Мир.

Соболев В.В., 1947. Движущиеся оболочки звезд. — Л.: Изд-во ЛГУ.

Соболев В.В., 1949 // Ученые записки ЛГУ, серия математич. Т. 18. С. 1.

Соболев В.В., 1956. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. — М.: Гостехиздат. 391 с.

Соболев В.В., 1967. Курс теоретической астрофизики. — М.: Наука. С. 46.

Соколов В.В., 1987 // АЖ. Т. 64. С. 803.

Старицын Е.И., 1990 // Научные информ. Астросов. АНСССР. Т. 68. С. 35.

Страйжис В., 1982. Звезды с дефицитом металлов. — Вильнюс: Моксласс.

Страйжис В.Л., 1977. Многоцветная фотометрия звезд. — Вильнюс: Моксласс.

Субботин М.Ф., 1937. Курс небесной механики. Т. 2 — М.: ГТТИ. С. 223, 226.

Сулейманов В.Ф., 1996 // ПАЖ. Т. 22. С. 107.

Сытов А.Ю. и др., 2007 — *Сытов А.Ю.*, *Кайгородов П.В.*, *Бисикало Д.В.*, *и др.* // АЖ. Т. 84. С. 926.

Сюняев Р.А., 1972 // АЖ. Т. 49. С. 1153.

Сюняев Р.А., *Шакура Н.И.*, 1986 // ПАЖ. Т. 12. С. 286.

Сюняев Р.А. и др., 1988 — *Сюняев Р.А.*, *Лапшов И.Ю.*, *Гребенев С.А.*, *и др.* // ПАЖ. Т. 14. С. 771.

Сюняев Р.А. и др., 1991а — *Сюняев Р.А.*, *Арефьев В.А.*, *Бороздин К.Н.*, *и др.* // ПАЖ. Т. 17. С. 975.

Сюняев Р.А. и др., 1991б — *Сюняев Р.А.*, *Каниовский А.С.*, *Ефремов В.В. и др.* //ПАЖ. Т. 17. С. 291.

Табачник В.М., 1971 // В кн. Затменные переменные звезды / Ред. В.П. Цесевич. — М.: Наука. С. 113.

Тассуль Ж.-Л., 1982. Теория вращающихся звезд — М.: Мир.

Тихонов А.Н., 1943 // ДАН СССР. Т. 39. С. 195.

Тихонов А.Н., 1963а // ДАН СССР. Т. 151. С. 501.

Тихонов А.Н., 1963б // ДАН СССР. Т. 153. С. 49.

Тихонов А.Н. и др., 1983 — *Тихонов А.Н.*, *Гончарский А.В.*, *Степанов В.В.*, *Ягола А.Г.* Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация — М.: Наука.

Токовинин А.А., 1988. Звездные интерферометры — М.: Наука.

Тутуков А.В., 1983. Preprint IAP-83-95.

Тутуков А.В., 1992 // АЖ. Т. 69. С. 1275.

Тутуков А.В., 1995 // АЖ. Т. 72. С. 400.

Тутуков А.В., *Федорова А.В.*, 2003 // АЖ. Т. 80. С. 652.

Тутуков А.В., *Федорова А.В.*, 2004 // АЖ. Т. 81. С. 589.

Тутуков А.В., *Черепащук А.М.*, 1985 // АЖ. Т. 62. С. 1124.

Тутуков А.В., *Черепащук А.М.*, 1993 // АЖ. Т. 70. С. 307.

Тутуков А.В., *Черепащук А.М.*, 1997 // АЖ. Т. 74. С. 407.

Тутуков А.В., *Черепащук А.М.*, 2003 // АЖ. Т. 80. С. 419.

Тутуков А.В., *Черепащук А.М.*, 2004 // АЖ. Т. 81. С. 43.

Тутуков А.В., *Юнгельсон Л.Р.*, 1973а // Научные информ. Астросовета АН СССР. Т. 27. С. 58.

Тутуков А.В., *Юнгельсон Л.Р.*, 1973б // Научные информ. Астросовета АН СССР. Т. 27. С. 70.

Тутуков А.В., *Юнгельсон Л.Р.*, 1978а // Научные информ. Астросов. АНСССР. Т. 41. С. 3.

Тутуков А.В., *Юнгельсон Л.Р.*, 1978б // Научные информ. Астросов. АНСССР. Т. 42. С. 55.

Тутуков А.В., *Юнгельсон Л.Р.*, 1980, АЖ. Т. 57. С. 1266.

Тутуков А.В.и др., 1973 — *Тутуков А.В.*, *Юнгельсон Л.Р.*, *Кляйман А.* // Научные информ. Астросовета АНСССР. Т. 27. С. 3.

Тутуков А.В.и др., 1985 — *Тутуков А.В.*, *Федорова А.В.*, *Эргма Е.В.*, *Юнгельсон Р.Л.* // ПАЖ. Т. 11. С. 123.

Тутуков А.В.и др., 2003 — *Тутуков А.В.*, *Федорова А.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 80. С. 23.

Тутуков А.В. и др., 2004 — *Тутуков А.В.*, *Дремова Г.Н.*, *Свечников М.А.* // АЖ. Т. 81. С. 244.

Тутуков А.В. и др., 2008 — *Тутуков А.В.*, *Федорова А.В.*, *Черепащук А.М.* // АЖ. Т. 85. С. 728.

Уилкс С., 1967. Математическая статистика — М.: Наука.

Федорова А.В., *и др.*, 2000 — *Федорова А.В.*, *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А. и др.* // АЖ. Т. 44. С. 409.

Фокин А.Б., *Тутуков А.В.*, 2007 // АЖ. Т. 84. С. 824.

Фридман А.М., 2008 // УФН Т. 178. С. 225.

Фридман А.М., *Бисикало Д.В.*, 2008 // УФН. Т. 178. С. 1.

Фридман А.М., *Горькавый Н.Н.*, 1994. Физика планетных колец — М., Наука.

Фридман А.М., *Хоружий О.В.*, 1994 // В кн. Фридман А.М. и Горькавый Н.Н. Физика планетных колец — М.: Наука. С. 282.

Халиуллин Х.Ф., 1974 // АЖ. Т. 51. С. 395.

Халиуллин Х.Ф., 1983а // АЖ. Т. 60. С. 72.

Халиуллин Х.Ф., 1983б // АЦ №1262. С. 1.

Халиуллин Х.Ф., 1997 // В кн. Двойные звезды. — М.: Космосинформ. С. 139.

Халиуллин Х.Ф., *Халиуллина А.И.*, 2006 // АЖ. Т. 83. С. 911.

Халиуллина А.И., *Халиуллин Х.Ф.*, 1984 // АЖ. Т. 61. С. 393.

Халиуллина А.И., *Халиуллин Х.Ф.*, 1989 // АЖ. Т. 66. С. 76.

Химмельблау Д.В., 1975. Прикладное нелинейное программирование — М.: Мир. С. 163.

Холопов П.Н. и др., 1985–1988 — *Холопов П.Н.*, *Самусь Н.Н.*, *Фролов М.С*, *и др*. Общий каталог переменных звезд. 4-е изд. Т. I–III — М.: Наука; см. также http://www.sai.msu.ru/groups/cluster/gcvs/gcvs/ for living edition.

Хрузина Т.С., 1985 // АЖ. Т. 62. С. 356.

Хрузина Т.С., 2000 // АЖ. Т. 77. С. 510.

Хрузина Т.С., 2001 // АЖ. Т. 78. С. 298.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1984 // АЖ. Т. 61. С. 299.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1986а // АЖ. Т. 63. С. 494.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1986б // АЖ. Т. 63. С. 711.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1994 // АЖ. Т. 71. С. 442.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1995 // АЖ. Т. 72. С. 203.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1997 // АЖ. Т. 74. С. 559.

Хрузина Т.С., *Черепащук А.М.*, 1999 // АЖ. Т. 76. С. 917.

Хрузина Т.С. и др., 2001 — *Хрузина Т.С.*, *Черепащук А.М.*, *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.* // АЖ. Т. 78. С. 625.

Хрузина Т.С. и др., 2003а — *Хрузина Т.С.*, *Черепащук А.М.*, *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.* // АЖ. Т. 80. С. 239.

Хрузина Т.С. и др., 2003б — *Хрузина Т.С.*, *Черепащук А.М.*, *Бисикало Д.В.*, *Боярчук А.А.*, *Кузнецов О.А.* // АЖ. Т. 80. С. 919.

Худсон Д., 1970. Статистика для физиков — М.: Мир.

Цесевич В.П. (ред.), 1971. Затменные переменные везды — М.: Наука.

Цесевич В.П., 1940 // Бюлл. Астрон. ин-та АНСССР № 50. С. 283.

Чандрасекар С., 1953. Перенос лучистой энергии — М.: ИЛ. 432 с.

Черепащук А.М., 1966 // АЖ. Т. 43. С. 517.

Черепащук А.М., 1967а // Кандидатская диссертация, МГУ, ГАИШ. С. 114.

Черепащук А.М., 1967б // Переменные звезды. Т. 16. С. 226.

Черепащук А.М., 1971 // В кн.: Затменные переменные звезды — М.: Наука. С.36–44, 261–312.

Черепащук А.М., 1973а // АЖ. Т. 50. С. 879.

Черепащук А.М., 1973б // ПЗ. Т. 19. С. 227.

Черепащук А.М., 1974 // В кн. Явления нестационарности и звездная эволюция / Под ред. А.А. Боярчука, Ю.Н. Ефремова. — М.: Наука. С. 95.

Черепащук А.М., 1975 // АЖ. Т. 52. С. 883.

Черепащук А.М., 1975 // Астрофизика. Т. 11. С. 49.

Черепащук А.М., 1976 // ПАЖ. Т. 2. С. 356.

Черепащук А.М., 1985 // Бюлл. Абастум. Астрофиз. Обсерв. Т. 58. С. 113.

Черепащук А.М., 1990 // АЖ. Т. 67. С. 955.

Черепащук А.М., 1993 // АЖ. Т. 70. С. 1157.

Черепащук А.М., 1996 // УФН. Т. 166. С. 809.

Черепащук А.М., 1997 // В кн. Двойные звезды / Под ред. А.Г. Масевич — М.: Космосинформ. С. 45.

Черепащук А.М., 1998 //В сб. Современные проблемы звездной эволюции, Труды международной конференции «Проблемы звездной эволюции», Звенигород / Д.С. Вибе (ред.) — М.: ГЕОС. С. 198.

Черепащук А.М., 2001а // АЖ. Т. 78. С. 145.

Черепащук А.М., 2001б, Взаимодействия в двойных системах //Вв кн. «Ультрафиолетовая Вселенная». — М.: ГЕОС. С. 133.

Черепащук А.М., 2002 // УФН. Т. 172. С. 959.

Черепащук А.М., 2003 // УФН. Т. 173. С. 345.

Черепащук А.М., 2005 // Вестник МГУ. Серия 3. Физика и Астрономия. Т. 2. С. 62.

Черепащук А.М., 2011 // УФН. Т. 181. С. 1097.

Черепащук А.М., *Каретников В.Г.*, 2003 // АЖ. Т. 80. С. 42.

Черепащук А.М., *Яриков С.Ф.*, 1991 // ПАЖ. Т. 17. С. 605.

Черепащук А.М. и др., 1967 — *Черепащук А.М.*, *Гончарский А.В.*, *Ягола А.Г.* // АЖ. Т. 44. С. 1239.

Черепащук А.М. и др., 1968 — *Черепащук А.М.*, *Гончарский А.В.*, *Ягола А.Г.* // АЖ. Т. 45. С. 1191.

Черепащук А.М. и др., 1973 — *Черепащук А.М.*, *Гончарский А.В.*, *Ягола А.Г.* // ПЗ. Т. 18. С. 535.

Черепащук А.М. и др., 1982 — *Черепащук А.М.*, *Асланов А.А.*, *Корнилов В.Г.* // АЖ. Т. 59. С. 1157.

Шакура Н.И., 1972 // АЖ. Т. 49. С. 921.

Шакура Н.И., 1985 //ПАЖ. Т. 11. С. 7.

Шапиро С., *Тьюколски С.*, 1985. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды — М.: Мир. С. 357.

Шаховской Н.М., 1962 // АЖ. Т. 39. С. 755.

Шаховской Н.М., 1964 // АЖ. Т. 41. С. 1042.

Шацкий А.А., 2004 // АЖ. Т. 81. С. 579.

Шварцман В.Ф., 1971 // АЖ. Т. 48. С. 479.

Шварцшильд М., 1961. Строение и эволюция звезд — М.: ИЛ.

Шкловский И.С., 1962 // АЖ. Т. 39. С. 209.

Шулов О.С., 1967 // Астрофизика. Т. 3. С. 233.

Шулов О.С., *Копацкая Е.Н.*, 1974 // Астрофизика. Т. 10. С. 120.

Шульберг А.М., 1971. Тесные двойные звездные системы с шаровыми компонентами — М., Наука.

Щиголев Б.М., 1962, Математическая обработка наблюдений — М.: Физматгиз.

Юнгельсон Л.Р., 1973 //Научн. Информ. Астросов. АНСССР. Т. 27. С. 93.

Юнгельсон Л.Р., 2011, Эволюция взаимодействующих двойных звезд малых и умеренных масс. Докторская диссертация. М.: ин-т Астрономии РАН.

Юнгельсон Л.Р., *Масевич А.Г.*, 1982 // Итоги науки и техники. Серия Астрономия, ВИНИТИ. Т. 21. С. 27.

Яковлев Д.Г., *Урпин В.А.*, 1980 // АЖ. Т. 57. С. 526.

Abbott B.P. et al., 2009 // Nature. V. 460. P. 990.

Abbott D.C. et al., 1981 — *Abbott D.C.*, *Bieging J.H.*, *Churchwell E.* // ApJ. V. 250. P. 645.

Abramovicz M.A., Kluzniak W., 2001 // Astron. Aph. V. 374. L19.

Abramowicz M.A. et al., 1988 //ApJ. V. 332. P. 646.

Abramowicz M.A. et al., 1995 — *Abramowicz M.A., Chen X., Kato S. et al.* // ApJ. V. 438. L37.

Abt H.A., 1961 // ApJ. Suppl. V. 6. P. 37.

Abt H.A., 1983 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 21. P. 343.

Abt H.A., Levy S.G., 1976 // ApJ. Suppl. V. 30. P. 273.

Abt H.A., Morrell N.I., 1995 // ApJ. Suppl. V. 99. P. 135.

Abt H.A. et al., 1977 — *Abt H.A., Hintzen P., Levy S.G.* // ApJ.V. 213. P. 815.

Adelberger E.G. et al., 2007 — *Adelberger E.C., Heckel B.R., Hoedl S. et al.* // PRL. V. 98. id. 131104.

Adelberger E.G. et al., 2009 // PPNP V. 62. P. 102.

Agafonov M.I., 2004a // Astron. Nachr. V. 325. P. 259.

Agafonov M.I., 2004b // Astron. Nachr. V. 325. P. 263.

Agafonov M.I., Sharova O.I., 2005 // Astron. Nachr. V. 326. P. 143.

Agafonov M.I. et al., 2006 — *Agafonov M.I., Richards M.T., Sharova O.I.* // ApJ. V. 652. P. 1547.

Agafonov M.I. et al., 2009 — *Agafonov M.I., Sharova O.I., Richard M.T.* //ApJ. V. 690. P. 1730.

Aharonian F. et al., 2005 // Science V. 309. P. 746.

Albayrak B. et al., 2004 — *Albayrak B., Djurašević G., Erkapić S., Tanriverdi T.* // Astron. Aph. V. 420. P. 1039.

Albrecht S.et al., 2009 — *Albrecht S., Reffert S., Snellen I.A.G., Winn J.N.* // Nature. V. 461. P. 373.

Alcock C. et al., 1993 — *Alcock C., Akerlof C.W., Allsman R.A. et al.* // Nature. V. 365. P. 621.

Alcock C. et al., 2000 — *Alcock C., Allsman R.A., Alves D.R. et al.* // ApJ. V. 542. P. 281.

Alexander D.R., Ferguson J.W., 1994 // ApJ. V. 437. P. 879.

Al-Naimiy H.M., 1978 // Ap. Sp. Sci.V. 53. P. 181.

Alpar M.A., Shaham J., 1985 // IAU Circ. № 4046.

Alpar M.A. et al., 1982 // Nature V. 300. P. 728.

Altamirano D., Cavecchi Y., Patruno A. et al., 2011 // ApJ. V. 727. L18.

Amato U., Hughes W., 1991 // Invers Problems. V. 7. P. 793.

Amnuel P.R. et al., 1974 — *Amnuel P.R., Guseinov O.H., Rakhamimov Sh.Ju.* // Ap. Sp. Sci. V. 29. P. 331.

Amnuel P.R., Guseinov O.H., 1979a // Ap. Space Sci. V. 63. P. 131.

Amnuel P.R. et al., 1979b — *Amnuel P.R., Guseinov O.H., Rakhamimov Sh.Ju.* // ApJ. Suppl. V. 41. P. 327.

Anders E., Grevesse N., 1989 // Geochim et Cosmochim Acta. V. 53. P. 197.

Andersen J., 1975 // Astron. Aph. V. 44. P. 355.

Andersen J., 1991 // Astron. Aph. Rev. V. 3. P. 91.

Andersen J., Vaz L.P.R., 1984 // Astron. Aph. V. 130. P. 102.

Andersen J., Vaz L.P.R., 1987 // Astron. Aph. V. 175. P. 355.

Andersen J. et al., 1983 — *Andersen J., Clausen J.V., Gimenez A., Nordstrom B.* // Astron. Aph. V. 128. P. 17.

Anderson S.F. et al., 1994 — *Anderson S.F., Wachter S., Margon B. et al.* // ApJ. V. 436. P. 319.

Andronov I.L., 2008 // J. of Physical Studies V. 12. P. 2902.

Anosova J.P., 1988 // Bull. Astron. Obs. Beograd V. 138. P. 13.

Antokhin I.I. et al., 1997 — *Antokhin I.I., Cherepashchuk A.M., Yagola A.G.* // Ap. Sp. Sci. V. 254. P. 111.

Antokhin I.I. et al., 1995 — *Antokhin I.I.*, *Marchenko S.V.*, *Moffat A.F.J.* // Proc. of the IAU Symp. № 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, Eds. Van den Hucht K.A., Williams P.M. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P.520.

Antokhin I.I. et al., 2000 — *Antokhin I.I.*, *Moffat A.F.J.*, *Hill G.M.* // In: Tartu International Workshop: Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars: Observations and Theory / Eds. H. Lamers and A. Sapar. — ASP Publishers. P. 295.

Antokhin I.I. et al., 2004 — *Antokhin I.I.*, *Owocki S.P.*, *Brown J.C.* // ApJ. V. 611. P. 434.

Antokhin I.I. et al., 2008 — *Antokhin I.I.*, *Rauw G.*, *Vreux J.M. et al.* // Astron. Aph. V. 477. P. 593.

Antokhina E.A. et al., 2000 — *Antokhina E.A.*, *Moffat A.F.J.*, *Antokhin I.I. et al.* // ApJ. V. 529. P. 463.

Anzer U. et al., 1987 — *Anzer U.*, *Burner G.*, *Monaghan J.J.* // Astron. Aph. V. 176. P. 235.

Archibald A.M. et al., 2009 — *Archibald A.M.*, *Stairs I.H.*, *Ransom S.M. et al.* // Science. V. 324. P. 1411.

Arkani-Hamed N. et al., 1998 — *Arkani-Hamed N.*, *Dimopoulos S.*, *Dvali C.* // Phys. Lett. B. V. 429. P. 263.

Arnett W.D., 1978 // in «Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes» (eds. R. Giacconi, R. Ruffini) — Amsterdam: North Holl Publ. Comp. P. 346–356.

Arnett W.D., *Bowers R.L.*, 1977 // ApJ. Suppl. V. 33. P. 415.

Arthanari T.S., *Dodge Y.*, 1983. Mathematical Programming in Statistics — New-York: John Wiley an Sons.

Artymowicz P., *Lubov S.H.*, 1994 // ApJ. V. 421. P. 651.

Artymowicz P. et al., 1991 — *Artymowicz P.*, *Clarke C.J.*, *Lubov S.H.*, *Pringle J.E.* // ApJ. V. 370. L35.

Asai K. et al., 1998 — *Asai K.*, *Dotani T.*, *Hosni R. et al.* // Publ. Astron. Soc. Japan V. 50. P. 611.

Asai K. et al., 1996a // Publ. Astron. Soc. Japan V. 48. L27.

Asai K. et al., 1996b — *Asai K.*, *Dotani T.*, *Mitsuda K. et al.* // Publ. Astron. Soc. Japan V. 48. P. 257.

Ash C.D.T. et al., 1999 — *Ash C.D.T.*, *Reynolds A.P.*, *Roche P. et al.* // MNRAS. V. 307. P. 357.

Avni Y., 1976 // ApJ. V. 209. P. 574.

Avni Y., *Bahcall J.N.*, 1974 // ApJ. V. 192. L139.

Avni Y., *Bahcall J.*, 1975 // ApJ. V. 197. P. 675.

Baglin A., 2003 // Adv. Space Res. V. 31. P. 345.

Bagnuolo W.G. et al., 1992 — *Bagnuolo W.G.*, *Gies D.R.*, *Wiggs M.S.* // ApJ. V. 385. P. 708.

Bagot P., 1996 // Astron. Aph. V. 314. P. 576.

Bahcall J.N., *Bahcall N.A.*, 1972 // ApJ. V. 178. L1.

Bahcall J.N. et al., 1974 — *Bahcall J.N.*, *Dyson F.J.*, *Katz J.L.*, *Paczynski B.* // ApJ. V. 180. L17.

Bailes M. et al., 2002 — *Bailes M.*, *Nice D.J.*, *Thorsett S.E.*, (*eds.*) //Radio Pulsars, Astron. Society of the Pacific Series. V. 302. 404 p.

Bailes M. et al., 2003 — *Bailes M.*, *Ord S.M.*, *Knight H.S.*, *Hotan A.W.* // ApJ. V. 595. L49.

Bailey J., 1981 // MNRAS. V. 197. P. 31.

Bailyn C.D., 1992 // ApJ. V. 391. P. 298.

Bailyn C.D. et al., 1995 — *Bailyn C.D.*, *Orosz J.A.*, *McClintock J.E.*, *Remillard R.A.* // Nature. V. 378. P. 157.

Bailyn C.D. et al., 1998 — *Bailyn C.D.*, *Jain R.K.*, *Coppi P.*, *Orosz J.A.* //ApJ. V. 499. P. 367.

Balberg S. et al., 2000 — *Balberg S.*, *Zampieri L.*, *Shapiro S.L.* // ApJ. V. 541. P. 860.

Balbus S.A., *Hawley J.F.*, 1998 // Rev. Mod. Phys. V. 70. P. 1.

Barembaum M.J., *Etzel P.B.*, 1995 // Astron. J. V. 109. P. 2680.

Barker B.M., O'Connell R.F., 1975 // ApJ. V. 199. L25.

Barnard A.J. et al., 1969 — *Barnard A.J., Cooper J., Shamey L.J.* // Astron. Aph. V. 1. P. 28.

Barnard R. et al., 2008 — *Barnard R., Clark J.S., Kolb V.C.* //Astron. Aph. V. 488. P. 697.

Barnes A.D. et al/, 2006 — *Barnes A.D., Casares J., Charles P.A. et al.* // MNRAS. V. 365. P. 296.

Barr J., 1908 // JRASC V. 2. P. 70.

Barret D. et al., 1992 — *Barret D., Bouchet, L.; Mandrou, P. et al.* // ApJ. V. 394. P. 615.

Barret D. et al., 2001 — *Barret D., van der Klis M., Skinner G.K., Staubert R., Stella L.* // Ap. Sp. Sci. Suppl. V. 276. P. 305.

Bartolini C. et al., 1991 — *Bartolini C., Guarnieri A., Piccioni A. et al.* // in IAU Colloq № 129, Structure and Emission Properties of Accretion Disks, Eds. C. Bertout, et al. — Paris: Edition Frontieres. P. 373.

Bartzakos P. et al., 2001a — *Bartzakos P., Moffat A.F.J., Niemela V.S.* // MNRAS. V. 324. P. 18;

Bartzakos P. et al., 2001b — *Bartzakos P., Moffat A.F.J., Niemela V.S.* // MNRAS. V. 324. P. 33.

Barziv O. et al., 2001 — *Barziv O., Kaper L., van Kerkwijk M.H. et al.* // Astron. Aph. V. 377. P. 925.

Basri G. et al., 2005 — *Basri G., Borucki W.J., Koch D.* // New Astron. Rev. V. 49. P. 478.

Bassa C.G. et al., 2001 — *Bassa C.G., Brisken W.F., Nelemans G. et al.* // MNRAS. V. 412. L63.

Bassa C.G. et al., 2006a — *Bassa C.G., van Kerkwijk M.H., Kulkarni S.R.* // Astron. Ap. V. 450. P. 295.

Bassa C.G. et al., 2006b — *Bassa C.G., van Kerkwijk M.H., Koester D., Verbunt F.* // Astron. Aph. V. 456. P. 295.

Bate M., 2000 // MNRAS. V. 314. P. 33.

Batten A.H., 1973. Binary and Multiple Systems of Stars — Oxford: Pergamon Press. P. 278.

Batten A.H., 1983 // JRASC. V. 77. P. 95.

Batten A.H., 1988 // PASP. V. 100. P. 160.

Batten A.M. et al., 1989 — *Batten A.M., Fletcher J.M., McCarthy D.G.*. Eight Catalogue of the Orbital Elements of Spectroscopic Binary Systems — Publ. DAO Victoria. V. XVII.

Bauer F.E., Brandt W.N., 2004 // ApJ. V. 601. L67.

Beakman G. et al., 1997 — *Beakman G., Shahbaz T., Naylor T. et al.* // MNRAS. V. 290. P. 303.

Beals C.S., 1944 // MNRAS. V. 104. P. 205.

Becker R.H., White R.L., 1995 // In K.A. van der Hucht and P.M. Williams (eds.). IAU Symp. № 163. P.450.

Becklin E.E. et al., 1972 — *Becklin E.E., Kristian J., Neugebauer G., Wynn-Williams C.G.* // Nature Phys. Sci. V. 239. P. 130.

Beekman G. et al., 1997, MNRAS. V. 290. P. 303.

Begelman M.C., 1986, Nature V. 322. P. 614.

Begelman M.C. et al., 2006 — *Begelman M.C., King A.R., Pringle J.E.* // MNRAS. V. 370. P. 399.

Bekenstein J.D., Bowers R.L., 1974 // ApJ. V. 190. P. 653.

Belloni T. et al., 1996 — *Belloni T., Mendes M., van der Klis M. et al.* // ApJ. V. 472. L107.

Belczynski K. et al., 2012 — *Belczynski K., Wiktorowicz G., Fryer C.L. et al.* // ApJ. V. 757. P. 91.

Bennett D.P. et al., 2002 — *Bennett D.P., Becker A.C., Quinn J.L. et al.* // ApJ. V. 579. P. 639.

Benson R.S., 1974 // BAAS. V. 2. P. 295.

Bergeron P. et al., 1991 — *Bergeron P., Wesemael F., Fontaine G.* // ApJ. V. 367. P. 253.

Bergeron P. et al., 1992 — *Bergeron P., Saffer R., Liebert J.* // ApJ. V. 394. P. 228.

Bertout C. et al., 2009 — *Bertout C., Forveille T., Langer N., Shore S.* (*Eds.*) // Astron. Aph. V. 506. P. 1.

Beskin V.S., *Kuznetsova I.V.*, 2000 // Nuovo Cimento B. V. 115. P. 795.

Beuermann K. et al., 1998 — *Beuermann K.*, *Baraffe I.*, *Kolb U.*, *Weichhold M.* // Astron. Aph. V. 339. P. 518.

Bhat N.D.R. et al., 2008 — *Bhat N.D.R.*, *Bailes M.*, *Verbiest P.W.* // Phys. Rew. D. V. 77. id. 124017.

Bianchi L., *Garsia M.*, 2002 // ApJ. V. 581. P. 610.

Bilir S. et al., 2005 — *Bilir S.*, *Karatas Y.*, *Eker Z.*, *Demircan O.* // MNRAS. V. 357. P. 497.

Binnendijk L., 1970 // Vistas Astron. V. 12. P. 217.

Binnendijk L., 1977 // Vitas Astron. V. 21. P. 359.

Bisikalo D.V., 2005 // Ap. Sp. Sci. V. 296. P. 391.

Bisikalo D.V. et al., 1998 // MNRAS. V. 300. P. 39.

Bisnovatyi-Kogan G.S., 1987 // In Proc. of the ESO Workshop on the SN 1987A, Garching bei München, FKG, 6–8 July 1987, ESO Conf. and Workshop Proc. V.26, Ed. I.J. Danziger, Garching bei München, European Southern Obs. P.387.

