



# Cosmology

MICHAEL ROWAN-ROBINSON

*Blackett Laboratory  
Imperial College, London*

FOURTH EDITION

Clarendon Press · Oxford  
2004

Майкл Роуэн-Робинсон

# Космология

Перевод с английского  
Н. А. Зубченко

Под научной редакцией  
П. К. Силаева



Москва ♦ Ижевск

2008

УДК 524.8  
ББК 22.632.9  
Р 796

Интернет-магазин  
**MATHESIS**

<http://shop.rcd.ru>

- физика
- математика
- биология
- нефтегазовые технологии

---

Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту №07-02-07051.

---

**Роуэн-Робинсон М.**

Космология. — М.–Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2008. — 256 с.

Данная книга представляет собой классическое введение в космологию. Особое внимание уделяется наблюдательной астрономии. Первые главы книги посвящены изучению видимой части Вселенной, нашей Галактики и других галактик. Строится эмпирическая база для космологической теории. В последующих главах рассматривается модель Большого взрыва и процесс образования галактик. Завершает книгу обсуждение альтернативных теорий. Представлены космологические тесты.

Отличительной особенностью предлагаемого издания является доступность изложения, а также анализ новейших результатов, полученных с зонда WMAP, который последние пять лет собирал информацию об «эхе» Большого взрыва в микроволновом фоновом излучении космоса.

**ISBN 978-5-93972-659-7**

**ББК 22.632.9**

**Michael Rowan-Robinson 1977, 1981, 1996, 2004 Cosmology 4e** was originally published in English in 2003. This translation is published by arrangement with Oxford University Press.

**Майкл Роуэн-Робинсон 1977, 1981, 1996, 2004. Космология 4-е изд.** Оригинальное издание опубликовано на английском языке в 2003 году. Русскоязычное издание публикуется по соглашению с издательством Oxford University Press.

© Oxford University Press, 2004

© НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2008

<http://shop.rcd.ru>

<http://ics.org.ru>

# Оглавление

<b>Предисловие к первому изданию</b> . . . . .	ix
<b>Предисловие ко второму изданию</b> . . . . .	xi
<b>Предисловие к третьему изданию</b> . . . . .	xii
<b>Предисловие к четвертому изданию</b> . . . . .	xiv
<b>Благодарности</b> . . . . .	xv
<b>ГЛАВА 1. Видимая Вселенная</b> . . . . .	1
1.1. Введение . . . . .	1
1.2. Частицы . . . . .	2
1.3. Спектр электромагнитных волн . . . . .	5
1.4. Астрономия в отсутствие света . . . . .	12
1.5. Механизмы излучения . . . . .	15
1.6. Методики наблюдений на разных частотах . . . . .	22
1.7. Самые яркие источники . . . . .	23
1.8. Подсчет источников . . . . .	23
1.9. Объединенное фоновое излучение . . . . .	23
1.10. Задачи . . . . .	25
<b>ГЛАВА 2. Наша Галактика и другие галактики</b> . . . . .	27
2.1. Введение . . . . .	27
2.2. Звездообразование и межзвездная среда . . . . .	27
2.3. Эволюция звезды . . . . .	28
2.4. Заключительные этапы жизни звезды: белые карлики, ней- тронные звезды и черные дыры . . . . .	30
2.5. История нашей Галактики . . . . .	33
2.6. Строение и эволюция галактик . . . . .	39
2.7. Галактики с интенсивным звездообразованием . . . . .	40
2.8. Радиоизлучение галактик . . . . .	43
2.9. Активные ядра галактик: сейфертовские галактики и квазары . . . . .	48
2.10. Рентгеновское излучение галактик и квазаров . . . . .	51
2.11. Скопление галактик . . . . .	52
2.12. Задачи . . . . .	55