Bisnovatyi-Kogan G.S., 1999 // In S.K. Chakrabarti (ed.). Observational Evidences for Black Holes in The Universe — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. L1.

Bisnovatyi-Kogan G.S., *Blinnikov S.I.*, 1977 // Astron. Aph. V. 59. P. 111.

Bisnovatyi-Kogan G.S., *Lovelace R.V.*, 1997 // ApJ. V. 486. L43.

Bisnovatyi-Kogan G.S., *Lovelace R.V.E.*, 2000 // ApJ. V. 529. P. 978.

Bisnovatyi-Kogan G.S., *Lovelace R.V.E.*, 2001 // New Astron. Rev. V. 45. P. 663.

Bisnovatyi-Kogan G.S., *Nadyozhin D.K.*, 1972, // Ap. Sp. Sci. V. 15. P. 353.

Bisnovatyi-Kogan, *G.S.*; *Lamzin*, *S.A.*, 1984 // Sov. Astron. V. 28. P. 187.

Blaauw A., 1961 // Bull. Astron. Inst. Netherlands. V. 15. P. 265.

Blaaw A.B., 1961 // Bull. Astron. Inst. Netherlands. V. 15. P. 265.

Blaaw A.B., 1964 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 2. P. 213.

Blanford R.D., *Begelman M.C.*, 1999 // MNRAS. V. 303. L1.

Blanford R.D., *Payne D.G.*, 1982 // MNRAS. V. 199. P. 883.

Blanford R.D., *Rees M.J.*, 1992 // In: Testing the AGN Paradigm, Proc. of the 2-nd Annual Topical Astrophys. Conf., College Park, M.D., Oct 14–16, 1991, AIP Conf. Proc., V. 254, P. 3, Eds. S.S. Holt, S.G. Neff, C.M. Urry — New-York: American Institute of Physics.

Blanford R.D., *Teukolsky S.K.*, 1976 // ApJ. V. 205. P. 580.

Blanford R.D., *Znajek R.L.*, 1977 // MNRAS. V. 179. P. 433.

Block D.I. et al (*Eds.*), 2000, Toward a New Millenium in Galaxy Morfology, Proc. of an Intern. Conf., Midrand, South Africa, sept. 13-18, 1999; Dordrecht, Kluwer Acad. Publ.

Blundell K.M. et al., 2008 — *Blundell K.M.*, *Bowler M.G.*, *Schmidtobreick L.* // ApJ. V. 678. L47.

Bobinger A. et al., 1997 — *Bobinger A.*, *Horne K.*, *Mantel K.-H.*, *Wolf S.* // Astron. Aph. V. 327. P. 1023.

Bochkarev N.G., 1988 // Nature V. 332. P. 518.

Bochkarev N.G., *Karitskaya E.A.*, 1985 // Ap. Sp. Sci. V. 109. P. 1.

Bochkarev N.G. et al., 1985a — *Bochkarev N.G.*, *Karitskaya E.A.*, *Sahibullin N.A.* // Ap. Sp. Sci. V. 108. P. 15.

Bochkarev N.G. et al., 1985b — *Bochkarev N.G.*, *Karitskaya E.A.*, *Shakura N.I.* // Ap. Sp. Sci. V. 108. P. 1.

Bodenheimer P., 1978 // ApJ. V. 224. P. 488.

Bodenheimer P., 1992 // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars», Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan (eds.) — Dordrecht: Kluwer. P. 9.

Bodenheimer P. et al., 1992 — *Bodenheimer P.*, *Ruzmaikina T.*, *Mathieu R.* // In: Protostars and Planets III / E. Levy, J. Lunine, M.S. Mattews (eds.) — Tucson: University of Arizona Press.

Boersma J., 1961 // Bull. Astron. Inst. Netherlands V. 15. P. 291.

Bogdanov M.B., 2001, astro-ph/0102031.

Bogdanov M.B., *Cherepashchuk A.M.*, 2008 // Ap. Sp. Sci. V. 317. P. 181.

Bogdanov M.B. et al., 1996 — *Bogdanov M.B.*, *Cherepashchuk A.M.*, *Sazhin M.V.* // Ap. Sp. Sci. V. 235. P. 219.

Bolton C.T., 1975 // ApJ. V. 200. P. 269.

Bonanos A.Z. et al., 2004 — *Bonanos A.Z.*, *Stanek K.Z.*, *Udalski A. et al.* // ApJ. V. 611. L33.

Bondi H., 1952 // MNRAS. V. 114. P. 195.

Bondi H., *Hoyle F.*, 1944 // MNRAS. V. 104. P. 273.

Bonnell I. et al., 1991 — *Bonnell I.*, *Martel H.*, *Bastien P. et al.* // ApJ. V. 377. P. 553.

Bonnet-Bidaud J.M., *Chardin G.*, 1988 // Phys. Rep. V. 170. P. 325.

Borisov N.V. et al., 1989 // In J. Hunt and B. Battrick (eds.), Two-Topics in X-ray Astronomy. I. X-ray Binaries — ESA Publ. P.305.

Boss A.P., 1991 //In: Close Binaries / J. Sahade, G. M. McClusky, Y. Kondo (eds.) — Dordrecht, Kluwer.

Boss A.P., 1991 // Nature V. 351. P. 298.

Bouchy F. et al., 2005 — *Bouchy F.*, *Pont F.*, *Melo C.*, *Santos N.C.*, *Mayor M.*, *Queloz D.*, *Urdy S.* // Astron. Aph. V. 431. P. 1105.

Boyarchuk A.A. et al., 2002 — *Boyarchuk A.A.*, *Bisikalo D.V.*, *Kuznetsov O.A.*, *Chechetkin V.M.*. Mass Transfer in Close Binary Stars — London and New York: Taylor and Francis.

Bozza V. et al, 2001 — *Bozza V.*, *Jetzer P.*, *Mancini L.*, *Scarpetta G.* // Astron. Aph. V. 382. P. 6.

Bradt H.V. et al., 1979 — *Bradt H.V.*, *Doxsey R.E.*, *Jernigan J.C.* // In: X-ray Astronomy / W.A. Baity and L.E. Peterson (eds.). — Oxford: Pergamon Press. P.3.

Bradt H.V., *McClintock J.E.*, 1983 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 21. P. 13.

Brancewicz H.K., *Dworak T.Z.*, 1980 // Acta Astron. V. 30. P. 502.

Brandt W.N. et al., 1995 — *Brandt W.N.*, *Podsiadlowski Ph.*, *Sigurdsson S.* // MNRAS. V. 277. L35.

Brandt W.N. et al., 1997 — *Brandt W.N.*, *Ward M.J.*, *Fabian A.C.*, *Hodge P.W.* // MNRAS. V. 291. P. 709.

Branduardi-Raymont G. et al., 1983 — *Branduardi-Raymont G.*, *Corbet R.H.D.*, *Mason K.O. et al.* // MNRAS. V. 205. P. 403.

Breger M. et al., 1996 — *Breger M.*, *van der Klis M.*, *van Paradijs J. et al.* // ApJ. V. 469. L13.

Brinkman W. et al., 1989 — *Brinkman W.*, *Kawai N.*, *Matsuoka M.* // Astron. Aph. V. 218. L13.

Brockscopp C. et al., 1999 — *Brockscopp C.*, *Tarasov A.E.*, *Lyuty V.M.*, *Roche P.* // Astron. Aph. V. 343. P. 861.

Brockscopp C. et al., 2001 // MNRAS. V. 323. P. 517.

Brown G.E., *Bethe H.A.*, 1994 // ApJ. V. 423. P. 659.

Brown G.E. et al., 1996 — *Brown G.E.*, *Weingartner J.C.*, *Wijers R.A.M.J.* // ApJ. V. 463. P. 297.

Brown J.C. et al., 1978 — *Brown J.C.*, *McLean I.S.*, *Emslie A.G.* // Astron. Aph. V. 68. P. 415.

Brown J.C. et al., 1982 — *Brown J.C.*, *Aspin C.*, *Simmons J.E.L.*, *Mc Lean I.S.* // MNRAS. V. 198. P. 787.

Brown J.C. et al., 1989 — *Brown J.C.*, *Carlaw V.A.*, *Cassinelli J.P.* // ApJ. V. 344. P. 341.

Brown T.M. et al., 2001 — *Brown T.M.*, *Charbonneau D.*, *Gilliland R.L.*, *Noyes R.W.*, *Burrows A.* // ApJ. V. 552. P. 699.

Brucato R.J., *Zappala R.R.*, 1974, ApJ. V. 189. L71.

Brumberg V.A., *Kopeikin S.M.*, 1989 // Nuovo Cim. V. 103B. P. 63.

Budaj J., 1996 // Astron. Aph. V. 313. P. 523.

Budaj J., 1997 // Astron. Aph. V. 326. P. 655.

Budding E., 1974 // Ap. Sp. Sci. V. 26. P. 371.

Budding E. et al., 2004 — *Budding E.*, *Erdem A.*, *Gicek C. et al.* // Astron. Aph. V. 417. P. 263.

Budding E. et al., 2006 — *Budding E.*, *Bembrick C.*, *Carter B.D. et al.* // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 11.

Burgay M. et al., 2003 // Nature. V. 426. P. 531.

Burrows A. et al., 2007 — *Burrows A.*, *Hubeny I.*, *Budai J.*, *Hubbard W.B.* // ApJ. V. 661. P. 502.

Butler R.P. et al., 1996 — *Butler R.P.*, *Marcy G.W.*, *Williams E. et al.* // PASP. V. 108. P. 500.

Callanan P.J. et al., 1998 — *Callanan P.J.*, *Garnavich P.M.*, *Koester D.* // MNRAS. V. 298. P. 207.

Camilo F., *Rasio F.A.*, 2005 // ASP Conf. Ser., V. 328. P. 147.

Campana S. et al., 1997 — *Campana S.*, *Mereghetti S.*, *Stella L.*, *Colpi M.* // Astron. Aph. V. 324. P. 941.

Cannizzo J.K., 1993 // ApJ. V. 419. P. 318.

Cannizzo J.K., 1999 // In S. Mineshige and J.C. Weeler (eds.), Disk Instabilities in Close Binary Systems — Tokyo: University Academic Press INC. P.177.

Cannizzo J.K. et al., 1982 — *Cannizzo J.K.*, *Ghost P.*, *Weeler J.C.* // ApJ. V. 260. L83.

Cannizzo J.K. et al., 1995 — *Cannizzo J.K.*, *Chen W.*, *Livio M.* // ApJ. V. 454. P. 880.

Cantrell A.G. et al., 2010 — *Cantrell A.G.*, *Bailyn C.D.*, *Orosz J.A. et al.* // ApJ. V. 710. P. 1127.

Carpano S. et al., 2007a — *Carpano S.*, *Pollock A.M.T.*, *Wilms J. et al.* // Astron. Aph. V. 461. L9.

Carpano S. et al., 2007b — *Carpano S.*, *Pollock A.M.T.*, *Prestwich A. et al.* // Astron. Aph. V. 466. L17.

Carramicana A. et al., 2001 — *Carramicana A.*, *Reimer O.*, *Thompson D.J.* (*Eds.*). The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources. Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, Mexico, 9-11 October 2000; Ap. Sp. Sci. Library. V. 267. — Dordrecht: Kluwer, Acad. Publ.

Casadio R., 2004 // Phys. Rev. D. V. 69. id. 084025.

Casares J., 2009 // arXiv: 0904,1116v1, Highlights of Spanish Astrophys. V, 2010, Aph. & Spase Sci. Proccedings.

Casares J., *Charles P.A.*, 1994 // MNRAS. V. 271. L5.

Casares J. et al., 1992 — *Casares J.*, *Charles P.A.*, *Naylor T.* // Nature. V. 355. P. 614.

Casares J. et al., 1993 — *Casares J.*, *Charles P.A.*, *Naylor T.*, *Pavlenko E.P.* // MNRAS. V. 265. P. 834.

Casares J. et al., 1995a — *Casares J.*, *Martin A.S.*, *Charles P.A. et al.* // MNRAS. V. 276. L35.

Casares J. et al., 1995b — *Casares J.*, *Charles P.A.*, *Marsh T.R.* // MNRAS. V. 277. L45.

Casares J. et al., 1996 — *Casares J.*, *Martin E.L.*, *Charles P.A. et al.* // New Astron. V. 1. P. 299.

Casares J. et al., 1997 — *Casares J.*, *Martin E.L.*, *Charles P.A.*, *Molaro P.*, *Rebolo R.* // New Astron. V. 1. P. 299.

Casares J. et al., 1998 — *Casares J.*, *Charles P.*, *Kuulkers E.* // ApJ. V. 493. L39.

Casares J. et al., 2002 — *Casares J.*, *Dubus G.*, *Shahbaz T.*, *Zurita C.*, *Charles P.A.* // MNRAS. V. 329. P. 29.

Casares J. et al., 2004a // ApJ. V. 613. L133.

Casares J. et al., 2004b — *Casares J.*, *Steeghs D.*, *Hynes R.I. et al.* // Compact Binaries in the Galaxy and Beyond, Proceedings of the conference held 17-22 November, 2003 in La Paz, Baja California Sur. Edited by G. Tovmassian and E. Sion. Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica (Serie de Conferencias) IAU Colloquium 194. V. 20. P. 21.

Casares J. et al., 2005 — *Casares J.*, *Ribo M.*, *Ribas I. et al.* // MNRAS. V. 364. P. 899.

Casares J. et al., 2009 — *Casares J.*, *Orosz J.A.*, *Zurita C. et al.* // ApJ. Suppl. Series. V. 181. P. 238.

Casares J. et al., 2010 — *Casares J.*, *Gonzalez Hernandez J.I.*, *Izraelian G.*, *Rebolo R.* // MNRAS. V. 401. P. 2517.

Castelli F. et al., 1997 — *Castelli F.*, *Gratton R.G.*, *Kurucz R.L.* // Astron. Aph. V. 318. P. 841.

Castro-Tirado A.J. et al., 1992a — *Castro-Tirado A.J.*, *Brandt*, *S.*, *Lund*, *N.*. IAU Circ. № 5590.

Castro-Tirado A.J. et al., 1992b — *Castro-Tirado A.J.*, *Pavlenko E.P.*, *Salyapikov A. et al.* IAU Circ. № 5588.

Castro-Tirado A.J. et al., 2001 — *Castro-Tirado A.J.*, *Greiner J.*, *Paredes J.M.* (*Eds.*). Microquasars; Proc. of the 3-rd Microquasar Workshop on Galactic Relativistic Jets Sources, Granada, Spain, 11-13 Sept. 2000, Ap. Space Sci V. 276. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ.

Catalan S. et al., 2008a — *Catalan S.*, *Isern J.*, *Garcia-Berro E.*, *Ribas I.* // MNRAS. V. 387. P. 1693.

Catalan S. et al., 2008b — *Catalan S.*, *Isern J.*, *Garcia-Berro E.*, *Ribas I. et al.* // Astron. Aph. V. 477. P. 213.

Catalano S.et al., 1988 — *Catalano S.*, *Marilli E.*, *Trigilio C.* // In: Formation and Evolution of low Mass Stars / A.K.Dupree and M.T.V.T. Lago (eds). — Dordrecht: Kluwer, P.377.

Caughlan G.R. et al., 1985 — *Caughlan G.R.*, *Fowler W.A.*, *Harris M.J. et al.* // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. V. 32. P. 197.

Cester B. et al., 1979 — *Cester B.*, *Giuricin G.*, *Mardirossian F. et al.* // Astron. Aph. Suppl. V. 36. P. 273.

Chagelishvili G.D. et al., 1989 — *Chagelishvili G.D.*, *Lominadze J.G.*, *Rogava A.D.* // ApJ. V. 347. P. 1100.

Chakrabarti S.K. (*Ed.*), 1999, Observational Evidences for Black Holes in the Universe // Ap. Sp. Sci. Library. V.234 — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ.

Chakrabarty D., *Roche P.*, 1997 // ApJ. V. 489. P. 254.

Chamblin A. et al., 2000 — *Chamblin A.*, *Hawking S.W.*, *Reall H.S.* // Physical Review D (Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology). V. 61, id. 065007.

Chambliss C.R., 1992a // PASP. V. 104. P. 663.

Chambliss C.R., 1992b // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Progress in Interacting Binary Stars», Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan (eds.) — Dordrecht: Kluwer. P. 315.

Champion D.J. et al., 2004 — *Champion D.J.*, *Lorimer D.R.*, *McLaughlin M.A. et al.* // MNRAS. V. 350, L61.

Champion D.J. et al., 2005 — *Champion D.J.*, *Lorimer D.R.*, *McLaughlin M.A. et al.* // MNRAS. V. 363, P. 929.

Champion D.J. et al., 2008 — *Champion D.J.*, *Ransom S.M.*, *Lazarus P. et al.* // Science V. 320. P. 1309.

Chandrasekhar S., 1933a // MNRAS. V. 93. P. 449.

Chandrasekhar S., 1933b // MNRAS. V. 93. P. 539.

Chandrasekhar S., 1934 // MNRAS. V. 94. P. 444.

Chandrasekhar S., 1946 // ApJ. V. 103. P. 365.

Chandrasekhar S., 1950 // Radiative Transfer — Oxford: Clarendon Press.

Chandrasekhar S., 1960 // Radiative Transfer — New York: Dover. P.36.

Charbonneau D. et al., 2000 — *Charbonneau D.*, *Brown T.M.*, *Latham D.W.*, *Mayor M.* // ApJ. V. 529. L45.

Charles P.A., 1998 // In: Theory of Black Hole Accretion Disks / Eds. M.A. Abramowicz, G. Bjurnsson, J.E. Pringle — Cambridge: Cambridge Univ. Press. P.1.

Charles P.A., 1999 // In: Theory of Black Holes and Accretion Disks / Eds. M. Abramowicz et al. — Cambridge: Cambridge University Press. P.1.

Charles P.A., 2001 // In: Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostic, Demography and Formation / Eds. L. Kaper, E.P.J. van den Heuvel and P.A. Woudt. V.27 — Berlin: Springer.

Charles P.A. et al., 1988 — *Charles P.A.*, *Hassall B.J.M.*, *Machin G.*, *Smale A.P.*, *Allington-Smith J.*, *Corbet R.*. IAU Circ. № 4609.

Charles P.A. et al., 1991 — *Charles P.A.*, *Kidger M.P.*, *Pavlenko E.P. et al.* // MNRAS. V. 249. P. 567.

Chen W.-C., *Panei J.A.*, 2011 // Astron. Ap. V. 527. P. 128.

Chen W. et al., 1997 — *Chen W.*, *Shrader C.R.*, *Livio M.* // ApJ. V. 491. P. 312.

Chen W. et al., 2006 — *Chen W.-C.*, *Li X.-D.*, *Qian S.-B.* // ApJ. V. 649. P. 973.

Cheng F.N. et al., 1995 — *Cheng F.N.*, *Vrtilek S.D.*, *Raymond J.C.* // ApJ. V. 452. P. 825.

Cheng F.H. et al., 1997 — *Cheng F.H.*, *Sion E.M.*, *Horne K. et al.* // Astron.J. V. 114. P. 1165.

Cherepashchuk A.M., 1981 // MNRAS. V. 194. P. 761.

Cherepashchuk A.M., 1988 // Sov. Sci. Rev. Ap. Space Phys. / ed. R.A.Sunyaev. V. 7. P. 1.

Cherepashchuk A.M., 1991 // In: Wolf-Rayer Stars and Interrelation with Other Massive Stars in Galaxies, IAU Symp. № 143 / Eds. K.A. van der Hucht, B.Hidayat. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P.280.

Cherepashchuk A.M., 1995a // Proc. Of the IAU Symp. № 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution / Eds. Van den Hucht K.A., Williams P.M. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P.262.

Cherepashchuk A.M., 1995b // Space Sci. Rev. V. 74. P. 313.

Cherepashchuk A.M., 1996 // Proc. of the 33-rd Liege Intern. Astroph. Coll. Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution / Eds. Vreux J.-M. et al. Liege. P.155.

Cherepashchuk A.M., 2000a // Ap. Sp. Sci. V. 274. P. 159.

Cherepashchuk A.M., 2000b // Proc. Of the Workshop: Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars: Observations and Theory / Eds. Lamers H.J.G.L.M., Sapar A. ASP Conf. Ser. V. 204. P. 249.

Cherepashchuk A.M., 2000c // Space. Sci. Rev. V. 93. P. 473.

Cherepashchuk A.M., 2002 // Space Sci. Rev. V. 102. P. 23.

Cherepashchuk A.M., 2005 // In: Zdenek Kopal's Binary Star Legacy, eds. H. Drechsel and M. Zejda, Springer, P. 55 (Reprinted from. Ap. Sp. Sci, 2005, 296, № 1–4).

Cherepashchuk A.M., 2007 // Astron. Astroph. Transactions V. 26. P. 35.

Cherepashchuk A.M., *Aslanov A.A.*, 1984 // Ap. Sp. Sci. V. 102. P. 97.

Cherepashchuk A.M., *Moffat A.F.J.*, 1994 // ApJ. V. 424. L53.

Cherepashchuk A.M. et al., 1972 — *Cherepashchuk A.M.*, *Efremov Yu.N.*, *Kurochkin N.E. et al.* // IBVS. № 720.

Cherepashchuk A.M. et al., 1984 — *Cherepashchuk A.M.*, *Eaton J.A.*, *Khaliullin Kh.F.* // ApJ. V. 281. P. 774.

Cherepashchuk A.M. et al., 1995a — *Cherepashchuk A.M.*, *Bychkov K.V.*, *Seifina E.V.* // Ap. Sp. Sci. V. 229. P. 33.

Cherepashchuk A.M. et al., 1995b — *Cherepashchuk A.M.*, *Koenigsberger G.*, *Marchenko S.V.*, *Moffat A.F.J.* // Astron Aph. V. 293. P. 142.

Cherepashchuk A.M. et al., 1996 — *Cherepashchuk A.M.*, *Katysheva N.A.*, *Khruzina T.S.*, *Shugarov S.Yu.*. Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog. — Brusseles: Gordon and Breach.

Cherepashchuk A.M. et al., 2005 — *Cherepashchuk A.M.*, *Sunyaev R.A.*, *Fabrika S.N. et al.* // Astron. Aph. V. 437. P. 561.

Cherepashchuk A.M. et al., 2009 — *Cherepashchuk A.M.*, *Sunyaev R.A.*, *Postnov K.A. et al.* // MNRAS. V. 397. P. 479.

Cherepashchuk A.M. et al., 2003 — *Cherepashchuk A.M.*, *Sunyaev R.A.*, *Seifina E.V. et al.* // Astron. Aph. V. 411. L441.

Cherepashchuk A.M. et al., 2007 — *Cherepashchuk A.M.*, *Sunyaev R.A.*, *Seifina E.V. et al.* // VI INTEGRAL Workshop. The Obscured Universe / Eds. S.Grebenev, R.Sunyaev, C.Winkler. ESA SP-632. P. 319.

Chernyi G.G., 1961. Introduction to Hypersonic Flow — New York: Academic Press.

Chevalier C., *Ilovaisky S.A.*, 1992 // IAU Circ. № 5520, P. 1.

Chevalier C., *Ilovaisky S.A.*, 1993 // Astron. Aph. V. 269. P. 301.

Chevalier C., *Ilovaisky S.A.*, 1994 // IAU Circ. № 5974.

Chevalier C., *Ilovaisky S.A.*, 1995 // Astron. Aph. V. 297. P. 103.

Chevalier C. et al., 1989 — *Chevalier C.*, *Ilovaisky S.A.*, *van Paradijs J. et al.* // Astron. Aph. V. 210. P. 114.

Chlebovski T., *Garmany C.D.*, 1991 // ApJ. V. 368. P. 241.

Chochol D. et al., 2005 — *Chochol D.*, *Pribulla T.*, *Katysheva N.A.*, *Shugarov S. Yu.*, *Volkov I.M.* // Ap.Sp.Sci. V. 296. P. 135.

Chodil G.et al., 1968 — *Chodil G.*, *Mark H.*, *Rodrigues R.*, *Swift C.D.* // ApJ. V. 152. L45.

Ciatti F. et al., 1980 — *Ciatti F.*, *Mammano A.*, *Margoni R. et al.* // Astron. Aph. Suppl. V. 41. P. 143.

Claret A., 1995 // Astron. Aph. Suppl. V. 109. P. 441.

Claret A., 1999 // Astron. Aph. V. 350. P. 56.

Claret A., 2000a // Astron. Aph. V. 359. P. 289.

Claret A., 2000b // Astron. Aph. V. 363. P. 1081.

Claret A., 2004a // Astron. Aph. V. 424. P. 919.

Claret A., 2004b // Astron. Aph. V. 428. P. 1001.

Claret A., 2009 // Astron. Aph. V. 506. P. 1335.

Claret A., *Cunha N.C.S.*, 1997 // Astron. Aph., V. 318. P. 187.

Claret A., *Gimenez A.*, 1989 // Astron. Aph. V. 81. P. 37.

Claret A., *Gimenez A.*, 1992 // Astron Aph. Suppl. V. 96. P. 255.

Claret A., *Gimenez A.*, 1993 // Astron. Aph. V. 277. P. 487.

Claret A., *Hauschildt P.H.*, 2003 // Astron. Aph. V. 412. P. 241.

Claret A. et al., 1995a — *Claret A.*, *Gimenez A.*, *Cunha N.C.S.* // Astron. Aph. V. 299. P. 724.

Claret A. et al., 1995b — *Claret A.*, *Diaz-Cordoves J.*, *Gimenez A.* // Astron. Aph. Suppl. V. 114. P. 247.

Clark D.H., *Murdin P.*, 1978 // Nature V. 276. P. 54.

Clark J.S., *Crowther P.A.*, 2004 // Astron. Aph. V. 414. L45.

Clark J.S. et al., 2001 // Astron. Aph. V. 376. P. 476.

Clark J.S. et al., 2002 — *Clark J.S.*, *Goodwin S.P.*, *Crowther P.A. et al.* // Astron. Aph. V. 392. P. 909.

Clausen J.V., 1996 // Astron. Aph. V. 308. P. 151.

Clausen J.V. et al., 1983 — *Clausen J.V.*, *Nordstrom B.*, *Reipurth B.* // Astron. Aph. Suppl. V. 52. P. 323.

Clausen J.V. et al., 2003 — *Clausen J.V.*, *Strom J.*, *Larsen S.S.*, *Gimenez A.* // Astron. Aph. V. 402. P. 509.

Cochran W., 1996, In: SUBARU Telescope Tech. Rep., NAOJ 55, Proc. Workshop on High Resolution Data Processing, eds. M. Iye, T. Takata. J. Wampler. P.30.

Colbert E.J.M., *Mushotzky R.F.*, 1999 // ApJ. V. 519. P. 89.

Collins G.W., *Sonneborn G.H.*, 1977 // ApJ. Suppl. V. 34. P. 41.

Colpi M. et al. (eds.), 2009. Physics of Relativistic Objects in Compact Binaries: From Birth to Coalescence — UK-Netherlands, Dordrecht: Springer, Astrophys. and Space Science Library. V. 359.

Combi J.A. et al., 2004 — *Combi J.A.*, *Cellone S.A.*, *Marti J. et al.* // Astron. Aph. V. 427. P. 959.

Cominsky L. et al., 1978 — *Cominsky L.*, *Jones C.*, *Forman W.*, *Tananbaum H.* // ApJ. V. 224. P. 46.

Conti P.S., 1976 // Mem. Soc. R. Sci. Liege V. 9. P. 193.

Conti P.S., 1984 // In: Observational Test of Stellar Evolution Theory, IAU Symposium 105 / Ed. A. Maeder and A. Rensini — Dordrecht: Reidel, 1984. P.233.

Conti P.S., *Cowley A.P.*, 1975 // ApJ. V. 200. P. 133.

Conti P.S. et al., 2008 — *Conti P.S.*, *Crowther P.A.*, *Leitherer C.*. From Luminous Hot Stars to Starburst Galaxies — Cambridge: Cambridge Univ. Press.

Cooke B.A. et al., 1978 — *Cooke B.A.*, *Fabian A.C.*, *Pringle J.E.* // Nature. V. 273. P. 645.

Corbel S. et al., 2000 — *Corbel S.*, *Fender R.P.*, *Tzioumis A.K. et al.* // Astron. Aph. V. 359. P. 251.

Corcoran M., 2003 // In: K.A. van der Hucht, A. Herrero,C.Esteban (eds.), A. Massive Star Odissey, from Main Sequence to Supernova, Proc. of IAU Symp. № 212, ASP conf. ceries. P.130.

Cordes J.M., 1986 // ApJ. V. 311. P. 183.

Corongiu A. et al., 2007 — *Corongiu A.*, *Kramer M.*, *Stappers B.W.* // Astron. Aph. V. 462. P. 703.

Counselman C.C., 1973 // ApJ. V. 180. P. 307.

Cowley A.P., 1992 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 30. P. 287.

Cowley A.P., *Hutchings J.B.*, 1976 // PASP. V. 88. P. 456.

Cowley A.P. et al., 1983 — *Cowley A.P.*, *Crampton D.*, *Hutchings J.B. et al.* // ApJ. V. 272. P. 118.

Cowley A.P. et al., 1991 — *Cowley A.P.*, *Schmidke P.C.*, *Ebisawa K. et al.* // ApJ. V. 381. P. 526.

Cowling T.G., 1938 // MNRAS. V. 98. P. 734.

Cox J.P., *Giuli R.T.*, 1968. Principles of Stellar Structure I and II. — Gordon and Breach.

Crampton D., *Hutchings J.*, 1981 // ApJ. V. 251. P. 604.

Crampton D. et al., 1978 — *Crampton D.*, *Hutchings J.B.*, *Cowley A.P.* // ApJ. V. 225. L63.

Crampton D. et al., 1980 — *Crampton D.*, *Cowley A.P.*, *Hutchings J.B.* // ApJ. V. 235. L131.

Crampton D. et al., 1985 — *Crampton D.*, *Hutchings J.B.*, *Cowley A.P.* // ApJ. V. 299. P. 839.

Crawford J.A., 1955, ApJ. V. 121. P. 71.

Crowther P.A., 2005, MNRAS. V. 363. L46.

Crowther P.A., 2006. Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions // Cosmology ASP Conference Series, Proceedings of the Conference Held 15-19 August, 2005 in Tartu, Estonia. V. 353. P. 157.

Crowther P.A. et al., 2002 — *Crowther P.A.*, *Hillier D.J.*, *Evans C.J. et al.* // ApJ. V. 579. P. 774.

Crowther P.A. et al., 2010a — *Crowther P.A.*, *Barnard R.*, *Carpano S. et al.* // MNRAS. V. 403. L41.

Crowther P.A. et al., 2010b — *Crowther P.A.*, *Schnurr O.*, *Hirschi R. et al.* // MNRAS. V. 408. P. 731.

Cruz-Gonzales C. et al., 1974 — *Cruz-Gonzales C.*, *Recillas-Cruz E.*, *Costero R.*, *Peimbert M.*, *Torres-Peimbert S.* // Rev. Mex. As. Ap. V. 1. P. 211.

Cui W., *Zhang S.N.*, *Chen W.*, 1998 // ApJ. V. 492. L53.

D'Amico N. et al., 2001 — *D'Amico N.*, *Lyne A.G.*, *Manchester R.N. et al.* // ApJ. V. 548. L171.

D'Antona F., *Mazzitelli I.*, 1990 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 28. P. 139.

D'Odoriko S. et al., 1991 — *D'Odoriko S.*, *Oosterloo T.*, *Zwitter T.*, *Calvani M.* // Nature. V. 353. P. 329.

D'Souza M.C.R. et al., 2006 — *D'Souza M.C.R.*, *Molt P.M.*, *Tholine J.E.*, *Frank J.* // ApJ. V. 643. P. 381.

Damour T., *Deruelle N.*, 1985 // Ann. Inst. Henri Poincare, Physique Theorique V. 43. P. 107.

Damour T., *Deruelle N.*, 1986 // Ann. Inst. Henri Poincare Sect. A V. 44. P. 263.

Damour T., *Ruffini R.C.B.*, 1974 // Acad. Sci. Ser. A, Sci. Math. (Paris). V. 279. P. 971.

Damour T., *Taylor J.H.*, 1992 // Phys. Rev. D. V. 45. P. 1840.

Darwin G.H., 1879 // Phil. Trans. Roy. Soc. V. 170. P. 1.

Darwin G.H., 1900 // MNRAS. V. 60. P. 82.

Datta B., 1988 // Fundam. Cosmic Phys. V. 12. P. 151.

Davidson K., *Ostriker J.P.*, 1973 // ApJ. V. 179. P. 585.

Davies R.E., *Pringle J.E.*, 1980 // MNRAS. V. 191. P. 599.

Davis S.W. et al., 2006 — *Davis S.W.*, *Done C.*, *Blaes O.M.* // ApJ. V. 647. P. 525.

Dawidsen A. et al., 1977 — *Dawidsen A.*, *Malina M.*, *Bower S.* // ApJ. V. 211. P. 866.

Deb S., *Singh H.P.*, 2011 // MNRAS. V. 412. P. 1787.

De Kool M., 1990 // ApJ. V. 358. P. 189.

De Kool M. et al., 1987 — *De Kool M.*, *van den Heuvel E.P.J.*, *Pylyser E.* // Astron. Aph. V. 183. P. 47.

De la Force C. et al., 2001 — *De la Force C.*, *Spencer R.*, *Stirling A.*, *Garrett M.*, *Fender R.* // Ap. Sp. Sci. Suppl. V. 276. P. 121.

De Loore C.W.H., *De Greve J.P.*, 1976 // In: Structure and Evolution of Close Binary Systems / Eds. P. Eggleton. S. Mitton, J. Whelan. — Dordrech: Reidel Publ. comp. P.27.

De Loore C.W.H., *Doom C.*, 1992. Structure and Evolution of Single and Binary Stars — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. 458 p.

Deeter J.E. et al., 1981 — *Deeter J.E.*, *Boynton P.E.*, *Pravdo S.H.* // ApJ. V. 247. P. 1003.

Delfosse X. et al., 2000 — *Delfosse X.*, *Fortveille T.*, *Segransen D. et al.* // Astron. Aph. V. 364. P. 217.

Delgado-Donate E.J. et al., 2004 — *Delgado-Donate E.J.*, *Clarke C.J.*, *Bate M.R.*, *Hodgkin S.T.* // MNRAS. V. 351. P. 617.

Della Valle M. et al., 1991 — *Della Valle M.*, *Jarvis B.J.*, *West R.M.* // Astron. Aph. V. 247. L33.

Demircan O. et al., 2006 — *Demircan O.*, *Eker Z.*, *Karatas Y.*, *Bilir S.* // MNRAS. V. 366. P. 1511.

De Mink S.E. et al., 2009 — *De Mink S.E.*, *Cantiello M.*, *Langer N.*, *Pols O.R.*, *Brott I.*, *Yoon S.-Ch.* // Astron. Aph., V. 497. P. 243.

De Mink S.E. et al., 2010 — *De Mink S.E.*, *Cantiello M.*, *Langer N.*, *Pols O.R.*, *Yoon S.-Ch.* // Proc. of a conference held June 8–12, 2009 in Brno, Czech Republic. Eds A. Prša and M. Zejda. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. P. 179; arXiv:0910,3694v1.

Demorest P.B. et al., 2010 — *Demorest P.B.*, *Pennucci T.*, *Ransom S.M. et al.* // Nature. V. 467. P. 1081.

Dewey R.J., *Cordes J.M.*, 1987 // ApJ. V. 321. P. 780.

Dewi J.D.M., *Tauris T.M.*, 2000 // Astron. Aph. V. 360. P. 1043.

Diaz-Cordoves J., *Gimenez A.*, 1992 // Astron. Aph. V. 227. P. 259.

Diaz-Cordoves J., *Gimenez A.*, 1992 // Astron. Aph. V. 259. P. 227.

Diaz-Cordoves J. et al., 1995 — *Diaz-Cordoves J.*, *Claret A.*, *Gimenez A.* // Astron. Aph. V. 110. P. 329.

Dickey J.M., 1983 // ApJ. V. 273. L71.

Djurašević G., 1986 // Ap. Sp. Sci. V. 124. P. 5.

Djurašević G., 1992a // Ap. Sp. Sci. V. 196. P. 241.

Djurašević G., 1992b // Ap. Sp. Sci. V. 197. P. 17.

Djurašević G. et al., 1998 — *Djurasevic G.*, *Zakirov M.*, *Hojaev A.*, *Arzumanyants G.* // Astron. Aph. Suppl. V. 131. P. 17.

Djurašević G. et al., 2001 — *Djurasevic G.*, *Rovithis-Livaniou H.*, *Rovithis P. et al.* // Astron. Aph. V. 367. P. 840.

Djurašević G. et al., 2003 — *Djurasevic G.*, *Rovithis-Livaniou H.*, *Rovithis P. et al.* // Astron. Aph. V. 402. P. 667.

Djurašević G. et al., 2005 — *Djurasevic G.*, *Rovithis-Livaniou H.*, *Rovithis P.*, *Borkovits T.*, *Biro I.B.* // New Astronomy V. 10. P. 517.

Djurašević G. et al., 2006 — *Djurašević G.*, *Rovithis-Livaniou H.*, *Rovithis P. et al.* // Astron. Aph. V. 445. P. 291.

Doeleman S.S. et al., 2008 // Nature V. 455. P. 78.

Done C. et al., 1992 — *Done C.*, *Mulchaey J.S.*, *Mushotzky R.F.*, *Arnaud K.A.* // ApJ. V. 395. P. 275.

Drake J.J., *Sarna M.J.*, 2003 // ApJ. V. 594. L55.

Drake A.J. et al., 2010 // arXiv:1009.3048v1.

Drissen L. et al., 1986a — *Drissen L.*, *Lamontagne R.*, *Moffat A.F.J.*, *Bastein P.*, *Seguin M.* // ApJ. V. 304. P. 188.

Drissen L. et al., 1986b — *Drissen L.*, *Moffat A.F.J.*, *Bastein P.*, *Lamontagne R.* // ApJ. V. 306. P. 215.

Dryomova G.N., *Svechnikov M.A.*, 2003 // Ap. Sp. Sci. V. 283. P. 309.

Dryomova G.N. et al., 2005 — *Dryomova G.N.*, *Perevozkina E.L.*, *Svechnikov M.A.* // Astron. Aph. V. 437. P. 375.

Dubus G. et al., 1999a — *Dubus G.*, *Charles P.A.*, *Long K.S. et al.* // MNRAS. V. 302. P. 731.

Dubus G. et al., 1999b — *Dubus G.*, *Lasota J.-P.*, *Hameury J.-M.*, *Charles P.* // MNRAS. V. 303. P. 139.

Dunham E.W. et al., 2010 // ApJ. V. 713. L136.

Duquennoy A., *Mayor M.*, 1992 // In: Binaries as Tracers of Stellar Formation / M. Mayor (ed.) — Geneva: Geneva Obs.

Eaton J. et al., 1985a — *Eaton J.*, *Cherepashchuk A.M.*, *Khaliullin Kh.F.* // ApJ. V. 296. P. 222.

Eaton J. et al., 1985b — *Eaton J.*, *Cherepashchuk A.M.*, *Khaliullin Kh.F.* // ApJ. V. 297. P. 266.

Ebisawa K. et al., 1989 — *Ebisawa K.*, *Mitsuda K.*, *Inoue H.* // Publ. Astron. Soc. Japan. V. 41. P. 159.

Ebisawa K. et al., 1994 // Publ. Astron. Soc. Japan V. 46. P. 375.

Echevarria J., 1983 // Rev, Mex. Astron. Astrof. V. 8. P. 109.

Eddington A.S., 1926 // MNRAS. V. 86. P. 320.

Eddington A.S., *Plakidis S.*, 1929 // MNRAS. V. 90. P. 65.

Edwards R.T., *Bailes M.*, 2001 // ApJ. V. 547. P. 37.

Eggermont P.P., 1993 // SIAM J. Math. Anal. V. 24. P. 1557.

Eggleton P.P., 1983 // ApJ. V. 268. P. 368.

Eggleton P.P., 2006. Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars. — Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press.

Eggleton P.P., *Kisseleva L.G.*, 2001 // ApJ. V. 562. P. 1012.

Eggleton P.P., *Kisseleva-Eggleton L.*, 2006 // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 73.

Eggleton P.P., *Verbunt F.*, 1986 // MNRAS. V. 220. P. 13P.

Eichler D., *Usov V.V.*, 1993 // ApJ. V. 402. P. 271.

Eikenberry S.S. et al., 1998 // ApJ. V. 494. L61.

Eikenberry S.S. et al., 2004 — *Eikenberry S.S.*, *Matthews K.*, *La Vine J.L. et al.* // ApJ. V. 616. P. 506.

Einstein A., *Rosen N.*, 1935 // Phys. Rev. V. 48. P. 73.

Eiroa E. et al., 2001 — *Eiroa E.*, *Romero G.E.*, *Gustavo E.*, *Torres D.F.* // Modern Phys. Lett. A V. 16. P. 973.

Eker Z. et al., 2006 — *Eker Z.*, *Demircan O.*, *Bilir S.*, *Karatas Y.* // MNRAS. V. 373. P. 1483.

Eldridge, 2007 // MNRAS. V. 377. L29.

Elebert P. et al., 2008 — *Elebert P.*, *Callanan P.J.*, *Filippenko A.V. et al.* // MNRAS. V. 383. P. 1581.

Elebert P. et al., 2009 — *Elebert P.*, *Reynolds M.T.*, *Callanan P.J. et al.* // MNRAS. V. 395. P. 884.

Emparan R. et al., 2003 — *Emparan R.*, *Garcia-Bellido J.*, *Kaloper N.* // J. High Energy Phys. V. 0301. P. 079.

Engl H.W., *Landl G.*, 1993 // SIAM J. Numer. Anal. V. 30. P. 1509.

Ergma E., 1998 // In: Modern Problems of Stellar Evolution / D.S. Wiebe (ed.). Proc. Int. Conf. Problems of Stellar Evolution, Zvenigorod, GEOS edition, Moscow, P.208.

Ergma E., *Fedorova A.V.*, 1998 // Astron. Aph. V. 338. P. 69.

Ergma E., *van den Heuvel E.P.J.*, 1998 // Astron. Aph. V. 331. L29.

Esin A.A. et al/, 1997 — *Esin A.A.*, *McClintock J.M.*, *Narayan R.* // ApJ. V. 489. P. 865.

Etzel P.B., 1975. Master Thesis, San Diego Stat Univ.

Etzel P.B., 1981 // In: Photometric and Spectroscopic Binary Systems / Carling E.B. and Kopal Z. (eds). NATO AST Ser. C., 69. — Dordrecht: Kluwer. P.111.

Euler L., 1766 // Novi Comment. Acad. Scient. Petropolitanae. V. 10. P. 544.

Euler L., 1767 // Novi Comment. Acad. Scient. Petropolitanae. V. 11. P. 144.

Evans D.S., 1971 // Highlight of Astronomy, ed. de Jager C. V. 2. P. 601 — Dordrecht: Reidel.

Evans C.R. et al., 1987 — *Evans C.R.*, *Iben I.J.*, *Smarr L.* // ApJ. V. 323. P. 129.

Van't Veer F., 1960 // Rech. Astron. Obs. Utrecht. V. 14, №3.

Fabian A.C. et al., 1975 — *Fabian A.C.*, *Pringle J.E.*, *Rees M.J.* // MNRAS. V. 172. P. 15.

Fabrika S.N., 2004 // Astrophys. Space Phys. Rev. V. 12. P. 1 (Ed. R.A. Sunyaev).

Fabrika S.N., *Bychkova L.V.*, 1990 // Astron. Aph. V. 240. L5.

Faigler S., *Mazeh T.*, 2011 // MNRAS. V. 415. P. 3921.

Farr W.M. et al., 2011 — *Farr W.M.*, *Sravan N.*, *Cantrell A. et al.* // ApJ. V. 741. P. 103.

Faulkner J., 1971 // ApJ. V. 171. L99.

Faulkner A.J. et al., 1983 — *Faulkner J.*, *Lin D.*, *Papaloizou J.* // MNRAS. V. 205. P. 359.

Faulkner A.J. et al., 2005 // ApJ. V. 618. L119.

Fekel F.C., 1981 // ApJ. V. 246. P. 879.

Fender R.P., 2001 // MNRAS. V. 322. P. 301.

Fender R.P., *Kuulkers E.*, 2001 // MNRAS. V. 324. P. 923.

Fender R.P. et al., 1997a — *Fender R.P.*, *Bell Burnell S.J.*, *Waltman E.B.* // Vistas Astron. V. 41. P. 3.

Fender R.P. et al., 1997b — *Fender R.P.*, *Pooley G.G.*, *Robinson C.R. et al.* // In: Accretion Phenomena and Related Outflows / D.T. Wickramasinghe, G.V. Bucknell, L. Ferrario (eds.). IAU Colloq. 163. ASP Conf. Ser. V. 121. P. 701.

Fender R.P. et al., 1999 — *Fender R.P.*, *Garrington S.T.*, *McKay D.J. et al.* // MNRAS. V. 304. P. 865.

Fender R.P. et al., 2002 — *Fender R.P.*, *Rayner D.*, *Trushkin S.A. et al.* // MNRAS. V. 330. P. 212.

Fender R.P. et al., 2003 — *Fender R.P.*, *Gallo E.*, *Jonker P.G.* // MNRAS. V. 343. L99.

Ferdman R.D. et al., 2010 — *Ferdman R.D.*, *Stairs I.H.*, *Kramer M. et al.* // ApJ. V. 711. P. 764.

Figer D.F. et al., 1998 — *Figer D.F.*, *Najarro F.*, *Morris M. et al.* // ApJ. V. 506. P. 384.

Filippenko A.V., *Chornock R.*, 2001. IAU Circ. № 7644.

Filippenko A.V. et al., 1995 — *Filippenko A.V.*, *Matheson T.*, *Barth A.J.* // ApJ. V. 455. L139.

Filippenko A.V. et al., 1995 — *Filippenko A.V.*, *Matheson T.*, *Ho L.C.* // ApJ. V. 455. P. 614.

Filippenko A.V. et al., 1997 — *Filippenko A.V.*, *Matheson T.*, *Leonard D.C. et al.* // PASP. V. 109. P. 461.

Filippenko A.V. et al., 1999 — *Filippenko A.V.*, *Lbonard D.C.*, *Matheson T.*, *Li W.*, *Moran E.C.*, *Piess A.G.* // PASP. V. 111. P. 969.

Filippova E.V. et al., 2006 — *Filippova E.V.*, *Revnivtsev M.*, *Fabrika S.*, *Postnov K.*, *Seifina E.* // Astron. Aph. V. 460. P. 125.

Flannery B.P., *van den Heuvel E.P.J.*, 1975 // Astron. Aph. V. 39. P. 61.

Fleming T.A. et al., 1989 — *Fleming T.A.*, *Gioia I.M.*, *Maccacaro T.* // Astron. J. V. 98. P. 692.

Foellmi C. et al., 2005 — *Foellmi C.*, *Marchenko S.*, *Moffat A.F.J.* // Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology ASP Conference Series, V. 353, Proceedings of the Conference Held 15-19 August, in Tartu, Estonia. P. 197.

Foellmi C. et al., 2006 — *Foellmi C.*, *Moffat A.F.J.*, *Marchenko S.V.* // Astron. Aph. V. 447. P. 667.

Foley R. et al., 2007 — *Foley R.*, *Smith N.*, *Ganeshalingan M. et al.* // ApJ. V. 657. L105.

Forman W.C. et al., 1972 — *Forman W.C.*, *Jones C.A.*, *Liller W.* // ApJ. V. 177. L103.

Forman W. et al., 1978 — *Forman W.*, *Jones C.*, *Cominsky L. et al.* // ApJ. Suppl. V. 38. P. 357.

Foster R.S. et al., 1996 — *Foster R.S.*, *Waltman E.B.*, *Tavani M. et al.* // ApJ. V. 467. L81.

Fracastoro M.G., 1979 // Astron. Aph. V. 78. P. 112.

Frank J. et al., 1987 — *Frank J.*, *King A.R.*, *Lasota J.-P.* // Astron. Aph. V. 178. P. 137.

Freire P.C.C., 2009 // Proc. of the Meeting: Neutron Stars and Gamma Ray Bursts: Recent Development and Future Directions, Egypt, Cairo and Alexandria. arXiv: 0907,3219v1.

Freire P., *Wex N.*, 2011, astro-ph/1006,0642v1. Proc. of the 12-th Macel Grossman meeting.

Freire P.C. et al., 2003 — *Freire P.C.*, *Camilo F.*, *Kramer M. et al.* // MNRAS. V. 340. P. 1359.

Freire P.C. et al., 2007 — *Freire P.C.C*, *Ransom S.M.*, *Gupta Y.* // ApJ. V. 662. P. 1177.

Freire P.C. et al., 2008a — *Freire P.C.C*, *Ransom S.M.*, *Begin S. et al.* // ApJ. V. 675. P. 670.

Freire P.C. et al., 2008b — *Freire P.C.C.*, *Wolszczan A.*, *van den Berg M.*, *Hessel J.W.T.* // ApJ. V. 679. P. 1433.

Freire P.C. et al., 2011 — *Freire P.C.*, *Bassa C.G.*, *Wex N. et al.* // MNRAS. V. 412. P. 2763.

Fridman A.M., *Polyachenko V.L.*, 1984. Physics of Gravitating Systems. — New York: Springer.

Frieden B.R., 1979. Picture Processing and Digital Filtering / Ed. T.S. Huang. — Heidelberg: Springer-Verlag. P. 177.

Friend M.T. et al., 1990 — *Friend M.T.*, *Martin J.S.*, *Connon-Smith R.*, *Jones D.H.P.* // MNRAS. V. 246. P. 637.

Fryer C.L., *Kalogera V.*, 2001 // ApJ. V. 554. P. 548.

Fryxell B.A., *Arnett W.D.*, 1981 // ApJ. V. 243. P. 994.

Fryxell B.A. et al., 1987 — *Fryxell B.A.*, *Taam R.E.*, *McMillan S.L.W.* // ApJ. V. 315. P. 536.

Garcia M. et al., 2000 — *Garcia M.*, *Brown W.*, *Pahre M. et al.* // IAU Circ. № 7392. P. 2.

Gardan E. et al., 2007 — *Gardan E.*, *Braine J.*, *Schuster K.F. et al.* // Astron. Aph. V. 473. P. 91.

Gayley K.G. et al., 1997 — *Gayley K.G.*, *Owocki S.P.*, *Granmer S.P.* // ApJ. V. 475. P. 786.

Gebhardt K. et al., 2000 — *Gebhardt K.*, *Pryor C.*, *O'Connell R.D.*, *Williams T.B.*, *Hesser J.E.* // Astron. J. V. 119. P. 1268.

Gelino D.M., 2002 // Bull. Of the American Astronomical Society V. 34. P. 654.

Gelino D.M., *Harrison T.E.*, 2003 // ApJ. V. 599. P. 1254.

Gelino D.M. et al., 2001 — *Gelino D.M.*, *Harrison T.E.*, *McNamara B.* // ApJ. V. 122. P. 971.

Ghez A.M. et al., 2008 // ApJ. V. 635. P. 1087.

Giannone P., *Gianuzzi M.A.*, 1974 // Ap. Sp. Sci. V. 26. P. 289.

Gierlinski M. et al., 2008 — *Gierlinski M.*, *Middleton M.*, *Ward M.*, *Done C.* // Nature V. 455. P. 369.

Gies D.R., 2003 // In: A Massive Star Odissey, from Main Sequence to Supernova. Proc. IAU Symp. 212, Eds. K.A. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban, San Francisco. P.91.

Gies D.R., *Bolton C.T.*, 1982 // ApJ. V. 260. P. 240.

Gies D.R., *Bolton C.T.*, 1986a // ApJ. V. 304. P. 371.

Gies D.R., *Bolton C.T.*, 1986b // ApJ. Suppl. V. 61. P. 419.

Gies D.R. et al., 2002 — *Gies D.R.*, *Huang W.*, *Mc Swain M.V.* // ApJ. V. 578. L67.

Gilfanov M.et al., 1993 — *Gilfanov M.*, *Churazov E.*, *Sunyaev R. et al.* // Astron. Aph. Suppl. Ser. V. 97. P. 303.

Gillessen S. et al., 2008, arXiv: 0810,4674; ApJ. 2009. V. 692. P. 1075.

Gillon M. et al., 2007a // Astron. Aph. V. 466. P. 743.

Gillon M. et al., 2007b // Astron. Aph. V. 471. L51.

Gimenez A., 1992 // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Progress in Interacting Binary Stars», Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan (eds.). — Dordrecht: Kluwer. P. 31.

Gimenez A., 2006a // Ap. Sp. Sci., V. 304. P. 19.

Gimenez A., 2006b // Astron. Aph. V. 450. P. 1231.

Gimenez A., *Scaltriti F.*, 1982 // Astron. Aph. V. 115. P. 321.

Girardi L. et al., 2000 — *Girardi L.*, *Bressan A.*, *Bertelli G.*, *Chiosi C.* // Astron. Aph. V. 141. P. 371.

Goldman I., *Mareh T.*, 1991 // ApJ. V. 376. P. 260.

Gonzales Hernandez J.L. et al., 2004 — *Gonzales Hernandez J.L.*, *Rebolo R.*, *Israelian G.*, *Casares J.* // ApJ. V. 609. P. 988.

Goodwin S.P., *Kroupa P.*, 2005 // Astron. Aph. V. 439. P. 565.

Goodwin S.P. et al., 2004 — *Goodwin S.P.*, *Whitworth A.P.*, *Ward-Thompson D.* // Astron. Aph. V. 414. P. 633.

Goranskij V.P., 1990 // IBVS № 3464.

Goranskij V.P. et al., 1985 — *Goranskij V.P.*, *Shugarov S.Yu.*, *Orlowsky E.I.*, *Rakhimov V.Yu.* // IBVS №2653.

Gou L. et al., 2009 — *Gou L.*, *McClintock J.E.*, *Liu J. et al.* // ApJ. V. 701. P. 1076.

Gou L. et al., 2011 — *Gou L.*, *McClintock J.E.*, *Reid M.J. et al.* // ApJ. V. 742. P. 85.

Goutikakis C., *Hameury J.-M.*, 1993 // Astron. Aph. V. 271. P. 118.

Graczyk D., 2003 // MNRAS. V. 342. P. 1334.

Grader R.J. et al., 1966 — *Grader R.J.*, *Hill R.*, *Seward F.D.*, *Torr A.* // Science. V. 152. P. 1499.

Grasdalen G.L. et al., 1979 — *Grasdalen G.L.*, *Hackwell J.A.*, *Gehrz R.D.*, *McClain D.* // ApJ. V. 234. L129.

Grebenev S. et al., 1991 — *Grebenev S.A.*, *Sunyaev R.A.*, *Pavlinsky M.N.* // In: S. Brandt (e.), Proc. of Workshop on Nova Muscae. 1991, Danish Space Res. Inst., Lyndgby. P.19.

Grebenev S. et al., 1993 — *Grebenev S.A.*, *Sunyaev R.A.*, *Pavlinsky M.N.* // Astron. Aph. Suppl. V. 97. P. 281.

Grebenev S. et al., 1997 — *Grebenev S.A.*, *Sunyaev R.A.*, *Pavlinsky M.N.* // Adv. Space Res. V. 19. P. 15.

Greene J. et al., 2001 — *Greene J.*, *Bailyn C.D.*, *Orosz J.A.* // ApJ. V. 554. P. 1290.

Greiner J. et al., 2001 — *Greiner J.*, *Cuby J.G.*, *McCaughrean M.J.* // Nature. V. 414. P. 522.

Griem H.R., 1960 // ApJ. V. 132. P. 883.

Grimm H.-J. et al., 2002 — *Grimm H.-J.*, *Gilfanov M.*, *Sunyaev R.* // Astron. Aph. V. 391. P. 923.

Grimm H.-J. et al., 2003 — *Grimm H.-J.*, *Gilfanov M.R.*, *Sunyaev R.A.* // MNRAS. V. 339. P. 793.

Groot P. et al., 2001 // IAU Circ. №7708. P. 4.

Grupp F., 2004 // Astron. Aph. V. 420. P. 289.

Grygar J., 1965 // BAC. V. 16. P. 195.

Grygar J. et al., 1972 — *Grygar J.*, *Cooper M.L.*, *Jurkevich I.* // Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia. V. 23. P. 147.

Guinan E.F., 1992 // In: Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars, IAU Symp. No 151, Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan (eds.) — Dordrecht: Kluwer. P. 245.

Guinan E.F., *Bradstreet D.H.*, 1988 // In: Formation and Evolution of Low Mass Stars / A.K.Dupree and M.T.V.T. Lago (eds). — Kluwer Academic Publishers. P.345.

Guinan E.F., *Engle S.G.*, 2006 // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 3.

Guinan E.F., *Maloney F.P.*, 1985 // Astron. J. V. 90. P. 1519.

Guiricin G., *Mardirossian F.*, 1981a // Astron. Aph. V. 101. P. 138.

Guiricin G., *Mardirossian F.*, 1981b // ApJ. Suppl. V. 46. P. 1.

Guiricin G. et al., 1983 — *Guiricin G.*, *Mardirossian F.*, *Mezzetti M.* // Astron. Aph. V. 54. P. 211.