<b>ГЛАВА 3. Эмпирическая основа космологических теорий</b>	<b>56</b>
3.1. Введение	56
3.2. Шкала расстояний	56
3.3. Красное смещение	61
3.4. Изотропность	64
3.5. Однородность	71
3.6. Парадокс Ольберса	73
3.7. Свидетельство в пользу конечного возраста Вселенной	75
3.8. Свидетельство в пользу существования фазы «огненного шара»	75
3.9. Задачи	76
<b>ГЛАВА 4. Модели Большого взрыва</b>	<b>77</b>
4.1. Субстрат и фундаментальные наблюдатели	77
4.2. Космологический принцип	77
4.3. Космология Ньютона	79
4.4. Специальная и общая теории относительности	84
4.5. Космология в рамках общей теории относительности	89
4.6. Классификация космологических моделей, в которых $\Lambda = 0$	92
4.7. Классификация моделей, в которых $\Lambda \neq 0$	96
4.8. Космологические параметры	99
4.9. Возраст Вселенной	102
4.10. Горизонт	105
4.11. Задачи	106
<b>ГЛАВА 5. Начальные этапы Большого взрыва</b>	<b>108</b>
5.1. Вселенная, содержащая вещество и излучение	108
5.2. Фаза огненного шара	111
5.3. Образование гелия	118
5.4. Очень ранняя Вселенная	124
5.5. Изотропность реликтового излучения	127
5.6. Эволюция флуктуаций плотности в фазе огненного шара	132
5.7. Искажения спектра реликтового излучения	134
5.8. Задачи	135
<b>ГЛАВА 6. От фазы огненного шара к современности</b>	<b>137</b>
6.1. До образования галактик	137
6.2. Эпоха образования галактик и их скоплений	141
6.3. Межгалактический газ в скоплениях галактик	143
6.4. Массы галактик и их скоплений	145
6.5. Средняя плотность вещества во Вселенной, обусловленная галактиками	149

6.6.	Недостающее барионное вещество . . . . .	150
6.7.	Межгалактический газ (и газ внутри скоплений) . . . . .	154
6.8.	Небарионная темная материя . . . . .	156
6.9.	Задачи . . . . .	157
<b>ГЛАВА 7.</b>	<b>Наблюдательная космология . . . . .</b>	<b>159</b>
7.1.	Введение . . . . .	159
7.2.	Теория Ньютона . . . . .	159
7.3.	Космология в рамках специальной теории относительности: модель Милна . . . . .	160
7.4.	Космология в рамках общей теории относительности: крас- ное смещение . . . . .	162
7.5.	Горизонт . . . . .	165
7.6.	Фотометрическое расстояние . . . . .	166
7.7.	К-поправка . . . . .	168
7.8.	Угловой диаметр . . . . .	172
7.9.	Подсчет источников . . . . .	174
7.10.	Проверка с помощью соотношения светимость–объем . . . . .	181
7.11.	Объединенное фоновое излучение . . . . .	182
7.12.	Задачи . . . . .	187
<b>ГЛАВА 8.</b>	<b>Другие космологические теории . . . . .</b>	<b>189</b>
8.1.	Введение . . . . .	189
8.2.	Проблемы моделей, созданных в рамках общей теории отно- сительности для Вселенной, рожденной в горячем Большом взрыве: решение, предлагаемое теорией инфляции . . . . .	189
8.3.	Начальная сингулярность . . . . .	192
8.4.	Космология устойчивого состояния . . . . .	192
8.5.	Теории, в которых $G$ изменяется во времени . . . . .	194
8.6.	Анизотропные и неоднородные вселенные, хаотическая кос- мология . . . . .	196
8.7.	Теории Великого объединения и суперсимметрия . . . . .	198
8.8.	Магические числа Эддингтона . . . . .	199
8.9.	Задачи . . . . .	200
<b>Эпилог:</b>	<b>двадцать противоречий современной космологии . . . . .</b>	<b>202</b>
1.	Общая теория относительности . . . . .	202
2.	Квантовая гравитация и начальная сингулярность . . . . .	204
3.	Происхождение движения Местной группы галактик относительно микроволнового фона . . . . .	205
4.	Изотропность Вселенной . . . . .	206
5.	Проблема плоскостности и значение $\Omega_0$ . . . . .	207