Gurevich A.V., *Zybin K.P.*, 1995 // Phys. Lett. A. V. 208. P. 276.

Gylden H., 1884 // Astron. Nachr. V. 109. P. 1.

Hadjidemetriou J., 1963 // Icarus. V. 2. P. 440.

Hadjidemetriou J., 1966 // Icarus. V. 5. P. 34.

Hadrava P., 2004 // In: Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of Close Binary Stars / Hilditch R.W., Hensberge H.,Pavlovski K. (eds). ASP Conf. Ser. V. 318. — San Francisco: Astron. Soc. Pac. P. 80.

Haensal P., 2003 // EAS Publications Series, Eds. C. Motch, J.-M., Hameury. V. 7. P. 249.

Halbwachs J.L., 1987 // Astron. Aph. V. 183. P. 234.

Hall D.S. et al., 1976 — *Hall D.S.*, *Richardson T.R.*, *Chambliss C.R.* // Astron. J. V. 81. P. 1138.

Hameury J.-M. et al., 1986 — *Hameury J.-M.*, *King A.R.*, *Lasota J.P.* // Astron. Aph. V. 162. P. 1.

Hameury J.-M. et al., 1990 — *Hameury J.-M.*, *King A.R.*, *Lasota J.P.* // ApJ. V. 353. P. 585.

Hameury J.-M. et al., 1999 — *Hameury J.-M.*, *Dubus G.*, *Lasota J.-P*, *Menou K.* // In: Disk Instabilities in Close Binary Systems / S. Mineshige and J.C. Weeler (eds.). — Tokyo: University Academic Press INC. P. 237.

Hameury J.-M. et al., 2003 — *Hameury J.-M.*, *Barret D.*, *Lasota J.-P.*, *McClintock J.E.*, *Menou K.*, *Motch C.*, *Olive J.F.*, *Webb N.* // Astron. Aph. V. 399. P. 631.

Hamman W.-R., 1996 // Proc of the IAU Symp. № 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution / Eds. Van den Hucht K.A., Williams P.M. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 105.

Hamman W.-R., *Koesterke L.*, 1996 // In: Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution / Vreux J.M., Detal A., Fraipont-Caro D., Gosset E., Rauw G. (eds.). Proc of the 33-rd Liege Int. Aph. Colloquium, Univ. de Liege, Liege. P.491.

Hamman W.-R., *Grefener G.*, 2004 // Astron. Aph. V. 427. P. 697.

Hamman W.-R., *Schwarz E.*, 1992 // Astron Aph. V. 261. P. 523.

Hamman W.-R. et al., 1999 — *Hamman W.-R.*, *Koesterke L.*, *Grefener G.* // Proc, of the IAU Symp. № 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies / Eds. Van den Hucht K.A., Koenigsberger G., Eenens Ph.R.J. Astronomical Society of The Pacific, P.138.

Hammerschlag-Hensberge G. et al., 1978 — *Hammerschlag-Hensberge G.*, *De Loore C.*, *van den Heuvel E.P.J.* // Astron. Aph. Suppl. Ser. V. 32. P. 375.

Hammerschlag-Hensberge G. et al., 2003 — *Hammerschlag-Hensberge G.*, *van Kerkwijk M.H.*, *Kaper L.* // Astron. Aph. V. 407. P. 685.

Han C. et al., 2000 — *Han C.*, *Park S.-H.*, *Jeong J.H.* // MNRAS. V. 316. P. 97.

Hansen B.M., *Phinney E.S.*, 1998a // MNRAS. V. 294. P. 557.

Hansen B.M., *Phinney E.S.*, 1998b // MNRAS. V. 294. P. 569.

Hanson M.M. et al., 2000 — *Hanson M.M.*, *Still M.D.*, *Fender R.P.* // ApJ. V. 541. P. 308.

Hardy M.M. et al., 2006 — *Hardy M.M.*, *Koerding E.*, *Knigge C. et al.* // Nature V. 444. P. 730.

Harlaftis E.T., *Greiner J.*, 2004 // Astron, Aph. V. 414. L13.

Harlaftis E. et al., 1994 — *Harlaftis E.T.*, *Marsh T.R.*, *Dhillon V.S.*, *Charles P.A.* // MNRAS. V. 267. P. 473.

Harlaftis E. et al., 1996 — *Harlaftis E.T.*, *Horne K.*, *Filippenko A.V.* // PASP. V. 108. P. 762.

Harlaftis E. et al., 1997 — *Harlaftis E.T.*, *Steeghs D.*, *Horne K.* // Astron. J. V. 114. P. 1170.

Harlaftis E. et al., 1999 — *Harlaftis E.*, *Collier S.*, *Horne K.*, *Filippenko A.V.* // Astron. Aph. V. 341. P. 491.

Harmanec P., 2003 // In: «New directions for close binary Studies; "the royal road to the stars"», Proceeding of the workshop held in Canakkale, Turkey, COMU Astrophys. Res. Center, (ed. O. Demircan and E. Budding). P. 221.

Harmon B.A. et al., 1995 — *Harmon B.A.*, *Wilson C.A.*, *Zhang S.N. et al.* // Nature. V. 374. P. 703.

Harmon B.A. et al., 1997 — *Harmon B.A.*, *Deal K.J.*, *Paciesas W.S. et al.* // ApJ. V. 477. L85.

Harrier J.R. et al., 1967 — *Harrier J.R.*, *McCracken K.G.*, *Francey R.J.*, *Fenton A.G.* // Nature. V. 215. P. 38.

Harries T.J. et al., 1998 — *Harries T.J.*, *Hillier D.J.*, *Howarth I.D.* //MNRAS. V. 296. P. 1072.

Harries T.J. et al., 2003 — *Harries T.J.*, *Hilditch R.W.*, *Howarth I.D.* // MNRAS. V. 339. P. 157.

Hartmann L., 1978, ApJ. V. 221. P. 193.

Hasinger G., *van der Klis M.*, 1989 // Astron Aph. V. 225. P. 79.

Haswell C.A. et al., 1990 — *Haswell C.A.*, *Robinson E.L.*, *Horne K.D.* // In: Accretion Powered Compact Binaries / C.W. Mauche (ed.). — Cambridge: Cambridge University Press. P. 17.

Haswell C.A. et al., 1993 — *Haswell C.A.*, *Robinson E.L.*, *Horne R. et al.* // ApJ. V. 411. P. 802.

Hawking S.W., 1974 // Nature V. 248. P. 30.

Heap S.R., *Corcoran M.F.*, 1992 // ApJ. V. 387. P. 340.

Hellier C., 2001. Cataclysmic Variable Stars. How and Why They Vary. — London-Tokyo: Springer.

Henry G.W. et al., 2000 — *Henry G.W.*, *Marcy G.W.*, *Buteer R.P.*, *Vogt S.S.* // ApJ. V. 529. L41.

Henry T.J., 2004 // In: Hildich R.W., Hensberge H., Pavlovski K. (eds.), ASP Conf. Ser., Vol. 318, Proc. «Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of Close Binary Stars». Astron. Soc. Pac., San Francisco. P. 159.

Henry T.J. et al/, 1999 — *Henry T.J.*, *Franz O.G.*, *Wasserman L.H. et al.* // ApJ. V. 512. P. 864.

Herrero A., 2003 // A.Massive Star Odyssei; from Main Sequence to Supernova (IAU Symp. 212, Eds. Karel A. van der Hucht, Artemio Herrero and Cesar Esteban), Publ. The Astronomical Society of the Pasific. P. 3.

Herrero A. et al., 1995 — *Herrero A.*, *Kudritzki R.-P.*, *Gabler R. et al.* // Astron. Aph. V. 297. P. 556.

Herrero A. et al., 2002 — *Herrero A.*, *Puls J.*, *Najarro F.* // Astron. Aph. V. 396. P. 949.

Hessman F.V., 1989 // Astron. J. V. 98. P. 675.

Hester J.J. et al., 1991 — *Hester J.J.*, *Light R.M.*, *Westpol J.A. et al.* // Astron. J. V. 102. P. 654.

Hilditch R.W., 2001. An Introduction to Close Binary Stars. — Cambridge (UK): Cambridge Univ. Press.

Hilditch R.W., 2004 // In Hilditch R.W., Hensberge H., Pavlovski K., (eds). ASP Conf. Ser. Vol. 318, Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of Close Binary Stars, Astron. Soc. Pac. San Francisco, P.198.

Hilditch R.W. et al., 1988 — *Hilditch R.W.*, *King D.J.*, *McFarlane T.M.* // MNRAS. V. 231. P. 341.

Hilditch R.W. et al., 2005 — *Hilditch R.W.*, *Howarth I.D.*, *Harries T.J.* // MNRAS. V. 357. P. 304.

Hill G., 1979 // Publ. Dom. Astrophys. Obs. V. 15. P. 297.

Hill G., *Rucinski S.M.*, 1993 // In: Light Curve Modelling of Eclipsing Binary Stars / Milone E.E. (ed.). New York: Springer. P. 135.

Hill G.W., 1978 // Am.J. Math. V. 1. P. 5.

Hillier D.J., 1985 // Astron.J. V. 90. P. 1514.

Hillier D.J., 2003 // In: A Massive Stars Odissey, from Main Sequence to Supernova / K.A. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban (eds.). Proc. IAU Symp. № 212, ASP Conf. Ceries, San Francisco. P. 70.

Hillier D.J., *Miller D.L.*, 1998 // ApJ. V. 496. P. 407.

Hillier D.J., *Miller D.L.*, 1999 // ApJ. V. 519. P. 354.

Hillwig T.C., *Gies D.R.*, 2008 // ApJ. V. 676. L37.

Hillwig T.C. et al., 2004 — *Hillwig T.C.*, *Gies D.R.*, *Huang W.* // ApJ. V. 615. P. 422.

Himmelblau D.M., 1971. Applied Nonlinear Programming. — New-York: McGraw-Hill.

Hjalmarsdotter L. et al., 2008 — *Hjalmarsdotter L.*, *Zdziarski A.A.*, *Larsson S. et al.* // MNRAS. V. 384. P. 278.

Hjalmarsdotter L. et al., 2009 — *Hjalmarsdotter L.*, *Zdziarski A.A.*, *Szostek A.*, *Hannikainen D.C.* // MNRAS. V. 392. P. 251.

Hjellming M.S., 1989 // Ph.D. Thesis, Univ. of Illinois, Urbana, Ill.

Hjellming R.M., *Rupen M.P.*, 1995 // Nature. V. 375. P. 464.

Hjellming R.M. et al., 2000 // ApJ. V. 544. P. 977.

Ho L., 1999 // In: Observational Evidence for Black Holes in the Universe. Astrophys. and Space Sci. Library, V.234 / Ed. S.K. Chakrabarti. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 157.

Hobbs G. et al., 2004 — *Hobbs G.*, *Lyne A.G.*, *Kramer M*, *et al.* // MNRAS. V. 353. P. 1311.

Hobill D.W. et al., 2008 — *Hobill D.W.*, *Kollar J.*, *Pulwicki J.* // In: Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses and Results (Eds. E.F.Milone, D.A.Leahy, D.W.Hobill), Springer, Astrophys. Space Phys. Library, P. 63.

Hochberg D., *Visser M.*, 1997 // Phys. Rev. V. 56. P. 4745.

Hochberg D. et al., 1997 — *Hochberg D.*, *Popov A.*, *Sushkov S.V.* // Phys. Rev. Lett. V. 78. P. 2050.

Hogeveen S.J., 1992 // Ap. Sp. Sci. V. 196. P. 299.

Holman M.J. et al., 2006 // ApJ. V. 652. P. 1715.

Holman M.J. et al., 2007 // ApJ. V. 664. P. 1185.

Holmgren D., 2004 // In: Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of Close Binary Stars / Hilditch R.W., Hensberge H., Pavlovski K., (eds). ASP Conf. Ser. V. 318. Astron. Soc. Pac, San Francisco, P.95.

Homan J. et al., 2003 // ApJ. V. 586. P. 1262.

Homan J. et al., 2006 — *Homan J.*, *Wijnands R.*, *Kong A. et al.* // MNRAS. V. 366. P. 235.

Horne K., 1985 // MNRAS. V. 213. P. 129.

Horne K. et al., 1986 — *Horne K.*, *Wade R.A.*, *Szkody P.* // MNRAS. V. 219. P. 791.

Horowicz G.T., *Maeda K.*, 2001 // Phys. Rev. Lett. V. 87. id. 131301.

Hotan A.W. et al., 2006 — *Hotan A.W.*, *Bailes M.*, *Ord S.M.* // MNRAS. V. 369. P. 1502.

Howarth I.D., 1993 // The Observatory. V. 113. P. 75.

Howarth I.D., *Schmutz W.*, 1992 // Astron. Aph. V. 261. P. 503.

Hoyle F., *Lyttleton R.A.*, 1939 // Proc. Camb. Phil. Soc. V. 35. P. 105.

Huang M., *Wheeler J.C.*, 1989 // ApJ. V. 343. P. 229.

Huang S.-S., 1963 // ApJ. V. 138. P. 342.

Huang S.-S., 1966a // Ann Rev. of Astron. and Astroph. V. 4. P. 35.

Huang S.-S., 1966b // ApJ. V. 29. P. 331.

Hughes V.A., *Woodsworth A.*, 1973 // Nature V. 242. P. 116.

Hulse R.A., *Taylor J.H.*, 1975 // ApJ. V. 195. L51.

Humpreys R.M., *Davidson K.*, 1994 // PASP V. 106. P. 1025.

Hunt R., 1979 // MNRAS. V. 188. P. 83.

Hurley J.R. et al., 2002 — *Hurley J.R.*, *Christopher A.T.*, *Pols O.R.* // MNRAS. V. 239. P. 897.

Hut P., 1981 // Astron Aph. V. 99. P. 126.

Hut P., 1983 // ApJ. Lett. V. 272. L29.

Hutchings J.B., 1974 // ApJ. V. 192. P. 685.

Hutchings J.B., 1980 // ApJ. V. 235. P. 413.

Hutchings J.B. et al., 1973 // MNRAS. V. 163. P. 13.

Hutchings J.B. et al., 1977 — *Hutchings J.B.*, *Cramton D.*, *Cowley A.P.*, *Osmer P.S.* // ApJ. V. 217. P. 18.

Hutchings J.B. et al., 1978 — *Hutchings J.B.*, *Crampton D.*, *Cowley A.P.* // ApJ. V. 225. P. 548.

Hutchings J.B. et al., 1979 — *Hutchings J.B.*, *Cowley A.P.*, *Crampton D.* // ApJ. V. 229. P. 1079.

Hutchings J.B. et al., 1985 — *Hutchings J.B.*, *Gibson E.M.*, *Crampton D.*, *Fisher W.A.* // ApJ. V. 292. P. 670.

Hutchings J.B. et al., 1987 — *Hutchings J.B.*, *Crampton D.*, *Cowley A.P. et al.* // Astron. J. V. 94. P. 340.

Hynes R.I., *Haswell C.A.*, 1999 // MNRAS. V. 303. P. 101.

Hynes R.I. et al., 1997 // MNRAS. V. 300. P. 64.

Hynes R.I. et al., 1998 — *Hynes R.I.*, *Haswell C.A.*, *Shrader C.R. et al.* // MNRAS. V. 300. P. 64.

Hynes R.I. et al., 2003 — *Hynes R.I.*, *Steeghs D.*, *Casares J. et al.* // ApJ. V. 583. L95.

Ibanoglu C. et al., 2006 — *Ibanoglu C.*, *Soydugan F.*, *Soudugan E.*, *Dervisoglu A.* // MNRAS. V. 373. P. 435.

Iben I., 1966a // ApJ. V. 143. P. 483.

Iben I., 1966b // ApJ. V. 143. P. 505.

Iben I., 1967 // ApJ. V. 147. P. 624.

Iben I., *Livio M.*, 1993, Publ. Astron. Soc. Pac. V. 105. P. 1373.

Iben I., *Tutukov A.V.*, 1984a // ApJ. Suppl. V. 54. P. 335.

Iben I., *Tutukov A.V.*, 1984b // ApJ. V. 282. P. 615.

Iben I., *Tutukov A.V.*, 1985 // ApJ. Suppl. V. 58. P. 661.

Iben I., *Tutukov A.V.*, 1991 // ApJ. V. 370. P. 615.

Iben I. et al., 1995a — *Iben I.*, *Tutukov A.V.*, *Yungelson L.R.* // ApJ. Suppl. V. 100. P. 217.

Iben I. et al., 1995b — *Iben I.*, *Tutukov A.V.*, *Yungelson L.R.* // ApJ. Suppl. V. 100. P. 233.

Ichikawa S. et al., 1994 — *Ichikawa S.*, *Mineshige S.*, *Kato S.* // ApJ. V. 435. P. 748.

Iglesias C.A. et al., 1992 — *Iglesias C.A.*, *Rogers F.J.*, *Wilson B.G.* // ApJ. V. 397. P. 771.

Iglesias C.A., *Rogers F.J.*, 1996 // ApJ. V. 464. P. 943.

Ilijie S., 2004 // In: Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of Close Binary Stars / Hilditch R.W., Hensberge H., Pavlovski K., (eds). ASP Conf. Ser. V. 318, Astron. Soc. Pac, San Francisco. P.107.

Illarionov A.F., *Sunyaev R.A.*, 1975 // Astron. Aph. V. 39. P. 185.

Imshennik V.S., 1995 // Space Sci. Rew. V. 74. P. 325.

In't Zand J.J.M. et al., 2000 — *In't Zand J.J.M.*, *Kuulkers E.*, *Bazzano A. et al.* // Astron, Aph. V. 357. P. 520.

Irwin I.B., 1952 // ApJ. V. 116. P. 218.

Irwin J.B., 1959 // Astron. J. V. 64. P. 149.

Israelian G. et al., 1999 // Nature V. 401. P. 142.

Jacobi C.G.J., 1836 // Compt. Rend. V. 3. P. 59.

Jacoby B.A. et al., 2005 — *Jacoby B.A.*, *Hotan A.*, *Bailes M. et al.* // ApJ. V. 629. L113.

Jacoby B.A. et al., 2006 — *Jacoby B.A.*, *Cameron P.B.*, *Jenet F.A. et al.* // ApJ. V. 644. L113.

Janssen G.H. et al., 2008 — *Janssen G.H.*, *Stappers B.W.*, *Kramer M. et al.* // Astron. Aph. V. 490. P. 753.

Jaranowski P., Krolak A., 1992 // ApJ. V. 394. P. 586.

Jeans J.H., 1928. Astronomy and Cosmogony. — Cambridge Univ. Press.

Jenkins J.M. et al., 2002 — *Jenkins J.M., Caldwell D.A., Borucki W.J.* // ApJ. V. 564. P. 495.

Johannsen T., 2009 // Astron. Aph. V. 507. P. 617 (arXiv: 0812,0809v1).

Johannsen T. et al., 2009 — *Johannsen T., Psaltis D., McClintock J.E.* // ApJ. V. 691. P. 997.

Johnston S.et al., 1992 — *Johnston S., Manchester R.N., Lyne A.G. et al.* // ApJ. V. 387. P. L37.

Jones C., Liller W., 1973 // IAU Circ. № 2503.

Jones C. et al., 1972 — *Jones C., Forman W., Liller W. et al.* // Bull Amer. Astr. Soc. V. 4. P. 329.

Jones C. et al., 1973 — *Jones C., Forman W., Tananbaum H. et al.* // ApJ. V. 181. P. 43.

Jonker P.G., Nelemans G., 2004 // MNRAS. V. 354. P. 355.

Jonker P.G., van der Klis M., 2001 // ApJ. V. 553. L43.

Jonker P.G. et al., 2003 — *Jonker P.G., van der Klis M., Groot P.J.* // MNRAS. V. 339. P. 663.

Jonker P.G. et al., 2005 — *Jonker P.G., Steegh D., Nelemans G., van der Klis M.* // MNRAS. V. 356. P. 621.

Joss P.C. et al., 1987 — *Joss P.C., Rappaport S., Lewis W.* // ApJ. V. 319. P. 180.

Justham S. et al., 2006 — *Justham S., Rappaport S., Podsiadlowski P.* // MNRAS. V. 366. P. 1415.

Kahler H., 2002 // Astron. Aph. V. 395. P. 907.

Kaitchuck R.H. et al., 1994 — *Kaitchuck R.H., Schlegel E.M., Honeycutt R.K. et al.* // ApJ. Suppl. V. 93. P. 519.

Kalemci E. et al., 2005 — *Kalemci E., Tomsick J.A., Buxton M.M. et al.* // ApJ. V. 622. P. 508.

Kallman T.R. et al., 2003 — *Kallman T.R., Angelini L., Boroson B., Cottam J.* // ApJ. V. 583. P. 861.

Kallrath J., 1991 // Astron. Aph. V. 247. P. 434.

Kallrath J., Linnell A.P., 1987 // ApJ. V. 313. P. 346.

Kallrath J., Milone E.F., 1999. Eclipsing Binary Stars. Modeling and Analysis. — New York: Springer.

Kallrath J., Strassmeier K.G., 2000 // Astron. Aph. V. 362. P. 673.

Kalogera V. et al., 2004 — *Kalogera V., Kim C., Lorimer D.R. et al.* // ApJ. V. 601. L179.

Kaluzny J. et al., 2003 — *Kaluzny J., Rucinski S.M., Thompson I.B.* // Astron.J. V. 125. P. 1546.

Kaper L., Cherepashchuk A.M., 2001 // In: Black Heles in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostic, Demography and Formation, ESO Astrophys. Symposia, eds. L. Kaper, E.P.J. Van den Heuvel, P.A. Woudt (Berlin, Springer). P.289.

Kaper L. et al., 1994 — *Kaper L., Hammerschlag-Hensberge G., Zuiderwijk E.J.* // Astron. Aph. V. 289. P. 846.

Kaper L. et al., 2001 — *Kaper L., van den Heuvel E.P.J., Woudt P.A.*, (*Eds.*). Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography and Formation, Proc. of the ESO Workshop, Garching, Germany, 6–8 Sept. 1999, in Honour of Riccardo Giacconi, ESO Astrophys. Symposia, Berlin, Springer.

Kaper L. et al., 2004 — *Kaper L., van den Meer A., Tijani A.H.* // In: Rev. Mex. Astron. Astrofis. Conf. Ser. 21, eds. C. Allen and C. Scarfe. P.128.

Kapner D.J. et al., 2007 — *Kapner D.J., Cook T.S., Adelberger E.G. et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 98. id. 021101.

Karatas Y. et al., 2004 — *Karatas Y., Bilir S., Eker Z., Demircan O.* // MNRAS. V. 349. P. 1069.

Kaspi V.M. et al., 1994 — *Kaspi V.M., Johnston S., Bell J.F. et al.* // ApJ. V. 423. L43.

Kaspi V.M. et al., 2004 — *Kaspi V.M., Ransom, S.M., Backer, D.C. et al.* // ApJ. V. 613. L37.

Kasuya S. et al., 2011 — *Kasuya S., Honda M., Mishima R.* // MNRAS. V. 411. P. 1863.

Kato S. et al., 1995 — *Kato S., Mineshige S., Hirata R.* // Publ. Astron. Soc. Japan V. 47. P. 31.

Kato S. et al., 1998 — *Kato S.*, *Inagaki S.*, *Fukue J.*, *Mineshige S.*. Basic Physics of Accretion Disks. — New York: Gordon and Breach Publ. Com.

Kato Y., 2004 // PASJ. V. 56. P. 931.

Kawai N., 1999 // Proc. Int. Conf. X-ray Astronomy. Heating and Acceleration in the Universe, Tokyo.

Kawai N. et al., 1989 — *Kawai N.*, *Matsuoka M.*, *Pan H.-C.*, *Stewart G.S.* // PASJ V. 41. P. 491.

Kelley R.L. et al., 1983 — *Kelley R.L.*, *Jernigan J.G.*, *Levine A. et al.* // ApJ. V. 264. P. 568.

Kemp J.C., 1980a, Astron. Aph. V. 91. P. 108.

Kemp J.C., *Herman L.C.*, 1977 // ApJ. V. 218. P. 770.

Kemp J.C. et al., 1978 — *Kemp J.C.*, *Barbour M.S.*, *Herman L.S.*, *Rudy R.J.* // ApJ. V. 220. L123.

Kemp J.C. et al., 1979 — *Kemp J.C.*, *Barbour M.S.*, *Parker T.E.*, *Herman L.C.* // ApJ. V. 228. L23.

Kemp J.C. et al., 1981 — *Kemp J.C.*, *Barbour M.S.*, *Mc Birney R.E.*, *Rudy R.J.* // ApJ. V. 243. P. 557.

Kemp J.C. et al., 1983 — *Kemp J.C.*, *Barbour M.S.*, *Henson G.D. et al.* // ApJ. V. 271. L65.

Kerins E.J., 1997 // Astron. Aph. V. 322. P. 709.

Khaliullin Kh.F., 1985 // ApJ. V. 299. P. 668.

Khaliullin Kh.F., *Khaliullina A.I.*, 2007 // MNRAS. V. 382. P. 356.

Khaliullin Kh.F., *Khaliullina A.I.*, 2010 // MNRAS. V. 401. P. 257.

Khaliullin Kh.F., *Khaliullina A.I.*, 2011 // MNRAS. V. 411. P. 2804.

Khaliullin Kh.F. et al., 1991 — *Khaliullin Kh.F.*, *Khodykin S.A.*, *Zakharov A.I.* // ApJ. V. 375. P. 314.

Khaliullina A.I., 1987 // MNRAS. V. 225. P. 425.

Khodykin S.A., *Vedeneyev U.G.*, 1997 // ApJ. V. 475. P. 798.

Khodykin S.A. et al., 2004 — *Khodykin S.A.*, *Zakharov A.I.*, *Andersen W.L.* // ApJ. V. 615. P. 506.

Khruzina T.C. et al., 1988 — *Khruzina T.C.*, *Cherepashchuk A.M.*, *Shakura N.I.*, *Sunyaev R.A.* // Adv. Space Res. V. 8. P. 237.

Kim S.-W., *Cho Y.M.*, 1996 // Proc. Seventh Marcel Grossman Meeting Held at Stanford Univ. 24–30 July 1994 (River Edge N.J., World Scientific). P. 1147.

King A.R., *Jemeson R.F.*, 1979 // Astron. Aph. V. 71. P. 326.

King A.R., *Ritter H.*, 1998 // MNRAS. V. 293. L42.

Kippenhahn R., *Weigert A.*, 1967 // Z. Astrophys. V. 65. P. 251.

Kippenhahn R. et al., 1967 — *Kippenhahn R.*, *Kohl K.*, *Weigert A.* // Z. Astrophys. V. 66. P. 58.

Kitamoto S. et al., 1990 // ApJ. V. 361. P. 590.

Kitamura M., *Kondo M.*, 1978 // Ap. Sp. Sci., V. 56. P. 341.

Kitamura M., *Nakamura M.*, 1983 // Ann. Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser. V. 19. P. 413.

Kitamura M., *Nakamura Y.*, 1987a // Ann. Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser. V. 21. P. 331.

Kitamura M., *Nakamura Y.*, 1987b // Ann. Tokyo Astron. Obs. 2nd Ser. V. 21. P. 387.

Kiyokawa M., *Kitamura M.*, 1975 // Ann. Tokyo Astron. Obs., 2nd Ser. V. 15. P. 117.

Kiziltan B. et al., 2011 — *Kiziltan B.*, *Kottas A.*, *Thorsett S.E.* // ApJ., arXiv: 1011,4291v1.

Kjurkchieva D.P. et al., 2002 — *Kjurkchieva D.P.*, *Marchev D.V.*, *Zola S.* // Astron. Aph. V. 386. P. 548.

Klinglesmith D.A., *Sobieski S.*, 1970 // A.J. V. 75. P. 175.

Knigge C., 2006 // MNRAS. V. 373. P. 484.

Knigge C., 2007 // MNRAS. V. 382. P. 1982, errata.

Knispel B. et al., 2011 — *Knispel B.*, *Lazarus P.*, *Allen B. et al.* // ApJ. V. 732. L1. astro-ph/1102,5340v1.

Knuston H.A. et al., 2007 — *Knuston H.A.*, *Charbonneau D.*, *Allen L.*, *Burrows A.*, *Megeath S.T.* // ApJ. V. 673. P. 526.

Knutson H.A. et al., 2007 — *Knutson H.A.*, *Charbonneau D.*, *Noyes R.W.*, *Brown T.M.*, *Gilliland R.L.* // ApJ. V. 655. P. 564.

Koch R.H. et al., 1965 — *Koch R.H.*, *Olson E.C.*, *Yoss K.M.* // ApJ. V. 141. P. 955.

Koch R.H. et al., 1970 — *Koch R.H.*, *Plavec M.*, *Wood F.B.* // Publ. Univ. Pensilvania, Astr. Ser, 11.

Koch D.G. et al., 2010 // ApJ. V. 732. L131. arXiv:1001.0913v1.

Koenigsberger G., 1990 // Astron, Aph. V. 235. P. 282.

Koester D., 2002 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 11. P. 33.

Koester D. et al., 1992 — *Koester D.*, *Chanmugam G.*, *Reimers D.* // ApJ. V. 395. L107.

Kong A.K. et al., 2002 — *Kong A.K.*, *McClintock J.E.*, *Garcia M.R.*, *Murray S.S.*, *Barret D.* // ApJ. V. 570. P. 277.

Koo D.C., *Kron R.C.*, 1977 // PASP. V. 89. P. 285.

Kopal Z., 1959. Close Binary Systems. — London: Shapman and Hall LTD.

Kopal Z., 1946 // ApJ. V. 103. P. 310.

Kopal Z., 1965 // Advances in Astron. And Aph. V. 3. P. 89.

Kopal Z., 1978. Dynamics of Close Binary Systems. — Dordrecht: Reidel.

Kopal Z., *Shapley M.B.*, 1946 // ApJ. V. 104. P. 160.

Kopeikin S.M., 1988 // Celest. Mech. V. 44. P. 87.

Kopeikin S.M., *Ozernoy L.M.*, 1999 // ApJ. V. 523. P. 771.

Kotani T. et al., 1994 — *Kotani T.*, *Kawai N.*, *Aoki T. et al.* // PASJ. V. 46. L147.

Kotani T. et al., 1996 — *Kotani T.*, *Kawai N.*, *Matsuoka M.*, *Brinkman W.* // PASJ. V. 48. P. 619.

Kouveliotou C. et al., 1992 — *Kouveliotou C.*, *Finger M.N.*, *Fishman G.J. et al.* // IAU Circ. № 5592.

Kozai Y., 1962 // A.J. V. 67. P. 591.

Kozirev N.A., 1934 // MNRAS. V. 94. P. 430.

Kraft K.P. et al., 1962 — *Kraft K.P.*, *Mathews J.*, *Greenstein J.L.* // ApJ. V. 136. P. 312.

Kramer M. et al., 2006 — *Kramer M.*, *Stairs I.H.*, *Manchester R.N. et al.* // Science. V. 314. P. 97.

Kreidberg L. et al., 2012 — *Kreidberg L.*, *Bailyn C.D.*, *Farr W.M.*, *Kalogera V.* // ApJ. V. 757. P. 17, 36. arXiv:1205.1805v1.

Kreiner J.M. et al., 2001 — *Kreiner J.M.*, *Kim C.*, *Nha I.* // An Atlas of O-C Diagrams of Eclipsing Binary Stars. — Poland, Cracow: Wydawnictwo Naukowe Akademii Pedagogicznej.

Krivosheev Yu. M. et al., 2009 — *Krivosheev Yu.M.*, *Bisnovatyi-Kogan G.S.*, *Cherepashchuk A.M.*, *Postnov K.A.* // MNRAS. V. 394. P. 1674.

Kron G.E., 1942 // ApJ. V. 96. P. 173.

Kron G.E., *Gordon K.C.*, 1950 // ApJ. V. 111. P. 454.

Krumbolz M.R., *Thompson T.A.*, 2007 // ApJ. V. 661. P. 1034.

Krumholz M.R. et al., 2007 — *Krumholz M.R.*, *Klein R.I.*, *McKee C.F.* // ApJ. V. 656. P. 959.

Kruszewski A., 1963 // Acta Astronomica V. 13. P. 106.

Kruszewski A., 1966 // In: Adv. Astron. Astrophys. / Ed. Z. Kopal. — New York: Academic Press. V. 3. P. 89.

Kruszewski A., 1974 // In: Planets, Stars and Nebulae, Studied with Photopolarimetry / Ed. T. Gehrels. — University of Arizona Press. P. 845.

Krzeminski W., 1962 // ApJ. V. 142. P. 1051.

Kudoh H. et al., 2003 — *Kudoh H.*, *Tanaka T.*, *Nakamura T.* // Phys. Rev. D. V. 68, id. 024035.

Kudritzki, *R.P. et al.*, 2006 — *Kudritzki*, *R. P.*; *Urbaneja*, *M. A.*; *Puls*, *J.* // Planetary Nebulae in our Galaxy and Beyond, Proceedings of the International Astronomical Union, Symposium #234 / Ed. M.J. Barlow and R.H. Méndez. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 119-126.

Kuiper L. et al., 1988 — *Kuiper L.*, *van Paradijs J.*, *van der Klis M.* // Astron. Aph. V. 203. P. 79.

Kumar S., 1986 // MNRAS. V. 223. P. 225.

Kundt W., 1979 // Astron. Aph. V. 80. L7.

Kurucz R.L., 1970 // SAO Spec. Rep. V. 309. P. 1.

Kurucz R.L., 1979 // ApJ. Suppl. V. 40. P. 1.

Kurucz R.L., 1991 // Harvard Preprint 3348.

Kurucz R.L., 1992 // CD-ROMs.

Kurucz R.L., 1993 // CD-ROMs.

Kurucz R.L., 1994 // SAO CD-Roms. Cambridge. MA 02138, USA.

Kurucz R.L., *Furenlid I.*, 1979. Sample Spectral Atlas for Sirius. SAO Spec. Rep. V. 387. P. 1.

Kurucz R.L. et al., 1974 — *Kurucz R.L.*, *Reytreman E.*, *Avrett E.A.*. Blanketed Model Atmospheres for Early Type Stars. Washington, KPA.

Kuulkers E., 1999 // In: Disk Instabilities in Close Binary Systems / S. Mineshige and J.C. Weeler (eds.). — Tokyo: Univ. Acad. Press INC. P. 169.

Kuulkers E. et al., 1999 — *Kuulkers E.*, *Fender R.P.*, *Spencer R.E. et al.* // MNRAS. V. 306. P. 919.

Lacy C.H., 1977 // ApJ. Suppl. V. 34. P. 479.

Lacy C.H., 1979 // ApJ. V. 228. P. 817.

Lacy C.H.S. et al., 2002 — *Lacy C.H.S.*, *Torres G.*, *Claret A.*, *Sabby J.A.* // A.J. V. 123. P. 1013.

Lacy C.H.S. et al., 2004a — *Lacy C.H.S.*, *Claret A.*, *Sabby J.A.* // A.J. V. 128. P. 1340.

Lacy C.H.S. et al., 2004b — *Lacy C.H.S.*, *Vaz L.P.R.*, *Claret A.*, *Sabby J.A.* // A.J. V. 128. P. 1324.

Lagrange J.L., 1772. Essai d'une Nouvelle Methode pour Resoudre la Probleme de Trois Corps (Мемуар, представленный в Парижскую академию наук, 1772). Euvres, v.6, Paris, Gauthier-Villars, 1873.

Lamb F.K. et al., 1985 — *Lamb F.K.*, *Aly J.J.*, *Cook M.C.*, *Lamb D.Q.* // In: Cataclysmic Variables and Low Mass X-ray Binaries / D.Q. Lamb and J. Patterson (eds.). — Dordrecht: D. Reidel Publ. Co.

Lamb S. et al., 1976 — *Lamb S.*, *Iben I.*, *Howard M.* // ApJ. V. 207. P. 209.

Lamers H.J.G.L.M., 1987. Instabilities in Luminous Early-Stars. — Dordrecht: Reidel.

Lamers H.J.G.L.M., *Cassinelli J.P.*, 1999. Introduction to Stellar Winds. — Camridge: Cambridge Univ. Press. P. 9.

Lampton M. et al., 1976 — *Lampton M.*, *Margon B.*, *Bowyer S.* // ApJ. V. 208. P. 117.

Landau L.D., 1932 // Phys. Z.Sowjetunion V. 1. P. 285.

Langer N., 1989a // Astron. Aph. V. 210. P. 93.

Langer N., 1989b // Astron. Aph. V. 220. P. 135.

Langer N., 1991 // Astron. Aph. V. 252. P. 669.

Larson D.T., *Schulman E.*, 1997 // Astron. J. V. 113. P. 618.

Larson R.B., 1972 // MNRAS. V. 156. P. 437.

Larson R.B., 1995 // MNRAS. V. 272. P. 213.

Larson R.B., 2002 // MNRAS. V. 332. P. 155.

LaSala J. et al., 1998 — *LaSala J.*, *Charles P.A.*, *Smith R.A.D.*, *Balucinska-Church M.*, *Church M.J.* // MNRAS. V. 301. P. 285.

Lasota J.-P., 1996 // In: E.P.J. van den Heuwel et al. (eds.), Compact Stars in Binaries, IAU Symp. № 165. P.43.

Lasota J.-P., 1997 // In: D.T. Wickramasinghe et al. (eds.), Accretion Phenomena and Related Outflows, IAU Colloq. 143, ASP Conf. Ser. V. 121. P. 351.

Lasota J.-P., 1999 // In: Disk Instabilities in Close Binary Systems / S. Mineshige and J.C. Weeler (eds.). — Tokyo: University Academic. Press INC. P. 191.

Latham D.W. et al., 1992 — *Latham D.W.*, *Matieu R.D.*, *Milone A.A.E.*, *Davis R.J.* // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars», Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan (eds.). — Dordrecht: Kluwer. P. 471.

Latham D. et al., 2010 // ApJ. V. 713. L140.

Lauterborn D., 1970 // Astron. Aph. V. 7. P. 150.

Lehmann H., *Mkrtichian D.E.*, 2008 // Astron. Aph. V. 480. P. 247.

Lehmann H. et al., 2002 — *Lehmann H.*, *Hempelmann A.*, *Wolter U.* // Astron. Aph. V. 392. P. 963.

Lehmann-Filhes R., 1894 // Astron. Nachr. V. 136. P. 17.

Lejeune T., *Schaerer D.*, 2001 // Astron. Aph. V. 366. P. 583.

Lepine S., *Moffat A.F.J.*, 1999 // ApJ. V. 514. P. 909.

Levato H., 1974 // Astron. Aph. V. 35. P. 259.

Levi-Civita T., 1906 // Acta Math. V. 30. P. 305.

Levi-Civita T., 1937 // Am. J. Math. V. 59. P. 225.

Levine A., *Corbet R.*, 2006 // Astron. Telegram, 940.

Lewin W.H.G. et al., 1988 — *Lewin W.H.G.*, *van Paradijs J.*, *van der Klis M.* // Space Sci. Rev. V. 46. P. 273.

Leyder J.-C. et al., 2008 — *Leyder J.-C.*, *Walter R.*, *Rauw G.* // Astron. Aph. V. 477. L29.

Li F.K. et al., 1978 — *Li F.K.*, *Clark G.W.*, *Jernigan J.G.* // Nature. V. 276. P. 799.

Lightman A.P., 1974 // ApJ. V. 194. P. 429.

Lightman A.P., *Shapiro S.L.*, 1975 // ApJ., V. 198. P. L73.

Limber D.N., 1963 // ApJ. V. 138. P. 1112.

Linnel A.P., *Proctor D.D.*, 1970 // ApJ. V. 162. P. 683.

Lipunov V.M. et al., 1996 — *Lipunov V.M.*, *Postnov K.A.*, *Prokhorov M.E.* // Astrophys. and Space Physics Reviews 9, 1 (1996, the Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis, Ed. R.A. Sunyaev, Harwood academic publishers).

Lipunov V.M., 2005 — Grav. Cosmol. V. 11. P. 166.

Lipunov V.M. et al., 2007 // arXiv: 0704,1387 (astro-ph); АЖ. 2009. V. 86. P. 985.

Lipunova G.V., *Shakura N.I.*, 2000 // Astron. Aph. V. 356. P. 363.

Liu Q.Z. et al., 2007 — *Liu Q.Z.*, *van Paradijs J.*, *van den Heuvel E.P.J.* // Astron. Aph. V. 469. P. 807.

Liu J. et al., 2008 — *Liu J.*, *McClintock J.E.*, *Narayan R. et al.* // ApJ. V. 679., L37; erratum: ApJ., 2010. V. 719. L109.

Livio M., 1994, in Shore et al. Interacting Binaries. — Berlin-Budapest: Springer-Verlag. P. 168.

Livio M. et al., 1986 — *Livio M.*, *Soker N.*, *de Kool M.*, *Savonije G.J.* // MNRAS. V. 222. P. 235.

Loeb A., *Sasselov D.*, 1995 // ApJ. V. 449. L33.

Löhmer O. et al., 2004 — *Löhmer O.*, *Kramer M.*, *Drebe T. et al.* // Astron. Ap., V. 426. P. 631.

Lommen D. et al., 2005 — *Lommen D.*, *Yungelson L.*, *van den Heuvel E. et al.* // Astron. Aph. V. 443. P. 231.

Long J.C., *Price J.C.*, 2003 // Comptes Rendus Physique, V. 4. P. 337.

Long K.S. et al., 1981 — *Long K.S.*, *Dodorico S.*, *Charles P.A.*, *Dopita M.A.* // ApJ. V. 246. L61.

Long K.S. et al., 1993 — *Long K.S.*, *Blair W.P.*, *Bowers C.W. et al.* // ApJ. V. 405. P. 327.

Lorimer D.R., 2005 // Living Rev. in Relativity V. 8. P. 7.

Lorimer D.R., 2008 // arXiv: 0811,0762v1; Living Reviews in Relativity. V. 11, N8.

Lorimer D.R. et al., 2005 — *Lorimer D.R.*, *Stairs I.H.*, *Freire P.C. et al.* // ApJ. V. 640. P. 428.
Lovelace R.V.E. et al., 1991 — *Lovelace R.V.E.*, *Berk H.L.*, *Contopolous J.* // ApJ. V. 379. P. 696.
Lovis C. et al, 2005 // Astron. Aph. V. 437. P. 1121.
Lozinskaya T.A., *Moiseev A.V.*, 2007 // MNRAS. V. 381. L26.
Lu W.X., 1985 // PASP V. 97. P. 1086.
Lubow S.H., *Shu F.H.*, 1975 // ApJ. V. 198. P. 383.
Lucy L.B., 1967 // Z. f. Astrophys. V. 65. P. 89.
Lucy L.B., *Ricco E.*, 1979 // Astron. J. V. 84. P. 401.
Lucy L.B., *Wilson R.E.*, 1979 // ApJ. V. 231. P. 502.
Ludwig H.-G. et al., 2009 — *Ludwig H.-G.*, *Caffau E.*, *Steffen M. et al.* // Proc. IAU Symp. № 265, Chemical Abundances in the Universe: Connecting First Stars to Planets / Eds. K. Cunha, M. Spite, B. Barbuy. P. 119.
Luhrs S., 1997 // PASP. V. 109. P. 504.
Lund N. et al., 1991 — *Lund N.*, *Brandt S.*, *Makino F. et al.* // IAU Circ № 5161.
Luo C., *Liang E.P.*, 1994 // MNRAS. V. 266. P. 386.
Luo D.et al., 1990 — *Luo D.*, *McCray R.*, *Mac Low M.-M.* // ApJ. V. 362. P. 267.
Lynden-Bell D., 1969 // Nature. V. 223. P. 690.
Lyne A.G. et al., 2000 // MNRAS. V. 312. P. 698.
Lyne A.G. et al., 2004 // Science. V. 303. P. 1153.
Lyne A.G., 1984 // Nature. V. 310. P. 300.
Lyne A.G. et al., 2004 — *Lyne A.G.*, *Burgay M.*, *Kramer M. et al.* // Science. V. 303. P. 1153.
Maceroni C., *Ribas I.*, 2006 // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 381.
Maceroni C., *Rucinski S.M.*, 1997 // PASP. V. 109. P. 782.
Machida M.N. et al., 2008 — *Machida M.N.*, *Tomisaka K.*, *Matsimoto T.*, *Inutsuka S.* // ApJ. V. 677. P. 327.
Madej J. et al., 2004 — *Madej J.*, *Nalezyty M.*, *Althaus L.G.* // Astron. Aph. V. 419. L5.
Maeda Y. et al., 2005 — *Maeda Y.*, *Kubota A*, *Kobayashi Y. et al.* // ApJ. V. 631. L65.
Maeder A., 1975 // Astron. Aph. V. 40. P. 303.
Maeder A., 1987 // Astron. Aph. V. 178. P. 159.
Maeder A., *Meynet G.*, 1987 // Astron. Aph. V. 182. P. 243.
Maeder A., *Meynet G.*, 1988 // Astron. Aph. Suppl. V. 76. P. 411.
Maeder A., *Meynet G.*, 2000a // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 24. P. 329.
Maeder A., *Meynet G.*, 2000b // Astron. Aph. V. 361. P. 159.
Maeder A., *Zahn J.-P.*, 1998 // Astron. Aph. V. 934. P. 1000.
Maejima Y. et al., 1984 — *Maejima Y.*, *Makishima K.*, *Matsuoka M. et al.* // ApJ. V. 285. P. 712.
Makino F. et al., 1987 // IAU Circ. №4342.
Makino F. and Ginga Teem, 1991 // IAU Circ. № 5161.
Makishima K. et al., 1987 — *Makishima K.*, *Koyama K.*, *Hayakawa S.*, *Nagase F.* // ApJ. V. 314. P. 619.
Malkov O.Yu., 1993 // Bull. Inf. CDS V. 42. P. 27.
Malkov O.Yu., 2003 // Astron. Aph. V. 402. P. 1055.
Malkov O.Yu., 2007 // MNRAS. V. 382. P. 1073.
Malkov O.Yu. et al., 2006 — *Malkov O.Yu.*, *Oblak E.*, *Snegireva E.A.*, *Torra J.* // Astron. Aph. V. 446. P. 785.
Maloney P.R., *Begelman M.C.*, 1997 // ApJ. V. 491. P. L43.
Maloney P.R. et al., 1996 — *Maloney P.R.*, *Begelman M.C.*, *Pringle J.E.* // ApJ. V. 472. P. 582.
Mandel K., *Agol E.*, 2002 // ApJ. V. 580. L171.

Manduca A. et al., 1977 — *Manduca A.*, *Bell R.A.*, *Gustafsson B.* // Astron. Aph. V. 61. P. 809.

Mao S., *Paczynski B.*, 1991 // ApJ. V. 347, L37.

Mao S. et al., 2002 — *Mao S.*, *Smith M.C.*, *Wozniak P. et al.* // MNRAS. V. 329. P. 349.

Maraschi L. et al., 1976 — *Maraschi L.*, *Trevers A.*, *van den Heuvel E.P.J.* // Nature. V. 259. P. 292.

Margon B., 1984 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 22. P. 507.

Margon B., *Anderson S.F.*, 1989 // ApJ. V. 347. P. 448.

Margon B. et al., 1973 — *Margon B.*, *Bowers S.*, *Stone R.P.* // ApJ. V. 185. L113.

Margon B. et al., 1979 — *Margon B.*, *Stone R.P.S.*, *Klemola A. et al.* // ApJ. V. 230. P. L41.

Markert T.M. et al., 1973 — *Markert T.M.*, *Canizares C.R.*, *Clark G.W. et al.* // ApJ. V. 184. L67.

Markwardt C.B. et al., 1999 — *Markwardt C.B.*, *Swank J.H.*, *Marshall F.E.* // IAU Circ. № 7120. P. 1.

Markwardt C. et al., 2001 — *Markwardt C.*, *Swank J.*, *Smith E.* // IAU Circ. № 7707. P. 2.

Marquardt D.W., 1963 // J. Soc. Ind. Appl. Math. V. 11, № 2. P. 431.

Marsh T.R., 1988 // MNRAS. V. 231. P. 1117.

Marsh T.R., 2000 // Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy / Ed. by H.M.J. Boffin, D. Steeghs and J. Cuypers. Lecture Notes in Physics. V. 573. P. 1.

Marsh T.R., 2005 // Ap. Sp. Sci. V. 296. P. 403.

Marsh T.R., *Horne K.*, 1988 // MNRAS. V. 235. P. 269.

Marsh T.R., *Horne K.*, 1990 // ApJ. V. 349. P. 593.

Marsh T.R. et al., 1994 — *Marsh T.R.*, *Robinson E.L.*, *Wood J.H.* // MNRAS. V. 266. P. 137.

Marti J. et al., 1998 — *Marti J.*, *Paredes J.M.*, *Ribo M.* // Astron. Aph. V. 338. L71.

Martin A.C. et al., 1992 — *Martin A.C.*, *Rebolo R.*, *Casares J.*, *Charles P.A.* // Nature. V. 358. P. 129.

Martin A.C. et al., 1995 — *Martin A.C.*, *Casares J.*, *Charles P.A.*, *van den Hoofs F.*, *van Paradijs J.* // MNRAS. V. 274. L46.

Martin E.L. et al., 1996 — *Martin E.L.*, *Casares J.*, *Molano P. et al.* // New Astron. V. 1. P. 197.

Martin E.L. et al., 1994 — *Martin E.L.*, *Rebolo R.*, *Casares J.*, *Charles P.A.* // ApJ. V. 435. P. 791.

Martin J.S. et al., 1989 — *Martin J.S.*, *Friend M.T.*, *Smith R.C.*, *Jones D.H.P.* // MNRAS. V. 240. P. 519.

Martins F. et al., 2002 — *Martins F.*, *Schaerer D.*, *Hillier D.* // Astron. Aph. V. 382. P. 999.

Martynov D.Ya., 1957 // In: Non-Stable Stars, IAU Colloquium 3 / Ed. by G.H. Herbig. — Cambridge: Cambridge Univ. Press. P. 138.

Martynov D.Ya., *Khalinllin Kh.F.*, 1980 // Ap. Sp. Sci. V. 71. P. 147.

Mason K.O. et al., 1978 — *Mason K.O.*, *Lampton M.*, *Charles P.*, *Bowyer S.* // ApJ. V. 226. L129.

Massevitch A.G. et al., 1979 // Ap. Sp. Sci. V. 62. P. 451.

Massey P. et al., 2001 — *Massey P.*, *De Gioia-Eastwood K.*, *Waterhouse E.* // Astron. J. V. 121. P. 1050.

Massey P. et al., 2007 — *Massey P.*, *Olsen K.A.G.*, *Hodge P.W. et al.* // Astron. J. V. 133. P. 2393.

Massey P. et al., 2002 — *Massey P.*, *Penny L.R.*, *Vukovich J.* // ApJ. V. 565. P. 982.

Massey P. et al., 2005 — *Massey Ph.*, *Puls J.*, *Pauldrach A.W.A. et al.* // ApJ. V. 627. P. 477.

Masuda M. et al., 2009 // Phys. Rev. Lett. V. 102. id. 171101.

Mathieu R.D., 1992 // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars» / Ed. Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan. — Dordrecht: Kluwer. P. 21.

Mathieu R.D., *Mazeh T.*, 1988 // ApJ. V. 326. P. 256.

Matsuda T. et al., 1987 — *Matsuda T.*, *Inoue M.*, *Sawada K.* // MNRAS. V. 226. P. 785.

Mayer P., 1990 // BAC. V. 41. P. 231.

Mayor M., *Mermillard J.C.*, 1984 // IAU Symp. No 105, «Observational Tests of the Stellar Evolution Theory» / Eds. A. Maeder and A. Renzini. — Dordrecht: Reide. P. 411.

Mayor M., *Queloz D.*, 1995 // Nature V. 378. P. 355.

McClintock J.E., 1991 — In: Texas/ESO-CERN Symp. On Relativistic Astrophys., Cosmology and Fundamental Physics / Eds. J.D. Barrow et al. — New York: New York Academic Press. P. 495.

McClintock J.E., 1998 // AIP Conf. Proc. V. 431. P. 290.

McClintock J.E., 2008 // In: Sport-Period Binary Stars: Observations, Analyses and Results / Eds. E.F. Milone, D.A. Leahy, D.W. Hobill. — Springer, Astrophys. Space. Sci. Library. P. 3.

McClintock J.E., *Remillard R.A.*, 1986, ApJ. V. 308. P. 110.

McClintock J.E., *Remillard R.A.*, 1990, ApJ. V. 350. P. 386.

McClintock J.E., *Remillard R.A.*, 2000, ApJ. V. 531. P. 956.

McClintock J.E. et al., 1995 — *McClintock J.E.*, *Horne K.*, *Remillard R.A.* // ApJ. V. 442. P. 358.

McClintock J.E. et al., 2001 — *McClintock J.E.*, *Garcia M.R.*, *Caldwell N. et al.* // ApJ. V. 551. L147.

McLaughlin M.A. et al., 2004a — *McLaughlin M.A.*, *Kramer M.*, *Lyne A.G. et al.* // ApJ. V. 613. L57.

McLaughlin M.A. et al., 2004b — *McLaughlin M.A.*, *Lyne A.G.*, *Lorimer D.R. et al.* // ApJ. V. 616. L131.

McLean I.S., 1977 // Astron. Aph. V. 55. P. 347.

McLean I.S., *Tapia S.*, 1980, Nature V. 287. P. 703.

McSwain M.V. et al., 2004 — *McSwain M.V.*, *Gies D.R.*, *Huang W. et al.* // ApJ. V. 600. P. 927.

Mendez M., *van der Klis M.*, 1997a // ApJ. V. 479. P. 926.

Mendez M., *van der Klis M.*, 1997b // ApJ. V. 499. L187.

Mennickent R.E. et al., 2004 — *Mennickent R.E.*, *Diaz M.P.*, *Tappert C.* // MNRAS. V. 347. P. 1180.

Mereghetti S. et al., 1994 — *Mereghetti S.*, *Belloni T.*, *Shara M.*, *Drissen L.* // ApJ. V. 424. P. 943.

Merloni A. et al., 2003 — *Merloni A.*, *Heinz S.*, *di Matteo T.* // MNRAS. V. 345. P. 1057.

Merloni A. et al., 2005 — *Merloni A.*, *Nayakshin S.*, *Sunyaev R.A.* (*Eds.*) // Growing Block Holes: accretion in a Cosmological Context, Proc. of the MPA/ESO/MPE/USM Joint Astronomy Conference Held at Garching, Germany, 21–25 June 2004. — Berlin: Springer.

Mescerskii F., 1902 // Astron. Nachr. V. 159. P. 229.

Mestel L., 1968 // MNRAS. V. 138. P. 359.

Meyer F., *Meyer-Hoffmeister E.*, 1984 // Astron. Aph. V. 132. P. 143.

Meynet G., *Maeder A.*, 2000 // Astron. Aph. V. 361. P. 101.

Meynet G., *Maeder A.*, 2005 // Astron Aph. V. 429. P. 581.

Meynet G., *Maeder A.*, 2007 // Astron. Aph. V. 464. L11.

Meynet G. et al., 1994 — *Meynet G.*, *Maeder A.*, *Schaerer D.*, *Charbonnel C.* // Astron Aph. Suppl. V. 103. P. 97.

Michaud G. et al., 2004 — *Michaud G.*, *Richard O.*, *Richer J.*, *Van den Berg D.A.* // ApJ. V. 606. P. 452.

Middleditch J., *Nelson J.E.*, 1976 // ApJ. V. 208. P. 567.

Mihalas D. et al., 1974 — *Mihalas D.*, *Barnard A.J.*, *Cooper J.*, *Smith E.W.* // ApJ. V. 190. P. 315.

Milgrom M., 1976 // ApJ. V. 206. P. 869.

Milgrom M., 1978 // Astron. Aph. V. 70. P. 763.

Milgrom M., 1979 // Astron. Aph. V. 76. P. 338.

Miller J.M. et al., 2002 // ApJ. V. 570. L69.

Milne E.A., 1926 // MNRAS. V. 86. P. 320.

Milone A.A.E., *Latham D.W.*, 1992 // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars» / Eds. Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan. — Dordrecht: Kluwer. P. 475.

Milone E.F. (*ed.*), 1993. Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars. — New York: Springer.

Milone E. et al., 1992 — *Milone E.F.*, *Stagg C.R.*, *Schiller S.J.* // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars» / Eds. Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan. — Dordrecht: Kluwer. P. 479.

Milone E. et al., 2008 — *Milone E.*, *Leahy D.A.*, *Hobill D.W.* (*eds.*). Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses and Results. — Springer, ASSL Sery.

Mineshige S., *Weeler J.C.*, 1989 // ApJ. V. 343. P. 241.

Mineshige S., *Wheeler J.C.* (*eds.*), 1999. Disk Instabilities in Close Binary Systems — 25 Years of the Disk Instability Model. — Univ. Academy Press.

Mineshige S. et al., 1993 — *Mineshige S.*, *Yamasaki T.*, *Ishizaka C.* // Publ. Astron. Soc. Japan V. 45. P. 707.

Mirabel I.F., *Rodriguez L.E.*, 1994 // Nature. V. 374. P. 46.

Mirabel I.F., *Rodriguez L.F.*, 1998 // Nature. V. 392. P. 673.

Mirabel I.F. et al., 1996 — *Mirabel I.F.*, *Rodriguez L.F.*, *Chaty S. et al.* // ApJ. V. 472. L111.

Mirabel I.F. et al., 1998 — *Mirabel I.F.*, *Dhawan V.*, *Chaty S. et al.* // Astron. Aph. V. 330. L9.

Mirabel I.F. et al., 2001 — *Mirabel I.F.*, *Dhawan V. Mignani R.P.*, *Rodrigues I.*, *Guglielmetti F.* // Nature V. 413. P. 139.

Mitsuda K. et al., 1984 — *Mitsuda K.*, *Inoue H.*, *Koyama K. et al.* // Publ. Astron. Soc. Japan V. 36. P. 741.

Miyama S. et al., 1984 — *Miyama S.*, *Hayashi C.*, *Narita S.* // ApJ. V. 279. P. 621.

Miyamoto S. et al., 1991 — *Miyamoto S.*, *Kimura K.*, *Kitamoto S. et al.* // ApJ. V. 383. P. 784.

Miyoshi M. et al., 2009 — *Miyoshi M.*, *Shen Z.-Q.*, *Oyama T. et al.* // arXiv:0906,5511v1.

Mkrtichian D.E.et al., 2006 — *Mkrtichian D.E.*, *Kim S.L.*, *Kuzakin A.V. et al.* // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 169.

Mkrtichian D.E.et al., 2007 — *Mkrtichian D.E.*, *Kim S.E.*, *Rodrigues E. et al.* // Publ. of ASP-conference Series V. 370. P. 194.

Moffat A.F.J., 1988 // in Polarized Radiation of Circumstellar Origin, ed. G.V. Coyne et al (Vatican Observatory, Vatican), P.607.

Moffat A.F.J., 1989 // ApJ. V. 347. P. 373.

Moffat A.F.J., 1995 // In: Wolf-Rayer Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, IAU Symp. № 163, Eds. K.A. van der Hucht, P.M. Williams, B. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 213.

Moffat A.F.J., 1996 // Proc. of the 33-rd Liege Intern. Astroph. Coll. Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution, Eds. Vreux J.-M. et al., Liege, P.199.

Moffat A.F.J., 1998 // Ap. Sp. Sci. V. 260. P. 225.

Moffat A.F.J., 1999 // in K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P.R.J. Eenens (eds.), IAU Symp. № 193, P. 278.

Moffat A.F., *Robert C.*, 1994 // ApJ. V. 421. P. 310.

Moffat A.F.J., *Seggewiss W.*, 1987 // The Messenger (ESO). № 49. P.26.

Moffat A.F.J. et al., 1982 — *Moffat A.F.J.*, *Firmani C.*, *McLean I.S.*, *Seggewiss W.* // In: IAU Symp. № 99, Wolf-Rayet Stars: Observation, Physics, Evolution / C.W.H. de Loore and A.J. Willis (eds.). — Dordrecht: Reidel. P. 577.

Moffat A.F.J. et al., 1988 — *Moffat A.F.J.*, *Drissen L.*, *Lamontagne R.*, *Robert C.* // ApJ. V. 334. P. 1038.

Moffat A.F.J. et al., 1990 — *Moffat A.F.J.*, *Drissen L.*, *Robert C. et al.* // ApJ. V. 350. P. 767.

Moffat A.F.J. et al., 1991 — *Moffat A.F.J.*, *Shara M.M.*, *Potter M.* // Astron.J. V. 102. P. 642.

Mokiem M.R. et al., 2007 — *Mokiem M.R.*, *de Koter A.*, *Evans C.J. et al.* // Astron. Aph., V. 465. P. 1003.

Molnar L.A., *Kobulnicky H.A.*, 1992 // ApJ. V. 392. P. 648.

Morgan E.H. et al., 1997 — *Morgan E.H.*, *Remillard R.A.*, *Greiner J.* // ApJ. V. 482. P. 993.

Morris M.S., *Thorne K.S.*, 1988 // Am. J. Phys. V. 56. P. 395.

Morton D.C., 1960 // ApJ. V. 132. P. 146.

Motch C. et al., 1997 — *Motch C.*, *Haberl F.*, *Dennerl K. et al.* // Astron. Aph. V. 323. P. 853.

Mouchet M. et al., 1980 — *Mouchet M.*, *Ilovaisky S.A.*, *Chevalier C.* // Astron. Aph. V. 90. P. 113.

Mouri H., *Taniguchi Y.*, 2002 // ApJ. V. 566. L17.

Munoz-Darias T. et al., 2005 — *Munoz-Darias T.*, *Casares J.*, *Martinez-Pais I.G.* // ApJ. V. 635. P. 502.

Munoz-Darias T. et al., 2008 — *Munoz-Darias T.*, *Casares J.*, *Martinez-Pais I.G.* // MNRAS. V. 385. P. 2205.

Myasnikov A.V., *Zhekov S.A.*, 1991 // Ap. Sp. Sci. V. 184. P. 287.

Myasnikov A.V., *Zhekov S.A.*, 1993 // MNRAS. V. 260. P. 221.

Myasnikov A.V., *Zhekov S.A.*, 1998 // MNRAS. V. 300. P. 686.

Myers P.C. et al., 1987 — *Myers P.C.*, *Fuller G.A.*, *Matieu R.D. et al.* // ApJ. V. 319. P. 340.

Nagase F. et al., 1992 — *Nagase F.*, *Corbet R.H.D.*, *Day C.S.R. et al.* // ApJ. V. 396. L147.

Nagueruela I. et al., 2006 — *Nagueruela I.*, *Smith D.M.*, *Harrison T.E.*, *Torrejon J.M.* // ApJ. V. 638. P. 982.

Naik S. et al., 2002 // MNRAS. V. 330. P. 487.

Nalezyty M., *Madej J.*, 2004 // Astron. Aph. V. 420. P. 507.

Narayan R., 1996 // ApJ. V. 462. P. 136.

Narayan R., *McClintock J.E.*, 2012 // MNRAS. V. 419. L69.

Narayan R., *Nityananda R.*, 1986 // Ann, Rev. Astron. Aph. V. 24. P. 127.

Narayan R., *Yi I.*, 1994 // ApJ. V. 428. L13.

Narayan R., *Yi I.*, 1995 // ApJ. V. 452. P. 710.

Narayan R. et al., 1996 — *Narayan R.*, *McClintock J.E.*, *Yi I.*, 1996 // ApJ. V. 457. P. 821.

Narayan R. et al., 1997a — *Narayan R.*, *Barrett D.*, *McClintock J.E.* // ApJ. V. 482. P. 448.

Narayan R. et al., 1997b — *Narayan R.*, *Garcia M.R.*, *McClintock J.E.* // ApJ. V. 478. L79.

Narayan R. et al., 1999 — *Narayan R.*, *Mahadevan R.*, *Quataert E.* // In: The Theory of Black Hole Accretion Disks / Eds. M.A. Abramowicz et al. — Cambridge: Cambridge University Press.

Nazin S.N., *Postnov K.A.*, 1995 // Astron. Aph. V. 303. P. 789.

Negoro H., 1999 // In: Disk Instabilities in Close Binary Systems / Eds. S. Mineshige and J.C. Weeler. — Tokyo: University Academic Press, INC. P. 281.

Nelemans G. et al., 2004 — *Nelemans G.*, *Yungelson L.R.*, *Portegies-Zwart S.F.* // MNRAS. V. 349. P. 181.

Nelson B., *Davis W.D.*, 1972 // ApJ. V. 174. P. 617.

Nelson C.A., *Eggleton P.P.*, 2001 // ApJ. V. 552. P. 664.

Newman E.T. et al., 1963 — *Newman E.T.*, *Tamburino L.*, *Unti T.* // Math. Phys. V. 4. P. 915.

Nice D.J. et al., 2001 — *Nice D.J.*, *Splaver E.M.*, *Stairs I.H.* // ApJ. V. 549. P. 516.

Nice D.J. et al., 2003 — *Nice D.J.*, *Splaver E.M.*, *Stairs I.H.* // In: «Radio Pulsars», ASP Conference Proceedings, Vol. 302. Held 26–29 August 2002 at Mediterranean Astronomic Institute of Chania, Crete, Greece / Eds. M. Bailes, D.J. Nice and S.E. Thorsett. — San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. P. 75.

Nice D.J. et al., 2004 — *Nice D.J.*, *Splaver E.M.*, *Stairs I.H.* // Young Neutron Stars and Their Environments, IAU Symposium no. 218, held as part of the IAU General Assembly, 14–17 July, 2003 in Sydney, Australia / Eds. F. Camilo and B.M. Gaensler. — San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific. P. 49.

Nice D.J. et al., 2005a — *Nice D.J.*, *Splaver E.M.*, *Stairs I.H.* // Binary Radio Pulsars, ASP Conference Series, Vol. 328, Proceedings of the conference held 11–17 January, 2004, Aspen, Colorado, USA / Eds. F. A. Rasio and I. H. Stairs. — San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. P. 371.

Nice D.J. et al., 2005b — *Nice D.J.*, *Splaver E.M.*, *Stairs I.H. et al.* // ApJ. V. 634. P. 1242.

Nice D.J. et al., 2007 — *Nice D.J.*, *Stairs I.H.*, *Kasian L.E.* // Bull. American Astron. Soc. V.39. P. 918.

Nice D.J. et al., 2008 — *Nice D.J.*, *Stairs I.H.*, *Kasian L.E.* // In: AIP Conf. Proc. V. 983. P. 453.

Niemela V.S. et al., 2008 — *Niemela V.S.*, *Gamen R.C.*, *Barba R.H. et al.* // MNRAS. V. 389. P. 1447.

Ninkov Z. et al., 1987 — *Ninkov Z.*, *Walker G.A.H.*, *Yang S.* // ApJ. V. 321. P. 425.

Nolt I.G. et al., 1975 — *Nolt I.G.*, *Kemp J.C.*, *Rudy R.J. et al.* // ApJ. V. 199. P. 27.

Nomoto K., *Yamaoko H.*, 1992 // In: X-ray Binaries and Recycled Pulsars / Eds. E.P.J. van den Heuvel and S.A. Rappaport. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 189.

Nouri-Zonoz M., *Lynden-Bell D.*, 1997 // MNRAS. V. 292. P. 714.

Novikov I.D., 1997 // In: Relativistic Astrophysics and Cosmology, Proc. of the Spanish Relativity Meeting, La Laguna, Tenerife, Spain. Sept. 4-7, 1995 / Eds. J. Buitrago, E. Medaliavilla, A. Oscoz. — Singapore: World Scientific. P. 51.

Novikov I.D., *Thorne K.S.*, 1973 // In Black Holes / Eds. C. De Witt, B.S. De Witt. — New-York: Gordon and Breach. P. 343.

Novikov I.D., *Zeldovich Ya. B.*, 1966 // Nuovo Cimento Suppl. V. 4. P. 810.

Nowak M.A., 1995 // PASP. V. 107. P. 1207.

Nowak M.A. et al., 1997 — *Nowak M.A.*, *Wagoner R.V.*, *Begelman M.C.*, *Lehr D.E.* // ApJ. V. 477. L91.

Nugis T., *Lamers H.J.G.L.M.*, 2000 // Astron. Aph. V. 360. P. 227.

Nugis T. et al., 1998 — *Nugis T.*, *Crowther P.A.*, *Willis A.J.* // Astron. Aph. V. 333. P. 956.

Oda M., 1977 // Space Sci. Rev. V. 20. P. 757.

Okuda T., 1983 // Publ. Astron. Soc. Japan V. 35. P. 235.

Oosterbroek T. et al., 1997 — *Oosterbroek T.*, *Parmar A.N.*, *Martin D.D.E.*, *Lammers U.* // Astron. Aph. V. 327. P. 215.

Orosz J.A., 2001 // Astron. Tel. #67.

Orosz J.A., 2003 // A. Massive Star Odyssey: from Main Sequence to Supernova, IAU Symp. № 212, eds. K.A. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban, ASP Conf Series, P. 365.

Orosz J.A., *Bailyn C.D.*, 1995 // ApJ. V. 446. L59.

Orosz J.A., *Kuulkers E.*, 1999 // MNRAS. V. 305. P. 132.

Orosz J.A. et al., 1994 — *Orosz J.A.*, *Jerome A.*, *Bailyn C.D. et al.* // Bull. Amer. Astron. Soc. 102,02., V. 185. P. 12.

Orosz J.A. et al., 1995 — *Orosz J.A.*, *Schaefer B.*, *Barnes S.* // IAU Circ. № 6203.

Orosz J.A. et al., 1996 — *Orosz J.A.*, *Charles D.B.*, *McClintock J.E.*, *Remillard R.A.* // ApJ. V. 468. P. 380.

Orosz J.A. et al., 1997 — *Orosz J.A.*, *Remillard R.*, *Baylin C.D.*, *McClintock J.E.* // ApJ. V. 478. L83.

Orosz J.A. et al., 1998 — *Orosz J.A.*, *Jain R.K.*, *Bailyn C.D.*, *McClintock J.E.*, *Remillard R.A.* // ApJ. V. 499. P. 375.

Orosz J.A. et al., 2001 — *Orosz J.A.*, *Kuulkers E.*, *van der Klis M. et al.* // ApJ. V. 555. P. 489.

Orosz J.A. et al., 2002a — *Orosz J.A.*, *Groot P.J.*, *van der Klis M.*, *McClintock J.E.*, *Garcia M.R.*, *Zhao P.*, *Jain R.K.*, *Bailyn C.D.*, *Remillard R.A.* // ApJ. V. 568. P. 845.

Orosz J.A. et al., 2002b — *Orosz J.A.*, *Polisensky E.J.*, *Bailyn C.D. et al.* // Bull. Of the American Astron. Soc. V. 34. P. 1124.

Orosz J.A. et al., 2004 — *Orosz J.A.*, *McClintock J.E.*, *Remillard R.A.*, *Corbel S.* // ApJ. V. 616. P. 376.

Orosz J.A. et al., 2007 — *Orosz J.A.*, *McClintock J.E.*, *Narayan R. et al.* // Nature. V. 449. P. 872.

Orosz J.A. et al., 2009 — *Orosz J.A.*, *Steeghs D.*, *McClintock J.E. et al.* // ApJ. V. 697. P. 573.

Orosz J.A. et al., 2011 // ApJ. V. 742. P. 84.

Osaki Y., 1985 // Astron, Aph. V. 144. P. 369.

Oskinova L. et al., 2007 — *Oskinova L.*, *Hamann W.*, *Feldmeier A.* // Astron. Aph. V. 476. P. 1331.

Osmer P.S., *Hiltner W.A.*, 1977 // ApJ. V. 217. P. 186.

Ostriker J.P., 1976 // «Common Envelope Binaries», Structure and Evolution of Close Binary Systems, IAU Symp. № 73, Cambridge, England, 28 July–1 August, 1975, conference paper.

Ouyed R., 2002, Astron. Aph. V. 382. P. 939.

Ouyed R., 2004, astro-ph/0402122.

Ouyed R., *Butler M.*, 1999 // ApJ. V. 522. P. 543.

Owocki S.P., *Gayley K.G.*, 1995 // ApJ. V. 454. L145.

Özel F. et al., 2010 — *Özel F.*, *Psaltis D.*, *Narayan R.*, *McClintock J.E.* // ApJ. V. 725. P. 1918. arXiv 1006,2834 v1 (14 July 2010).

Ozernoy L.M., 1997 // MNRAS. V. 291. L63.

Paciesas W.S., 1992 // IAU Circ. № 5580.

Paczynski B., 1966 // Acta Astron. V. 16. P. 231.

Paczynski B., 1967a // Acta Astron. V. 17. P. 1.

Paczynski B., 1967b // Acta Astron. V. 17. P. 193.

Paczynski B., 1967c // Acta Astron. V. 17. P. 287.

Paczynski B., 1967d // Acta Astron. V. 17. P. 355.

Paczynski B., 1970 // In: «Mass Loss and Evolution of Close Binaries» (ed. K. Gyldenkerne and R. West). — Copenhagen: Copenhagen Univ. Pub. Funds. P.142.

Paczynski B., 1971a // Acta Astron. V. 21. P. 1.

Paczynski B., 1971b // Annual Rev. Astron. Aph. V. 9. P. 183.

Paczynski B., 1973 // IAU Symp № 49 on Wolf-Rayet and high temperature stars, (eds. M. Bappu and J. Sahade). Dordrecht-Holland: D.Reidel Publ. Comp. P. 143.

Paczynski B., 1974 // Astron. Aph. V. 34. P. 161.

Paczynski B., 1976 // In: Eggleton. P.P. Mitton, J. Whelan (eds.), Structure and Evolution of Close Binary Systems, IAU Symp. № 73. — Dordrecht, Netherlands: D. Reidel, «Common Envelope Binaries».

Paczynski B., 1977 // ApJ. V. 216. P. 822.

Paczynski B., 1978 // in Proc. of IAU Symp. № 73, Structure and Evolution of Close Binary Systems, (eds. P. Eggleton. S. Mitton, J. Whelan). P.75.

Paczynski B., 1983 // Astron. Aph. V. 273. L81.

Paczynski B., 1986 // ApJ. V. 304. P. 1.

Paczynski B., *Bisnovatyi-Kogan G.S.*, 1981 // Acta Astron. V. 31. P. 283.

Paczynski B., *Sienkiewicz R.*, 1972 // Astron. Aph. V. 22. P. 73.

Paczynski B., *Sienkiewicz R.*, 1981 // ApJ. Lett. V. 248. L27.

Paczynski B. et al., 2006 — *Paczynski B.*, *Szczygiel D.*, *Pileski B.*, *Pojmanski G.* // MNRAS. V. 368. P. 1311.

Pan K., 1997 // Astron. Aph. V. 321. P. 202.

Panek R.J., *Holm A.V.*, 1984 // ApJ. V. 277. P. 700.

Papaloizou J.C.B., *Lin D.N.C.*, 1995 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 33. P. 505.

Paredes J.M., 2005 // In: Aharonian F.A., Volk H.J., Horns D. (eds.), Proc. AIP Conf. V. 745, High Energy Gamma-Ray Astronomy 2-nd International Symposium. Amer. Inst. Phys. New-York. P. 93.

Paredes J.M. et al., 2000 — *Paredes J.M.*, *Marti J.*, *Ribo M.*, *Massi M.* // Science. V. 288. P. 2340.

Park S.Q. et al., 2004 // ApJ. V. 610. P. 378.

Parmar A.N. et al., 1986a — *Parmar A.N.*, *Stella L.*, *White N.E.* // ApJ. V. 304. P. 664.

Parmar A.N. et al., 1986b — *Parmar A.N.*, *White N.E.*, *Giommi P.*, *Cottwardt M.* // ApJ. V. 308. P. 199.

Pasquini L. et al., 2006 // In: IAU Symp. 232, the Scientific Requirement for Extremely Large Telescopes / Ed. P. Whitelock, B. Leibundgut, M. Dennefeld. — Cambridge: Cambridge Univ. Press.

Patterson J., 1984, ApJ. Suppl. V. 54. P. 443.

Patterson J., 1998, Publ. Astron. Soc. Pacific V. 110. P. 1132.

Patterson J. et al., 2005 — *Patterson J.*, *Kemp J.*, *Harvey D.A. et al.* // PASP. V. 117. P. 1204.

Pearson T.J., *Zensus J.A.*, 1987 // In: Superluminal Radio Souces / Eds. J.A. Zensus and T.J. Pearson. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 1.

Pedersen H., 1983 // Messenger. V. 34. P. 21.

Peplinski A. et al., 2008 — *Peplinski A.*, *Artymowicz P.*, *Mellema G.* // MNRAS. V. 386. P. 179.

Peres G. et al., 1989a — *Peres G.*, *Reale F.*, *Collura A.*, *Fabbiano G.* // Socilta Astronomica Italiana Memorie V. 60. P. 221.

Peres G. et al., 1989b — *Peres G.*, *Reale F.*, *Collura A.*, *Fabbiano G.* // ApJ. V. 336. P. 140.

Petrova A.V., *Orlov V.V.*, 1999 // ApJ. V. 117. P. 587.

Pfeiffer R.J., *Koch R.H.*, 1973 // IBVS № 780.

Pietsch W. et al., 2006 — *Pietsch W.*, *Haberl F.*, *Sasaki M. et al.* // ApJ. V. 646. P. 420.

Pietsch W. et al., 2004 — *Pietsch W.*, *Mochejska B.J.*, *Misanovic Z. et al.* // Astron. Aph. V. 413. P. 879.

Piirola V., 1975 // IBVS № 1061.

Piirola V., 1980 // Astron. Aph. V. 90. P. 48.

Piotrowski S.L., 1964a // Bull Acad. Sci. Polonaise (ser. math. astr. phys.) V. 12. P. 323.

Piotrowski S.L., 1964b // Acta Astron. V. 14. P. 251.

Piotrowski S.L., 1967 // Comm. Obs. Roy. Belg. Uccle, (B), № 17. P. 133ff.

Piran Y., 1978 // ApJ. V. 221. P. 652.

Pittard J.M., *Stevens I.R.*, 1999 // In: K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P.R.J. Eenens (eds.), IAU Symp. № 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies, ASP Conf. Publishers, San Francisco. P.386.

Plaut L., 1959 // PASP. V. 71. P. 167.

Plavec M., 1958 // Mem. Soc. Roy. Sci. Liege V. 20, P. 411.

Plavec M., 1967 // Commun. Obs. R. Belgique, Uccle, B17, P. 83.

Plavec M., 1970 // In: Stellar Rotation / Ed. A. Slettebak. — Dordrecht: Reidel. P. 133.

Plavec M., *Kratochvill*, 1964, Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia V. 15. P. 165.

Plavec M., *Polidan R.S.*, 1976, Proc. IAU Symp. № 73, «Structure and Evolution of Close Binary Systems», P. 289.

Plavec M.et al., 1968 — *Plavec M.*, *Kriz S.*, *Harmanec P.*, *Horn J.* // Bull. Astron. Inst. Chech. V. 19. P. 24.

Podsiadlowski P. et al., 2003a — *Podsiadlowski P.*, *Han Z.*, *Rappaport S.* // MNRAS. V. 340. P. 1214.

Podsiadlowski P. et al., 2003b — *Podsiadlowski P.*, *Rappaport S.*, *Han Z.* // MNRAS. V. 341. P. 385.

Podsiadlowski P. et al., 1995 — *Podsiadlowski Ph.*, *Cannon R.C.*, *Rees M.J.* // MNRAS. V. 274. P. 485.

Poinceare H., 1892, 1893, 1899. Les Methodes Nouvelles de la Mecanique Celeste. — Paris: Gauthier-Villars. V1-3.

Pojmanski G., 1998 // Acta Astron. V. 48. P. 711.

Politano M., *Weiler K.P.*, 2006 // ApJ. Lett. V. 641. L137.

Pollock A.M.T., 1987, ApJ. V. 320. P. 283.

Pollock A.M.T. et al., 1995 — *Pollock A.M.T.*, *Haberl F.*, *Corcoran M.F.* // In: IAU Symp. № 163, Wolf-Rayer Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution / Eds. K.A. Van den Hucht and P.M. Williams. — Dordrecht: Kluwer. P. 512.

Pols O.R. et al., 1998 — *Pols O.R.*, *Schröder K.-P.*, *Hurley J.R.*, *Tout C.A.*, *Eggleton P.P.* // MNRAS. V. 298. P. 525.

Pont F. et al., 2005 — *Pont F.*, *Bouchy F.*, *Melo C. et al.* // Astron. Aph. V. 438. P. 1123.

Pont F. et al., 2006 — *Pont F.*, *Zucker S.*, *Queloz D.* // MNRAS. V. 373. P. 231.

Pont F. et al., 2008 — *Pont F.*, *Knutson H.*, *Gilliland R.L. et al.* //MNRAS. V. 385. P. 109.

Pooley G. et al., 1999 — *Pooley G.*, *Fender R.P.*, *Brocksopp C.* //MNRAS. V. 302. L1.

Popov S.B., *Prokhorov M.E.*, 2005 // Astron. Aph. V. 434. P. 649.

Popov S.B. et al., 2000 // ApJ. V. 530. P. 896.

Popova E.I. et al., 1982 — *Popova E.I.*, *Tutukov A.V.*, *Yungelson L.R.* // Ap. Sp. Sci. V. 88. P. 55.

Popovic G.P., 1991 // Bull. Astron. Obs. Beograd V. 144. P. 13.

Popper D.M., 1980 // Annual Reviews of Astron. Aph. V. 18. P. 15.

Popper D.M., 1984 // Astron. J. V. 89. P. 132.

Popper D.M., *Etzel P.B.*, 1981 // Astron.J. V. 86. P. 102.

Popper D.M., *Plavec M.*, 1976 // ApJ. V. 205. P. 462.

Popper D.M., *Ulrich R.K.*, 1977 // ApJ. V. 212. L131.

Portegis Zwart S. et al., 1997 — *Portegis Zwart S.*, *Verbunt E.*, *Ergma E.* // Astron. Aph. V. 321. P. 207.

Postnov K.A., *Yungelson L.R.*, 2006, The Evolution of Compact Binary Systems // Living Rev. Relativity. V. 9. P. 6.

Poveda A. et al., 1994 — *Poveda A.*, *Herrera M.A.*, *Allen C. et al.* // Rev. Mex. Astron. Astrofis. V. 28. P. 43.

Poveda A. et al., 1967 — *Poveda A.*, *Ruiz J.*, *Allen C.* // Tonantzintla y Tacubaya Bull. V. 4. P. 86.

Press W.H. et al., 1992 — *Press W.H.*, *Teukolsky S.A.*, *Vetterling W.T.*, *Flannery B.P.*. Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing. — Cambridge: Cambridge Univ. Perss. P. 402.

Prestwich A.H. et al., 2006 — *Prestwich A.H.*, *Kilgard R.*, *Carpano S. et al.* // A. Tel. 955.

Prestwich A.H. et al., 2007 — *Prestwich A.H.*, *Kilgard R.*, *Crowther P.A. et al.* // ApJ. V. 669. L21.

Pribulla T. et al., 2003 — *Pribulla T.*, *Kreiner J.M.*, *Tremko J.* // Contrib. of the Astron. Obs. Skalante Pleso V. 33. P. 38.

Pribulla T., *Rucinski S.M.*, 2006 // Astron. J. V. 131. P. 2986.

Priedhorsky W.C. et al., 1983 — *Priedhorsky W.C.*, *Terrell J.*, *Holt S.S.* // ApJ. V. 270. P. 233.

Prince T.A. et al., 1994 — *Prince T.A.*, *Blidsten L.*, *Chakrabarty D.* // In: The Evolution of X-ray Binaries / Eds. S.S.Holt, C.S. Day. — New York: AIP Press. P. 235.

Pringle J.E., 1985 // In: Interacting Binary Systems. Chapter 1 / Eds. Pringle J.E., Wade R.A. — Cambridje Univ. Press.

Pringle J.E., 1991 // In: Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution / Eds. C. Lada and N. Kylafis. — Dordrecht: Kluwer. P. 437.

Pringle J.E., 1992 // In: Circumstellar Disks in Nonisotropic and Variable Outflows from Stars / Eds. L. Drissen, C. Leitherer, A. Note. ASP Conf. Series. V. 22. P. 14.

Pringle J.E., 1996 // MNRAS. V. 281. P. 357.

Pringle J.E., *Rees M.J.*, 1972 // Astron. Aph. V. 21. P. 1.

Prinja R.K. et al., 1990 — *Prinja R.K.*, *Barlow M.J.*, *Howarth I.D.* // ApJ. V. 361. P. 607.

Pszota G. et al., 2008 — *Pszota G.*, *Zhang H.*, *Yuan F.*, *Cui W.* // MNRAS. V. 389. P. 423.

Punsly B., 2001 // In: The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources. Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, Mexico, 9-11 October 2000; Astron and Space Sci Laboratory, V. 267 / Eds. A. Carramicana, O. Reimer, D.J. Tompson. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 271.

Pustynski V.-V., 2007 // Modeling the Reflection Effect in Precataclysmic Binary Systems. — Tartu: Tartu University Press.

Quantrell H. et al., 2003 — *Quantrell H.*, *Norton A.J.*, *Ash T.D.C. et al.* // Astron. Aph. V. 401. P. 313.

Radon J., 1917 // Ber. Verh. Suchs. Acad. Wiss. Leipzig Math. Phys. K1. V. 69. P. 262.

Rafert J.B., *Twigg L.W.*, 1980 // MNRAS. V. 139. P. 78.

Raguzova N.V., *Popov S.V.*, 2005 // Astron. Aph. Transactions. V. 24. P. 151.

Rahunen T., 1981 // Astron. Aph. V. 102. P. 81.

Rahvar S., *Habibi F.*, 2004 // ApJ. V. 610. P. 673.

Rahvar S., *Nouri-Zonoz M.*, 2003 // MNRAS. V. 338. P. 926.

Randall L., *Sundrom R.*, 1999 // Phys. Rev. Lett. V. 83. P. 4690.

Rappaport S., *Joss P.C.*, 1997, ApJ. V. 486. P. 453.

Rappaport S. et al., 1983 — *Rappaport S.*, *Verbunt F.*, *Joss P.* — ApJ. V. 275. P. 713.

Rappaport S. et al., 1995 — *Rappaport S.*, *Podsiadlowski P.*, *Joss P.C. et al.* // MNRAS. V. 273. P. 731.

Rasio F.A., *Livio M.*, 1996 — ApJ. V. 471. P. 366.

Rauw G. et al., 1996 — *Rauw G.*, *Vreux J.-M.*, *Gosset E. et al.* — Astron. Aph. V. 306. P. 771.

Rauw G. et al., 2004 — *Rauw G.*, *De Becker M.*, *Naze Y. et al.* — Astron. Aph. V. 420. L9.

Rauw G. et al., 2005 — *Rauw G.*, *Crowther P.A.*, *De Becker M. et al.* // Astron. Aph. V. 432. P. 985.

Rauw G. et al., 2007 — *Rauw G.*, *Manfroid J.*, *Gosset E. et al.* // Astron. Aph. V. 463. P. 981.

Rebassa-Mansergas A. et al., 2010 — *Rebassa-Mansergas A.*, *Gänsicke B.T.*, *Schreiber M.R.*, *Koester D.*, *Rodriguez-Gil P.* // MNRAS. V. 402. P. 620.

Rees M.J., 1982 // In: The Galactic Center, AIP Conf. Proc., V. 83 / Eds. G.R. Reigler, R.D. Blanford. — New York: American Inst. of Physics. P. 166.

Rees M.J., 1984 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 22. P. 471.

Refsdal S., *Weigert A.*, 1971 // Astron. Aph. V. 13. P. 367.

Reid I.N., 1996 // Astron.J. V. 111. P. 2000.

Reig P. et al., 2006 — *Reig P.*, *Papadakis I.E.*, *Shrader C.R.*, *Kazanas D.* // ApJ. V. 644. P. 424.

Reimer A., *Reimer O.*, 2007 // The First Glast Symposium. AIP Conference Proceedings. V. 921. P. 217.

Remillard R.A., 2001 // IAU Circ № 7707. P. 1.

Remillard R.A., *McClintock J.E.*, 2006 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 44. P. 49.

Remillard R.A. et al., 1992 — *Remillard R.A.*, *McClintock J.E.*, *Bailyn C.D.* // ApJ. Lett. V. 399. L145.

Remillard R. et al., 1996 — *Remillard R.*, *Orosz J.A.*, *McClintock J.*, *Baylin C.D.* // ApJ. V. 459. P. 226.

Revnivtsev M., *Sunyaev R.*, 2001 // IAU Circ. №7715, P. 1.

Reynolds A.P. et al., 1992 — *Reynolds A.P.*, *Bell S.A.*, *Hilditch R.W.* // MNRAS. V. 256. P. 631.

Reynolds A.P. et al., 1993 — *Reynolds A.P.*, *Hilditch R.W.*, *Bell S.A.*, *Hill G.* // MNRAS. V. 261. P. 337.

Reynolds A.P. et al., 1997 — *Reynolds A.P.*, *Quaintrell H.*, *Still M.D. et al.* // MNRAS. V. 288. P. 43.

Reynolds A.P. et al., 1999 — *Reynolds A.P.*, *Owens A.*, *Kaper L. et al.* // Astron. And Aph. V. 349. P. 873.

Ribas I., *Miralda-Escude J.*, 2007 // Astron. Aph. V. 464. P. 779.

Ribo M. et al., 2005 — *Ribo M.*, *Combi J.A.*, *Mirabel I.F.* // In: Proc. Astrophys. Space Sci. V297, Multiwavelength Approach to Unidentified Gamma Ray Sources / Eds. Cheng K.S., Romero G.E. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 143.

Richardson D. et al., 2002 // Astron. J. V. 123. P. 475.

Ridgway S.T.,, 1981 // 3-rd Symp. On Recent Adv. Observ. Astron. Mexico: Ensenada, P. 81.

Ritter H., *Kolb U.*, 1998 // Astron. Aph. Suppl. V. 129. P. 83.

Robert C. et al., 1989 — *Robert C.*, *Moffat A.F.J.*, *Bastein P. et al.* // ApJ. V. 347. P. 1034.

Robert C. et al., 1990 — *Robert C.*, *Moffat A.F.J.*, *Bastein P. et al.* // ApJ. V. 359. P. 211.

Roberts A., 1906 // MNRAS. V. 66. P. 123.

Roberts T.P., *Warwick R.S.*, 2000 // MNRAS. V. 315. P. 98.

Roberts T.P. et al., 2001 — *Roberts T.P.*, *Goad M.R.*, *Ward M.J. et al.* // MNRAS. V. 325. L7.

Robertson S.L., *Leiter D.J.*, 2002 // ApJ. V. 565. P. 447.

Robinson E.L. et al., 1993 — *Robinson E.L.*, *Marsh T.R.*, *Smak J.* // In: Accretion Disks in Compact Stellar Systems / Ed. J.C. Weeler. — Singapore: World Sci. Publ. P. 75.

Roche E.A., 1873 // Ann. de l'Acad. Sci. Montpellier. V. 8. P. 235.

Rodono M., 1992 // In: Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars, (Y.Kondo, R.F.Sistero, R.S.Polidan, eds), Symp. IAU №151. — Dordrecht: Kluwer. P. 71.

Rodriguez L.F., *Mirabel I.F.*, 1997 // ApJ. V. 474. L123.

Rodriguez L.F., *Mirabel I.F.*, 2001 // in The Nature of Unidentified Galactic High-Energy Gamma-Ray Sources. Proc. of the Workshop, Tonantzintla, Puebla, Mexico, 9–11 October 2000; Astrophys. and Space Sci Laboratory, V267 / Eds. A. Carramicana, O. Reimer, D.J. Tompson. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 245.

Rogers R.I., *Iglesias C.A.*, 1992 // ApJ. Suppl. V. 79. P. 507.

Romano P. et al., 2008 — *Romano P.*, *Sidoli L.*, *Mangano V. et al.* // ApJ. V. 680. L137.

Rossiter R.A., 1924 // ApJ. V. 60. P. 15.

Rotschild R.E. et al., 1974 — *Rotschild R.E.*, *Boldt E.A.*, *Holt S.S.*, *Serlemitsos P.J.* // ApJ. V. 189. L13.

Rowe J.F. et al., 2006 // ApJ. V. 646. P. 1241.

Rubin B.C. et al., 1996 — *Rubin B.C.*, *Finger M.H.*, *Harmon B.A. et al.* // ApJ. V. 459. P. 259.

Rucinski S.M., 1969a // Acta Astron. V. 19. P. 125.

Rucinski S.M., 1969b // Acta Astron. V. 19. P. 245.

Rucinski S.M., 1970 // Acta Astron. V. 20. P. 327.

Rucinski S.M., 1973 // Acta Astron. V. 23. P. 301.

Rucinski S.M., 1985 // In: Interacting Binary Stars / Eds. P.P.Eggleton and J.E. Pringle. — D.Reidel Publ. Co. P. 85, 113.

Rudkjobing M., 1959 // Ann. d'Astrophys. V. 22. P. 111.

Rudy R.J., *Kemp J.C.*, 1976 // ApJ. V. 207. L125.

Ruffini R. et al., 2001 // ApJ. V. 555. L113.

Ruiter A.J. et al., 2009 — *Ruiter A.J.*, *Belczynski K.*, *Fryer C.* // ApJ. V. 699. P. 2026.

Russell H.N., 1914 // ApJ. V. 40. P. 282.

Russell H.N., 1928 // MNRAS. V. 88. P. 642.

Russell H.N., 1948 // ApJ. V. 108. P. 388.

Russell H.N., *Merrill J.E.*, 1952 // Contributions, from the Princeton University Observatory, № 26.

Safonova M. et al., 2001 — *Safonova M.*, *Torres D.F.*, *Romero G.E.* // Physical Review D. V. 65, id. 023001.

Salaris M. et al., 2000 — *Salaris M.*, *Garcia-Berro E.*, *Hernanz M.*, *Isern J.*, *Saumon D.* // ApJ. V. 544. P. 1036.

Salpeter E.E., 1964 // ApJ. V. 140. P. 796.

Samimi J. et al., 1979 // Nature V. 278. P. 434.

Sana H. et al., 2003 — *Sana H.*, *Hensberge H.*, *Rauw G.*, *Gosset E.* // Astron. Aph. V. 405. P. 1063.

Sanchez-Fernandez C. et al., 2002 // IAU Circ. №7989. P. 1.

Sandquist E.L. et al., 2000 — *Sandquist E.L.*, *Taam R.E.*, *Burket A.* // ApJ. V. 533. P. 984.

Sarma M.B.K. et al., 1996 — *Sarma M.B.K.*, *Vivekananda Rao P.*, *Abhyankar K.D.* // ApJ. V. 458. P. 371.

Savonije G.L., 1978 // Astron. Aph. V. 62. P. 317.

Sawada K. et al., 1986 — *Sawada K.*, *Matsuda T.*, *Hachisu I.* // MNRAS. V. 219. P. 75.

Sazhin M.V. et al., 1996 — *Sazhin M.V.*, *Yagola A.G.*, *Yakubov A.V.* // Phys. Lett., A. V. 219. P. 199.

Sazonov S.Y. et al., 1994 — *Sazonov S.Y.*, *Sunyaev R.A.*, *Lapshov V.F. et al.* // Astron. Lett. V. 20. P. 787.

Scarfe C.D., 1986 // Roy. Astron. Soc. Can. V. 80. P. 257.

Schaerer D., *Maeder A.*. 1992 // Astron. Aph. V. 263. P. 129.

Schaller G. et al., 1992 — *Schaller G.*, *Shaerer D.*, *Meynet G.*, *Maeder A.* // Astron. Aph. Suppl V. 96. P. 269.

Schandl S., 1996 // Astron. Aph. V. 307. P. 95.

Shaposhnikov N., *Titarchuk L.*, 2009 // ApJ. V. 699. P. 453.

Shaposhnikov N. et al., 2011 — *Shaposhnikov N.*, *Swank J.H.*, *Markwardt C.*, *Krimm H.* // arXiv: 1103,0531.

Schatsman E., 1962 // Ann. Aph. V. 25. P. 18.

Schlesinger F., 1908 // Publ. Allegheny Obs. V. 1. P. 3.

Schmid-Burgk J. et al., 1981 — *Schmid-Burgk J.*, *Scholz M.*, *Wehrse R.* // MNRAS. V. 194. P. 383.

Schmidt H., 1997 // In: White Dwarfs / Eds. J. Isern, M. Hermanz, E. Garcia-Berro, Proc. of the 10-th European Workshop on White Dwarfs. P. 3.

Schmutz W. et al., 1996 — *Schmutz W.*, *Geballe T.R.*, *Schild H.* // Astron. Aph. V. 111. L25.

Schmutz W. et al., 1998 — *Schmutz W.*, *Hamann W.-R.*, *Wessolowski U.* // Astron. Aph. V. 210. P. 236.

Schnieder P. et al., 1992 — *Schnieder P.*, *Ehlers J.*, *Falko E.E.* // Gravitational Lenses. — Berlin.

Schnurr O. et al., 2008 — *Schnurr O.*, *Casoli J.*, *Chene A.-N. et al.* // MNRAS. V. 389. L38.

Schnurr O. et al., 2009 — *Schnurr O.*, *Moffat A.F.J.*, *Villar-Sbaffi A. et al.* // MNRAS. V. 395. P. 823.

Schodel R. et al., 2002 // Nature. V. 419. P. 694.

Schwarzschild K., 1900 // A.N. V. 152. P. 65.

Schweickhardt J. et al., 1999 — *Schweickhardt J., Schmutz W., Stahl O. et al.* // Astron. Aph. V. 347. P. 127.

Seaton M.J. et al., 1992 — *Seaton M.J., Zeippen C.J., Tully J.A. et al.* // Rev. Mech. Astron y astrofis. V. 23. P. 19.

Sguera V. et al., 2005 — *Sguera V., Barlow E.J., Bird A.J. et al.* // Astron. Aph. V. 444. P. 221.

Shahbaz T., 1998 // MNRAS. V. 298. P. 153.

Shahbaz T., 2003 // MNRAS. V. 339. P. 1031.

Shahbaz T., Kuulkers E., 1998 // MNRAS. V. 295. L1.

Shahbaz T., Watson C.A., 2007 // Astron. Aph. V. 474. P. 969.

Shahbaz T. et al., 1994a — *Shahbaz T., Naylor T., Charles P.A.* // MNRAS. V. 268. P. 756.

Shahbaz T. et al., 1994b — *Shahbaz T., Reingwald F.A., Bunn J.C. et al.* // MNRAS. V. 271. L10.

Shahbaz T. et al., 1996 — *Shahbaz T., Naylor T., Charles P.A.* // MNRAS. V. 282. P. 1437.

Shahbaz T. et al., 1997 — *Shahbaz T., Naylor T., Charles P.A.* // MNRAS. V. 285. P. 607.

Shahbaz T. et al., 1998 — *Shahbaz T., Thorstensen J.R., Charles P.A., Sherman N.D.* // MNRAS. V. 296. P. 1004.

Shahbaz T. et al., 1999a — *Shahbaz T., van den Hooft F., Casares J., Charles P.A., van Paradijs J.* // MNRAS. V. 306. P. 89.

Shahbaz T. et al., 1999b — *Shahbaz T., Kuulkers E., Charles P.A. et al.* // Astron. Aph. V. 344. P. 101.

Shahbaz T. et al., 2001 — *Shahbaz T., Fender R., Charles P.A.* // Astron. Aph. V. 376. L17.

Shakhovskoy N.M., Efimov Yu.S., 1975 // In: Variable Stars and Stellar evolution. IAU Symp. № 67 / Eds. Sherwood V.E., Plaut L. — Dordrecht-Boston: Reidel D. P. 487.

Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973 // Astron. Aph. V. 24. P. 337.

Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1976 // MNRAS. V. 175. P. 613.

Shakura N.I. et al., 2012 — *Shakura N.I., Postnov K.A., Kochetkova A.Yu., Hjalmarsdotter L.* // MNRAS. V. 420. P. 216.

Shapiro S.L., Lightman A.P., 1976 // ApJ. V. 204. P. 555.

Shapiro S.L., Teukolsky S.A., 1983 // Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars; The Physics of Compact Objects. — New York: John Wiley and Sons.

Shara M.M. et al., 1991 — *Shara M.M., Smith L.F., Potter M. et al.* // Astron.J. V. 102. P. 716.

Shatsky N., 2001 // Astron. Aph. V. 380. P. 238.

Shaviv G., Salpeter E.E., 1973 // ApJ. V. 184. P. 191.

Shaw J.S., 1994 // Mem. S.A. It. V. 65. P. 1.

Shellen I.A.G. et al., 2009 — *Shellen I.A.G., de Mooij E.J.W., Albrecht S.* // Nature V. 459. P. 543.

Shevalier R.A., 1993 // ApJ. V. 411. L33.

Shima E. et al., 1985 — *Shima E., Matsuda T., Takeda H., Sawada K.* // MNRAS. V. 217. P. 367.

Shipman H.L., 1979 // ApJ. V. 228. P. 240.

Shklovsky I.S., 1967 // ApJ. V. 148. L1.

Shore S.N., Brown D.N., 1988 // ApJ. V. 334. P. 1021.

Shore S.N. et al., 1994 — *Shore S.N., Livio M., van den Heuvel E.P.J.*. Interacting Binaries. — Berlin-Budapest: Springer-Verlag.

Shporer A. et al., 2007 *Shporer A., Hartman J., Mazeh T., Pietsch W.* // Astron. Aph. V. 462. P. 1091.

Shu F.H. et al., 1990 — *Shu F.H., Tremaine S., Adams F.C., Ruden S.P.* // ApJ. V. 358. P. 495.

Shulberg, A. M., 1973 // Limb Darkening of Spherical stars, in Tsessevich V.P. (ed) Eclipsing Variable Stars, Wiley, New-York.

Sidoli L. et al., 2008 — *Sidoli L.*, *Romano P.*, *Mangano V. et al.* // ApJ. V. 687. P. 1230.

Sidoli L. et al., 2009a — *Sidoli L.*, *Romano P.*, *Ducci L. et al.* // MNRAS. V. 397. P. 1528.

Sidoli L. et al., 2009b — *Sidoli L.*, *Romano P.*, *Esposito P. et al.* // MNRAS. V. 400. P. 258.

Siess L. et al., 2000 — *Siess L.*, *Dufour E.*, *Forestini M.* // Astron. Aph. V. 358. P. 593.

Sigel C.L., 1936 // Trans. Am. Math. Soc. V. 39. P. 225.

Silber A.D., 1992 // Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Techology.

Silverman J.M., *Filippenko A.V.*, 2008 // ApJ. V. 678. L17.

Simmons J.E.L. et al,, 1995 — *Simmons J.E.L.*, *Willis J.P.*, *Newsam A.M.* // Astron. Aph. V. 293. L46.

Sinvhal S.D., *Srivastava J.B.*, 1978, Ap. Sp. Sci. V. 54. P. 239.

Sion E.M. et al., 1994 — *Sion E.M.*, *Long K.S.*, *Szkody P.*, *Huang M.* // ApJ. V. 430. L53.

Skinner S. et al., 1995 — *Skinner S.*, *Nagase F.*, *Koyama K.*, *Maeda Y.*, *Tsuboi Y.* // In: IAU Symp. № 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution. / Eds. K.A. van der Hucht and P.M. Williams. — Dordrecht: Kluwer. P. 471.

Skumanicz L.A., 1972 // ApJ. V. 171. P. 565.

Skyrme T.H.R., 1962 // Proc. Roy. Soc. London A V. 267. P. 127.

Smak J., 1970 // Acta Astron. V. 20. P. 312.

Smak J., 1984 // Acta Astron. V. 34. P. 93.

Smith D.A., *Dhillon V.S.*, 1998 // MNRAS. V. 301. P. 767.

Smith L.E. et al., 1994 — *Smith L.E.*, *Meynet G.*, *Mermilliod J.-C.* // Astron. Aph. V. 287. P. 835.

Smith L.F., *Maeder A.*, 1989 — Astron. Aph. V. 211. P. 71.

Sobolev V.V., 1963. A Treatise on Radiative Transfer. — Princeton: D. van Nostrand and Co. Inc.

Sobolev V.V., 1963 // Soviet Astron. V. 6. P. 497.

Soker N., 2000 // Astron. Aph. V. 357. P. 557.

Soker N., *Livio M.*, 1984 // MNRAS. V. 211. P. 927.

Solhein J., 2010 // PASP. V. 122. P. 1133.

Southworth J., 2008 // MNRAS. V. 386. P. 1644.

Southworth J., 2011 // MNRAS. V. 417. P. 2166.

Southworth J., 2012 // MNRAS. V. 426. P. 1291.

Southworth J., *Clausen J.V.*, 2007 // Astron. Aph. V. 461. P. 1077.

Southworth J. et al., 2004a — *Southworth J.*, *Maxted P.F.L.*, *Smalley B.* // MNRAS. V. 349. P. 547.

Southworth J. et al., 2004b — *Southworth J.*, *Maxted P.F.L.*, *Smalley B.* // MNRAS. V. 351. P. 1277.

Southworth J. et al., 2004c — *Southworth J.*, *Zucker S.*, *Maxted P.F.L.*, *Smalley B.* // MNRAS. V. 355. P. 986.

Southworth J. et al., 2005a — *Southworth J.*, *Smalley B.*, *Maxted P.F.L.*, *Claret A.*, *Etzel P.B.* // MNRAS. V. 363. P. 529.

Southworth J. et al., 2005b — *Southworth J.*, *Maxted P.F.L.*, *Smalley B.* // Astron. Aph. V. 429. P. 645.

Sowers J.W. et al., 1998 — *Sowers J.W.*, *Gies D.R.*, *Bagnuolo W.G. et al.* // ApJ. V. 506. P. 424.

Splaver E.M. et al., 2002 — *Splaver E.M.*, *Nice D.J.*, *Arzoumanian Z. et al.* // ApJ. V. 581. P. 509.

Spruit H.C., 1998 // astro-ph/9806141.

Spruit H.C., *Ritter H.*, 1983 // Astron, Aph. V. 124. P. 267.

Spruit H.C., *Taam R.E.*, 2001 // ApJ. V. 548. P. 900.

Srinivasan G., 2001 // In: Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostics, Demography and Formation, ESO Astrophys. Symposia / Eds. L. Kaper, E.P.J. van den Heuvel, P.A. Woudt. — Berlin: Springer. P. 45.

Stairs I.H. et al., 2001 // MNRAS. V. 325. P. 979.

Stairs I.H. et al., 2002 — *Stairs I.H.*, *Thorsett S.E.*, *Taylor J.H.*, *Wolszczan A.* // ApJ. V. 581. P. 501.

Stairs I.H. et al., 2004 — *Stairs I.H.*, *Thorsett S.E.*, *Arzoumanian Z.* // Phys. Rev. Lett. V. 93, id. 141101.

Stairs I.H. et al., 2008 — *Stairs I.H.*, *Kramer M.*, *Manchester R.N. et al.* // In: Short-Period Binary Stars: Observations, Analyses and Results / Eds. E.F. Milone, D.A. Leahy, D.W. Hobill. — Springer: Astrophys. Space Phys. Library. P. 53.

Staniucha M., 1979 // Acta Astron. V. 29. P. 587.

Stark M.J., *Saia M.*, 2003 // ApJ. V. 587. L101.

Steeghs D., 1996 // MNRAS. V. 281. P. 626.

Steeghs D., *Jonker P.G.*, 2007 // ApJ. V. 669. L85.

Steeghs D. et al., 1997 — *Steeghs D.*, *Harlaftis E.T.*, *Horne K.* // MNRAS. V. 290. L28.

Sterne T.E., 1934 // Harv.Circ.Nos. V. 386. P. 387.

Sterne T.E., 1939 // MNRAS. V. 99. P. 451.

Sterne T.E., 1940 // Proceed. Nat. Acad. Sci V. 26. P. 36 (Harvard. Repr. 191).

Stevens I.R. et al., 1992 — *Stevens I.R.*, *Blondin J.M.*, *Pollock A.M.T.* // ApJ. V. 386. P. 265.

Stirling A.M. et al., 2001 // MNRAS. V. 327. P. 1273.

St.-Louis N. et al., 1987 — *St-Louis N.*, *Drissen L.*, *Moffat A.F.J. et al.* // ApJ. V. 322. P. 870.

St.-Louis N. et al., 1988 — *St-Louis N.*, *Moffat A.F.J.*, *Drissen L. et al.* // ApJ. V. 330. P. 286.

St.-Louis N. et al., 1993 — *St-Louis N.*, *Moffat A.F.J.*, *Lapointe L. et al.* // ApJ. V. 410. P. 342.

St.-Louis N. et al., 1996 — *St.-Louis N.*, *Hill G.*, *Moffat A.F.J.*, *Bortzakos P.*, *Antokhin I.* // In: Proc. 33-d Liege Intern. Astrophys. Coll. Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution / Eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Frainpont-Caro, E. Gosset, G. Rauw. — Liege. P. 331.

Stock R., 1989 // Nature V. 337. P. 319.

Stone R.C., 1979 // ApJ. V. 233. P. 520.

Stone R.E., 1982 // ApJ. V. 261. P. 208.

Stothers R., 1974 // ApJ. V. 194. P. 651.

Stothers R., *Chin C.*, 1985 // ApJ. V. 292. P. 222.

Stothers R.B., *Chin C.*, 2000 // ApJ. V. 540. P. 1041.

Stover R.J., 1981 // ApJ. V. 248. P. 684.

Struve O., 1925 // MNRAS. V. 86. P. 63.

Struve O., 1948a // Ann. Aph. V. 11. P. 117.

Struve O., 1948b // PASP. V. 60. P. 160.

Struve O., 1950. Stellar Evolution — Princeton, New Jersey.

Struve O., 1953 // In Cinquieme Colloque International d'Astrophysique Liege, Belgium, Liege. P. 236.

Stuwart G.C. et al., 1987 — *Stuwart G.C.*, *Watson M.G.*, *Matsuoka M. et al.* // MNRAS. V. 228. P. 293.

Suleymanov V.F., 1992 // Astron. Aph. Trans. V. 2. P. 197.

Summers L.K. et al., 2003 — *Summers L.K.*, *Stevens I.K.*, *Stickland D.K.*, *Heckman T.M.* // MNRAS. V. 342. P. 690.

Sunyaev R., 1991 // IAU Circ № 5179.

Sunyaev R. et al., 1992 — *Sunyaev R.*, *Churazov E.*, *Gilfanov M. et al.* // ApJ. Lett. V. 389. L75.

Sunyaev R.A. et al., 1991 — *Sunyaev R.A.*, *Churazov E.*, *Gilfanov M. et al.* // Astron. Aph. V. 247. L29.

Sunyaev R.A. et al., 1992 — *Sunyaev R.A.*, *Churazov E.*, *Gilfanov M. et al.* // ApJ. V. 389. L75.

Sunyaev R.A. et al., 1993 — *Sunyaev R.A.*, *Kaniovsky A.S.*, *Borozdin K.N. et al.* // Astron. Aph. V. 280. L1.

Sutantyo W., 1999 // Astron. Aph. V. 344. P. 505.

Swank L.H. et al., 1978 — *Swank L.H.*, *Boldt E.A.*, *Holt S.S. et al.* // ApJ., V. 226. L133.

Swings P.Z., 1936 // Z. Astrophys. V. 12. P. 40.

Szkody P., *Mateo M.*, 1986 // Astron. J. V. 92. P. 483.

Szkody P. et al., 2004 — *Szkody P.*, *Henden A.*, *Fraser O. et al.* // Astron. J. V. 128. P. 1882.

Szostek A. et al., 2008 — *Szostek A.*, *Zdziarski A.A.*, *McCollough M.L.* // MNRAS. V. 388. P. 1001.

Szostek A., *Dubus G.*, 2011 // MNRAS. V. 411. P. 193.

Taam R.E., *Sandquist E.L.*, 2000 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 38. P. 113.

Taam R.E., *Spruit H.C.*, 2001 // ApJ. V. 561. P. 329.

Tagieva S.O. et al., 2000 // Astron. Astrophys. Transactions V. 19. P. 123.

Takizawa M. et al., 1997 — *Takizawa M.*, *Dotani T.*, *Mitsuda K. et al.* // ApJ. V. 489. P. 272.

Tanaka J., 1999 // In: Disk Instabilities in Close Binary Systems / Eds. S. Mineshige and J.C. Weeler. — Tokyo: University Academic Press INC. P. 21.

Tanaka T., 2003 // Progr. Theor. Phys. Suppl. V. 148. P. 307.

Tanaka Y., 1989 // In: 23-d ESLAB Symp., Noordwijk, ESA / Eds. J. Hunt and B. Battrik. V. 1. P. 3.

Tanaka Y., *Lewin W.H.G.*, 1995 // In: X-ray Binaries / Eds. W.H.G. Lewin et al. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 126.

Tanaka Y., *Shibazaki N.*, 1996 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 34. P. 607.

Tanaka Y. et al., 1991 — *Tanaka Y.*, *Makino F.*, *Dotani T. et al.* // In: Proc. of Workshop on Nova Muscae 1991, Danish Space Res. Inst., Lyngby / Ed. S. Brandt. P. 125.

Tananbaum H. et al.,1972 — *Tananbaum H.*, *Gursky H.*, *Kellog E.M. et al.* // ApJ. Lett. V. 174. L143.

Taniguchi Y. et al., 2000 — *Taniguchi Y.*, *Shioya Y.*, *Tsuru T.G.*, *Ikeuchi S.* // // Publ. Astron. Soc. Japan. V. 52. P. 533.

Tapia S., 1977 // ApJ. V. 212. L125.

Tassoul J.L., 1978. Theory of Rotating Stars, Princeton Series in Astrophysics. — Princeton, NJ: Princeton University Press.

Tassoul J.L., 1987 // ApJ. V. 322. P. 856.

Tassoul J.L., 1988 // ApJ. V. 324. L71.

Tassoul J.L., 1995 // ApJ. V. 444. P. 338.

Tavani M., 1991 // ApJ. V. 366. L27.

Tavani M. et al., 1996 — *Tavani M.*, *Fruchter A.*, *Zhang S.N. et al.* // ApJ. V. 473. L103.

Taylor J.H., 1994 // Rev. Mod. Phys. V. 66. P. 711.

Taylor J.H., *Weisberg J.M.*, 1989 // ApJ. V. 345. P. 434.

Thorne K., *Zytkov A.N.*, 1977 // ApJ. V. 212. P. 832.

Thorne K.S. et al., 1986 — *Thorne K.S.*, *Price R.H.*, *Macdonald D.A.*(eds.). Black Holes: The Membran Paradigm. — New Haven: Yalle Univ. Press.

Thorsett S.E., *Chakrabarty D.*, 1998 // ApJ. V. 512. P. 288.

Thorsett S.E. et al., 1993 — *Thorsett S.E.*, *Arzoumanian Z.*, *McKinnon M.M.*, *Taylor J.H.* // ApJ. V. 405. L29.

Thorstensen J.R. et al., 2002 — *Thorstensen J.R.*, *Fenton W.H.*, *Patterson J. et al.* // PASP. V. 114. P. 1117.

Timmes F.X. et al., 1996 — *Timmes F.X.*, *Woosley S.E.*, *Weaver T.A.* // ApJ. V. 457. P. 834.

Tingay S.J. et al., 1995 // Nature, V. 374. P. 141.

Titarchuk L., 1994 // ApJ. V. 434. P. 570.

Titarchuk L., *Osherovich V.*, 2000 // ApJ. V. 542. L111.

Titarchuk L., *Shaposhnikov N.*, 2010 // ApJ., V. 724. P. 2, 1147.

Tokovinin A.A., 1997 // Astron. Aph. Suppl. V. 124. P. 75.

Tokovinin A.A., 2004 // IAU Coll. No 191, Rev. Mex. Astron. Astrofis. / Eds. C. Scarfe, C. Allen. V. 21. P. 7.

Tokovinin A.A., 2008a // MNRAS. V. 389. P. 925.

Tokovinin A.A., 2008b // Multiple Stars Across the H-R Diagram. — Berlin: Springer. P. 3.

Tokovinin A.A. et al., 2006 — *Tokovinin A.A.*, *Thomas S.*, *Sterzik M.*, *Urdy S.* // Astron. Aph. V. 450. P. 68.

Tomkin J., *Popper D.M.*, 1986 // Astron. J. V. 91. P. 1428.

Tomsick J.A. et al., 2002 — *Tomsick J.A.*, *Heindl W.A.*, *Chakrabarty D.*, *Caaret P.* // ApJ. V. 581. P. 570.

Torok G. et al., 2005 — *Torok G.*, *Abramovicz M.A.*, *Kluzniak W.*, *Stuchlik Z.* // Astron. Aph. V. 436. P. 1.

Torres G. et al., 1992 — *Torres G.*, *Latham D.W.*, *Mareh T. et al.* // IAU Symp. No 151, «Evolutionary Process in Interacting Binary Stars» / Eds. Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan. — Dordrecht: Kluwer. P. 491.

Tout C., 1996 // In: Accretion Disk Viscosity in Cataclysmic Variables and Related Objects / Eds. A. Evans, J.H. Wood, eds. — Dordrecht: Kluwer, P. 97.

Tout C.A., 1991 // MNRAS. V. 250. P. 701.

Trimble V., 1974 // Astron J. V. 79. P. 967.

Trimble V., 1990 // MNRAS. V. 242. P. 79.

Trimble V.L., *Thorne K.S.*, 1969 // ApJ. V. 156. P. 1013.

Trushkin S.A., 2000 // Astron. Aph. Transactions V. 19. P. 525.

Tsumeni H. et al., 1989 — *Tsumeni H.*, *Kitamoto S.*, *Roussel-Dupre D.* // ApJ. V. 337. L81.

Turcotte S. et al., 2000 — *Turcotte S.*, *Richer J.*, *Michaud G.*, *Christensen-Dalsgaard J.* // Astron. Aph. V. 360. P. 603.

Tuthill P.G. et al., 1999 — *Tuthill P.G.*, *Monnler J.D.*, *Danchi W.C.* // Nature. V. 398. P. 487.

Tutukov A.V., 1978 // Astron. Aph. V. 70. P. 57.

Tutukov A.V., *Yungelson L.R.*, 1979 // Astron. Aph. V. 29. P. 665.

Tutukov A.V., *Yungelson L.R.*, 1994 // MNRAS. V. 268. P. 871.

Udalski A. et al., 1998 — *Udalski A.*, *Soszynski I.*, *Szymanski M. et al.* // Acta Astron. V. 48. P. 563.

Udry S., *Santos N.C.*, 2007 // Ann. Rev. Astron. Aph. V. 45. P. 397.

Uemura M. et al., 2000 — *Uemura M.*, *Kato T.*, *Matsumoto K. et al.* // Publ. Astron. Soc. Japan. V. 52. L15.

Uitterdijk J., 1932 // BAN. V. 6, № 237.

Underhill A.B., 1991 // ApJ. V. 383. P. 729.

Unsold A., 1955. Physik der Sternatmospheren, , Berlin–Gottingen–Heidelberg: Springer.

Ushida Y, *Shibata K.*, 1985 // Publ. Astron. Soc. Japan, V. 37. P. 515.

Usov V.V., 1990 // Ap. Sp. Sci. V. 167. P. 297.

Usov V.V., 1991 // MNRAS. V. 252. P. 19.

Usov V.V., 1992 // ApJ. V. 389. P. 635.

Usov V.V., 1995 // In: Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution / Eds. K.A. van der Hucht and P.M. Williams. IAU Symp, № 163. — Dordrecht: Kluwer. P. 495.

Usov V.V., *Merlose D.B.*, 1992, ApJ. V. 395. P. 575.

Vacca W.D. et al., 2007 — *Vacca W.D.*, *Sheehy C.D.*, *Graham J.R.* // ApJ. V. 662. P. 272.

Valenti J.A. et al., 1995 — *Valenti J.A.*, *Butler R.P.*, *Marcy G.W.* // PASP. V. 107. P. 966.

Valsecchi F. et al., 2010 — *Valsecchi F.*, *Glebbeek E*, *Farr W.M*, *Fragos T.*, *Willems B.*, *Orosz J.A.*, *Liu J.* // Nature. V. 468. P. 77.

Valtonen M.J., 2008 // OJ287: A. Binary Black Hole System, in The Nuclear Region, Host Galaxy and Environment of Active Galaxies, Proc. of Int. Symp. Held in Huatulco, Oaxaca, Mexico in april 18-20, 2007, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica. V.32, P.22.

Van Albada T.C., 1968 // Bull. Astron. Inst. Netherlands V. 20. P. 47.

Van Beveren D., 1991 // Space Sci. Rev. V. 56. P. 249.

Van den Heuvel E.P.J., 1976 // In: Structure and Evolution of Close Binary Systems / Eds. P.P. Eggleton, B. Mitton, J. Whelan. — Dordrecht: Reidel Publ. Comp. P. 35.

Van den Heuvel E.P.J., 1994 // In: Shore S.N. et al. Interacting Binaries. — Berlin-Budapest: Springer-Verlag. P. 267.

Van den Heuvel E.P.J., *De Loore C.*, 1973 // Astron. Aph. V. 25. P. 387.

Van den Heuvel E.P.J., *Habets G.M.H.J.*, 1984 // Nature. V. 309. P. 598.

Van den Heuvel E.P.J., *Heize J.*, 1972 // Nature. Phys. Sci. V. 239. P. 67.

Van den Heuvel E.P.J., *van Paradijs J.*, 1988 // Nature. V. 334. P. 227.

Van den Heuvel E.P.J., *Yoon S.-C.*, 2007 // Ap. Sp. Sci. V. 311. P. 177.

Van der Klis M., 1994, ApJ. Suppl. Ser. V. 92. P. 511.

Van der Klis M., 1997, in D.T. Wickramasinghe (ed.), Accretion Phenomena and Related Outflows. IAU Colloq. 163, ASP Conf. Series, V. 121. P. 347.

Van der Klis M. et al., 1985 — *Van der Klis M.*, *Clousen J.N.*, *Jensen K. et al.* // Astron. Aph. V. 151. P. 322.

Van der Hooft F.F. et al., 1998 — *Van der Hooft F.F.*, *Heemskerk M.H.M.*, *Alberts F.*, *van Paradijs J.* // Astron. Aph. V. 329. P. 538.

Van der Hucht K.A., 2001 // New Astron. Rev. V. 45. P. 135.

Van der Hucht K.A. et al., 2003 — *Van der Hucht K.A.*, *Herrero A.*, *Esteban C.* (eds.) // A Massive Star Odissey: from Main Sequence to Supernova, IAU Symp. № 212, ASP Conf. Series, Paris-France.

Van Hamme W., 1993 // Astron. J. V. 106. P. 2096.

Van Hamme W., *Wilson R.E.*, 1994 // Mem Soc. Astron. Italiana. V. 65. P. 89.

Van Kerkwijk M.H., 1993 // Astron. Aph. V. 276. L9.

Van Kerkwijk M.H., *Kulkarni S.R.*, 1999, ApJ. V. 516. L25.

Van Kerkwijk M.H. et al., 1992 — *Van Kerkwijk M.H.*, *Charles P.A.*, *Geballe T.R. et al.* // Nature V. 355. P. 703.

Van Kerkwijk M.H. et al., 1995 — *Van Kerkwijk M.H.*, *van Paradijs J.*, *Zuiderwijk E.J.* // Astron. Aph. V. 303. P. 497.

Van Kerkwijk M.H. et al., 1996 — *Van Kerkwijk M.H.*, *Bergeron P.*, *Kulkarni S.R.* // ApJ. V. 467. L89.

Van Kerkwijk M.H. et al., 2005 // ASP Conf. V. 328. P. 357.

Van Paradijs J., 1995 // In: X-ray Binaries / Eds. W.H.G. Lewin et al. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 536.

Van Paradijs J., *McClintock J.E.*, 1994 // ApJ. V. 290. P. 113.

Van Paradijs J., *Verbunt F.*, 1984 // In: High Energy Transients in Astrophysics / Eds. S.E. Woosley. AIP Conf. Ser. Proc. № 115, AIP. New-York. P. 49.

Van Paradijs J. et al., 1977 — *Van Paradijs J.*, *Zuiderwijk E.J.*, *Takens R.J.*, *Hammerschlag-Hensberge G.* // ApJ. Suppl. Ser. V. 30. P. 195.

Van Paradijs J. et al., 1980 — *Van Paradijs J.*, *Verbunt F.*, *van den Linden T. et al.* // ApJ. V. 241. L161.

Van Paradijs J. et al., 1987 — *Van Paradijs J.*, *Verbunt F.*, *Shafer R.A.*, *Arnaud K.A.* // Astron. Aph. V. 182. P. 47.

Van Paradijs J. et al., 1996 — *Van Paradijs J.*, *Zhang W.*, *Marshall F. et al.* // IAU Circ. № 6336.

Van Straten W. et al., 2001 — *Van Straten W.*, *Bailes M.*, *Britton M.C. et al.* // Nature. V. 412. P. 158.

Van't Veer F., 1975 // Astron. Aph. V. 40. P. 167.

Van't Veer F., 1979 // Astron. Aph. V. 80. P. 287.

Van't Veer F., *Maceroni C.*, 1989 // Astron. Aph. V. 220. P. 128.

Vanbeveren D., *de Loore C.*, 1994 // Astron. Aph. V. 290. P. 129.

Vanbeveren D. et al., 1998 — *Vanbeveren D.*, *De Loore C.*, *Van Rensbergen W.* // The Astron. Aph. Rev. V. 9. P. 63.

Vanko M. et al., 2006 — *Vanko M.*, *Tremko J.*, *Pribulla T. et al.* // Ap. Sp. Sci. V. 304. P. 133.

Vaz L.P.R., 1985 // Ap. Sp. Sci. V. 113. P. 349.

Verbiest J.P.W. et al., 2008 — *Verbiest J.P.W.*, *Bailes M.*, *van Straten W. et al.* // ApJ. V. 679. P. 675.

Verbunt F., 1993 // Annual Rev. Astron. Aph. V. 31. P. 93.

Verbunt F., *Zwaan C.*, 1981 // Astron. Aph. V. 100. L7.

Verbunt F. et al., 1994 — *Verbunt F.*, *Belloni T.*, *Johnston H.M. et al.* // Astron. Aph. V. 285. P. 903.

Vikhlinin A. et al., 1992 — *Vikhlinin A.*, *Finogenov A.*, *Sitdikov A. et al.* // IAU Circ. № 5608.

Vikhlinin A. et al., 1994 — *Vikhlinin A.*, *Churazov E.*, *Gilfanov M. et al.* // ApJ. V. 424. P. 395.

Vilhu O., 1982 // Astron. Aph. V. 109. P. 17.

Vilhu O., 1992 // In: Evolutionary Processes in Interacting Binary Stars / Eds. Y. Kondo, R.F. Sistero, R.S. Polidan. IAU Symp № 151. — Dordrecht: Kluwer. P. 61.

Vilhu O. et al., 2009 — *Vilhu O.*, *Hakala P.*, *Hannikainen D.C. et al.* // Astron. Aph. V. 501. P. 679.

Vink J.S., 2006 // ASP Conf Ser. V. 355. P. 173.

Vink J.S., *de Koter A.*, 2005 // Astron Aph. V. 442. P. 587.

Vink J.S., *Kotak R.*, 2007 // In: Circumstellar Media and Late Stages of Massive Stellar Evolution / Eds. G. Garcia-Segura & E.Ramirez-Ruiz. — Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica (Serie de Conferencias). V. 30. P. 17.

Vink J.S. et al., 2008 — *Vink J.S.*, *de Koter A.*, *Kotak R.* // Mass Loss from Stars and the Evolution of Stellar Clusters ASP Conference Series. Proc. of the conference held 29 May–1 June 2006, in Lunteren, The Netherlands / Ed. A. de Koter, L.J. Smith, and L.B.F.M. Waters. — San Francisco: Astronomical Society of the Pacific. V. 388. P. 47.

Volkov M.S., *Galtsov D.V.*, 1999 // Phys. Rep. V. 319. P. 1.

Wade R.A., *Horne K.*, 1988 // ApJ. V. 324. P. 411.

Wade R.A., *Rucinski S.M.*, 1985 // Astron. Aph. Suppl. V. 60. P. 471.

Wagner R.M. et al., 1988 — *Wagner R.M.*, *Henden A.A.*, *Bertram R.*, *Starfield S.G.* // IAU Circ. № 4600.

Wagner R.M. et al., 1992a — *Wagner R.M.*, *Bertram R.*, *Starrfield S.G.*, *Shrader C.R.* // IAU Circ. № 5589.

Wagner R.M. et al., 1992b — *Wagner R.M.*, *Kreidl T.J.*, *Howell S.B.*, *Starrfield S.* // ApJ. V. 401. L97.

Wagner R.M. et al., 2001 — *Wagner R.M.*, *Foltz C.B.*, *Shahbaz T. et al.* // ApJ. V. 556. P. 42.

Walborn N.R. et al., 2004 — *Walborn N.R.*, *Morrell N.*, *Howarth I.D. et al.* // ApJ. V. 608. P. 1028.

Walder R., 1995 // In: Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution. IAU Symp. № 163 / Eds. K.A. van der Hucht and P.M. Williams. — Dordrecht: Kluwer. P. 420.

Walder R., 1998 // Ap. Sp. Sci. V. 260. P. 243.

Walder R., *Folini D*, 1995 // In: Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution. IAU Symp. № 163 / Eds. K.A. van der Hucht and P.M. Williams. — Dordrecht: Kluwer. P. 525.

Walder R., *Folini D.*, 2003 // In: Massive Star Odissey, from Main Sequence to Supernova / Eds. K.A. van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban. IAU Symp. № 212, A. , ASP Conf. Ser., San Francisco. P.139.

Walder R. et al., 1999 — *Walder R.*, *Folini D.*, *Motamen S.M.* // In: Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies / Eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P.R.J. Eenens. IAU Symp. № 193, ASP Publishers, San Francisco. P.298.

Wang Q.D. et al., 2005 — *Wang Q.D.*, *Whitaker K.E.*, *Williams R.* // MNRAS. V. 362. P. 1065.

Wang Y.-M., 1981, Astron. Aph. V. 102. P. 36.

Warner B., 1987, MNRAS. V. 227. P. 23.

Warner B., 1995. Cataclysmic Variable Stars. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 117.

Warner B., *Nather R.E.*, 1971 // MNRAS. V. 152. P. 219.

Watanabe T., *Kodaira K.*, 1979 // Publ. Astron Soc. Japan V. 31. P. 61.

Webb N.A. et al., 2000 — *Webb N.A.*, *Naylor T.*, *Ioannou Z.*, *Charles P.A.*, *Shahbaz T.* // MNRAS. V. 317. P. 528.

Webbink R.F., 1984 // ApJ. V. 277. P. 355.

Webbink R.F., *Wickramasinghe D.T.*, 2002 // MNRAS. V. 335. P. 1.

Webbink R.F. et al., 1983 — *Webbink R.F.*, *Rappaport S.*, *Savonije G.J.* // ApJ. V. 270. P. 678.

Webster N.L., *Murdin P.*, 1972 // Nature V. 235. P. 37.

Weinberg M.D., *Wasserman I.*, 1988 // ApJ. V. 329. P. 253.

Weisberg J.M., *Taylor J.H.*, 2003 // In: Radio Pulsars. ASP Conference Series / Eds. M. Bailes, D.J. Nice, S.E. Thorsett. V. 302. P. 93.

Weisberg J.M. et al., 2010 — *Weisberg J.M.*, *Nice D.J.*, *Taylor J.H.* // ApJ. V. 722. P. 1030.

Weisskopf M.C., 2001 // Chandra News V. 8. P. 3.

Wellstein S., *Langer N.*, 1999 // Astron. Aph. V. 350. P. 148.

West R.M. et al., 1991 — *West R.M.*, *Della Valle M.*, *Jarvis B.* // IAU Circ. № 5165.

Wheeler J.A., 1968 // Am. Sci. V. 56. P. 1.

White N.E., 1997 // In: Accretion Phenomena and Related Outflows / Ed. D.T. Wickramasinghe. IAU Colloq. 163, ASP Conf. Series. V. 121.

White N.E., *van Paradijs J.*, 1996, ApJ. V. 473. L25.

White N.E. et al., 1984 — *White N.E.*, *Kaluzienski J.L.*, *Swank J.H.* // In: High Energy Transients in Astrophysics / Ed. S.E. Woosley. AIP Conf. Proc. 115, New York, AIP. P. 31.

White N.E. et al., 1985 — *White N.E.*, *Peacock A.*, *Taylor B.G.* // ApJ. V. 296. P. 47.

White N.E. et al., 1988 — *White N.E.*, *Stella L.*, *Parmar A.N.* // ApJ. V. 324. P. 363.

White N.E. et al., 1995 — *White N.E.*, *Nagase F.*, *Parmar A.N.* // In: X-ray Binaries / Eds. W.H.G. Lewin et al. — Cambridge: Cambridge University Press. P. 1.

White R.L., *Chen W.*, 1995 // In: Wolf-Rayet stars: binaries; colliding winds; evolution / Eds. K.A. van der Hucht and P.M. Williams. IAU Simp. No 163. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers. P. 438.

Whitehurst R., 1988 // MNRAS. V. 232. P. 35.

Whitehurst R., *King A.R.*, 1989 // In: Two-Topics in X-ray Astronomy. I. X-ray Binaries / Eds. J. Hunt and B.Buttrick. — ESA Publ. P. 127.

Wijnands R. et al., 2001 — *Wijnands R.*, *Miller J.M.*, *Lewin W.H.G.* // IAU Circ. №7715, P. 2.

Wijers R.A.M.J., 1996 // In: Evolutionary Processes in Binary Stars, NATO ASI Series. Ser. C, V. 477 / Eds. R.A.M.J. Wijers, M.B. Davies, C.A. Tout. — Dordrecht: Kluwer Acad. Publ. P. 327.

Wijers R.A.M.J. et al., 1992 — *Wijers R.A.M.J.*, *van Paradijs J.A.*, *van den Heuvel E.P.J.* // Astron. Aph. V. 261. P. 145.

Williams P.M., 1999 // In: Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies / Eds. K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P.R.J. Eenens. IAU Symp. № 193. — San Francisco: ASP Conf. Pubsishers. P. 267.

Williams P.M. et al., 1990 — *Williams P.M.*, *van der Hucht K.A.*, *Pollock A.M.T.*, *Florkowski D.R.*, *van der Woerd H.*, *Wamsteker W.M.* // MNRAS. V. 243. P. 662.

Williams P.M. et al., 1992 — *Williams P.M.*, *van der Hucht K.A.*, *Bouchet P.*, *Spoelstra T.A.Th.*, *Eenens P.R.G.*, *Geballe T.R.*, *Kidger M.R.*, *Churchwell E.B.* // MNRAS. V. 258. P. 461.

Williams P.M. et al., 1994 — *Williams P.M.*, *van der Hucht K.A.*, *Kidger M.R.*, *Geballe T.R. Bouchet P.* // MNRAS. V. 266. P. 247.

Williams P.M. et al., 1997 — *Williams P.M.*, *Dougherty S.M.*, *Davis R.J. et al.* // MNRAS. V. 289. P. 10.

Willis A.J. et al., 1995 — *Willis A.J.*, *Schild H.*, *Stevens I.R.* // Astron. Aph. V. 298. P. 549.

Wilson R.E., 1974 // ApJ. V. 189. P. 319.

Wilson R.E., 1979 // ApJ. V. 234. P. 1054.

Wilson R.E., 1990 // ApJ. V. 356. P. 613.

Wilson R.E., 1993. Computing Binary Star Observables (Reference Manual to the Wilson-Devinney Programm), Department of Astronomy, University of Florida, Gainesville, FL.

Wilson R.E., *Devinney E.J.*, 1971 // ApJ. V. 166. P. 605.

Wilson R.E., *Sofia S.*, 1976 // ApJ. V. 203. P. 182.

Winn J.N. et al., 2007 — *Winn J.N.*, *Holman M.J.*, *Roussanova A.* // ApJ. V. 657. P. 1098.

Wolf M., *Diethelm R.*, 1993 // MNRAS. V. 263. P. 527.

Wolf M. et al., 1998 — *Wolf M.*, *Diethelm R.*, *Kozyreva V.S.*, *Sarounova L.* // Astron. Aph. V. 334. P. 840.

Wolf M. et al., 1999 — *Wolf M.*, *Diethelm R.*, *Sarounova L.* // Astron. Aph. V. 345. P. 533.

Wolf M. et al., 2002 — *Wolf M.*, *Harmanec P.*, *Diethelm R.*, *Hornoch K.*, *Eenens P.* // Astron. Aph. V. 383. P. 533.

Wolf S. et al., 1993 — *Wolf S.*, *Mantel K.H.*, *Horne K. et al.* // Astron. Aph. V. 273. P. 160.

Wolszczan A., 1991 // Nature. V. 350. P. 688.

Wood D.B., 1971 // Astron. J. V. 76. P. 701.

Wood D.B., 1973 // PASP. V. 85. P. 253.

Wood J.H., *Crawford C.S.*, 1986 // MNRAS. V. 222. P. 645.

Wood J.H. et al., 1989 — *Wood J.H.*, *Marsh T.R.*, *Robinson E.L. et al.* // MNRAS. V. 239. P. 809.

Woosley S.E., *Heger A.*, 2006 // ApJ. V. 637. P. 914.

Woosley S.E. et al., 1993 — *Woosley S.E.*, *Langer N.*, *Weaver T.A.* // ApJ. V. 411. P. 283.

Woosley S.E. et al., 2000 — *Woosley S.E.*, *Heger A.*, *Weaver T.A.* // Rev. Mod. Phys. V. 74. P. 1015.

Wozniak P., *Paczynski B.*, 1997 // ApJ. V. 487. P. 55.

Wright A.E., *Barlow M.J.*, 1975 // MNRAS. V. 170. P. 41.

Wu C.C., *Panek R.J.*, 1982 // ApJ. V. 262. P. 244.

Wyithe J.S.B., *Wilson R.E.*, 2002 // ApJ. V. 571. P. 293.

Wyrzykowski L. et al., 2004 — *Wyrzykowski L., Udalski A., Kubiak M. et al.* // Acta Astron. V. 54. P. 1.

Yakovlev D.G. et al., 1990 — *Yakovlev D.G., Band L.M., Trzhaskovskaya M.B., Verner D.A.* // Astron. Aph. V. 237. P. 267.

Yang H., Skillman E.D., 1993 // Astron. J. V. 106. P. 1448.

Yardy M.M. et al., 2006 — *Yardy M.M., Koerding E., Knigge C. et al.* // Nature. V. 444. P. 730.

Yildiz M., 2005 // MNRAS. V. 363. P. 967.

Yungelson L., Lasota J.-P., 2008 // New Astron. Review. V. 51. P. 860.

Zahn J.-P., 1975 // Astron. Aph. V. 41. P. 329.

Zahn J.-P., 1977a // Astron. Aph. V. 57. P. 383.

Zahn J.-P., 1977b // Astron. Aph. V. 57. P. 386, erratum 1977, V. 67. P. 162.

Zahn J.-P., 1989 // Astron. Aph. V. 220. P. 112.

Zahn J.-P., Bouchet L., 1989 // Astron. Aph. V. 223. P. 112.

Zboril M., Djurašević G., 2003 // Astron. Aph. V. 406. P. 193.

Zdziarski A.A. et al., 2011 — *Zdziarski A.A., Pooley G.G., Skinner G.K.* // MNRAS. V. 412. P. 1985.

Zdziarski A.A. et al., 2012 — *Zdziarski A.A., Mikolajewska J., Belczynski K.* // arXiv:1208.5455v1.

Zeipel H. von, 1924 // MNRAS. V. 84. P. 665.

Zeldovich Ya.B., Guseinov O.H., 1966 // ApJ. V. 144. P. 840.

Zhai D.S., Lu W.X., 1989 // Chin. Astron. Aph. V. 13. P. 350.

Zhai D.S. et al., 1988 — *Zhai D.S., Lu W.X., Zhang X.Y.* // Ap. Space Sci. V. 146. P. 1.

Zhang C.M. et al., 2011 — *Zhang C.M., Wang J., Zhao Y.H. et al.* // Astron. Aph., arXiv 1010.5429v4.

Zhang S.N. et al., 1997a — *Zhang S.N., Cui W., Chen W.* // ApJ. V. 482. L155.

Zhang S.N. et al., 1997b — *Zhang S.N., Ebisawa K., Sunyaev R.A. et al.* // ApJ. V. 479. P. 381.

Zhang S.N. et al., 2012 — *Zhang S.N., Liao J., Yao J.* // MNRAS. V. 421. P. 3550.

Zhao P. et al., 1994 — *Zhao P., Callanan P., Garcia M., McClintock J.E.* // IAU Circ. № 6072.

Zinnecker H., 1990 // In: Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects / B. Reipurth (ed.). — Garching, ESO. P. 447.

Zinnecker H., Matieu R.D. (*eds.*), 2001. Proc. IAU Symp. No 2000, «The Formation of Binary Stars». — San Francisco: Astron. Soc. Pac.

Zinnecker., 2003 // In: A Massive Star Odissey, From Main Sequence to Supernova / Eds. K. Van der Hucht, A. Herrero, C. Esteban, IAU Symp. № 212, ASP-conference series. P. 80.

Ziolkowski J., 1972 // Acta Astron. V. 22. P. 327.

Ziolkowski J., 1978 // In: Nonstationary Evolution of Close Binaries / Ed. A.N. Zitkov. — Warsaw: PWN. P. 29.

Ziolkowski J., 2012 // Proc. 9th INTEGRAL Workshop and Celebration of the 10th Anniversary of the Launch. Paris, France.

Zucker S., Alexander T., 2007 // ApJ. V. 654. L83.

Zucker S., Mazeh T., 1994 // ApJ. V. 420. P. 806.

Zucker S. et al., 2006 *Zucker S., Alexander T., Gillessen S., Eisenhauer F., Genzel R.* // ApJ. V. 639. L21.

Zycki P.T. et al., 1999 — *Zycki P.T., Done C., Smith D.A.* // MNRAS. V. 309. P. 561.

Научное издание

ЧЕРЕПАЩУК Анатолий Михайлович

ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Часть II

Редактор *О.В. Салецкая*
Редактор-организатор: *Т.Ю. Давидовская*
Оригинал-макет: *В.В. Затекин*
Оформление переплета: *В.Ф. Киселев*

Подписано в печать 02.12.2013. Формат 70×100/16. Бумага офсетная.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 46,12. Уч.-изд. л. 50,73. Тираж 300 экз. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература»
МАИК «Наука/Интерпериодика»
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90
E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru;
http://www.fml.ru

Отпечатано с электронных носителей издательства
в ГУП МО «Коломенская типография».
140400, г. Коломна, ул. III Интернационала, д. 2а.
ИНН 5022013940. Тел.: 8(496)618-69-33, 618-60-16.
E-mail: bab40@yandex.ru, www.kolomna-print.ru