6. Проблема горизонта и инфляция . . . . .	208
7. Космологическая постоянная $\Lambda$ . . . . .	209
8. Постоянная Хаббла и возраст Вселенной . . . . .	209
9. Однородность и структура Вселенной на больших расстояниях . . . . .	210
10. Топология Вселенной . . . . .	211
11. Антивещество . . . . .	211
12. Первичные гелий и дейтерий . . . . .	212
13. Образование галактик . . . . .	213
14. Существует ли межгалактическая среда? . . . . .	214
15. Темная материя . . . . .	215
16. Эволюция квазаров, активных ядер галактик и галактик с интенсивным звездообразованием . . . . .	215
17. Природа рентгеновского и гамма- фонового излучения . . . . .	216
18. Вспышки гамма-излучения . . . . .	216
19. Проблема солнечных нейтрино . . . . .	217
20. Жизнь во Вселенной . . . . .	217
<b>Ответы на задачи . . . . .</b>	<b>219</b>
<b>Для дальнейшего чтения . . . . .</b>	<b>221</b>
<b>Словарь специальных терминов . . . . .</b>	<b>223</b>
<b>Физические постоянные и коэффициенты преобразования . . . . .</b>	<b>230</b>
<b>Предметный указатель . . . . .</b>	<b>232</b>
<b>Именной указатель . . . . .</b>	<b>238</b>



# Предисловие к первому изданию

С самых ранних времен люди задавали вопросы о Вселенной, в которой они живут. Нам с вами посчастливилось родиться и жить в третью великую эпоху космологии. Первой считается эпоха Эпикура, Аристарха и Гиппарха (второй-третий века до н. э.), когда впервые возникло, хотя и не было принято понятие бесконечной Вселенной, центром которой Земля не является. Вторая эпоха началась с методической программы Коперника, который доказал движение Земли, и завершилась великим криком Бруно: «Звезды — такие же солнца, как наше, и в бесконечном пространстве свободно существуют бесчисленные количества солнц, каждое из которых окружают планеты такие же, как наша Земля, населенные живыми существами. Солнце — это всего лишь одна звезда среди многих, выделенная в силу ее близости к нам. Солнце не имеет центрального положения в безграничном бесконечном».

В третью космологическую эпоху, которую можно считать начавшейся с момента предложения Эйнштейном изотропной и однородной Вселенной, мы видим, как целый электромагнитный спектр от радио- до микроволн, инфракрасного излучения, рентгеновских и гамма-лучей — отдан на службу космологии. Не исключено, что мы лишь стоим на пороге переворота, который произведут эти новые окна, позволяющие нам наблюдать Вселенную.

Несмотря на изобилие новой информации, в настоящее время мы предпочитаем простейшие модели Вселенной, рожденной в Большом взрыве, которые предложили Эйнштейн, де Ситтер, Фридман и Леметр в 1920-х годах. Решающим фактором подобной схожести мыслей стало реликтовое излучение, открытое в 1965 году Пензиасом и Вильсоном. Проверку временем не выдержало ни одно объяснение существования этого излучения, кроме того, что оно осталось от фазы огненного шара, которую проходил изотропный Большой взрыв. Космология устойчивого состояния уже давно отошла на задний план.

Таким образом, сейчас настал весьма подходящий момент написать книгу, которая охватывала бы современные представления о космологии на элементарном уровне. Эта книга выходит в серии для студентов-

первокурсников математических и физических факультетов, но я смею надеяться, что бóльшая ее часть также будет доступна и тем, кто достаточно глубоко занимался наукой в школе.

Поскольку книга эта не является ни исследованием, ни историей космологии, я отказался от попыток привести ссылки на все источники, из которых были получены изложенные мной идеи и факты (впрочем приверженцем такой практики я, как это ни печально, никогда не был). Читатель без труда поймет, насколько современная наука является коллективным предприятием, обращаясь к обзорным статьям, которые я перечислил в конце книги и которые сами по себе содержат ссылки буквально на тысячи научных статей, лежащих в основе представленной здесь картины. Я прошу снисходительности многих сотен моих коллег, которых следовало бы отблагодарить таким образом. Они по меньшей мере будут знать о той роли, которую сыграли в этой книге.

Несмотря на то что я весьма скептически отношусь ко многим идеям, описанным в этой книге, я попытался особенно выделить открытость космологии — тот факт, что прения сторон еще не завершились. Чтобы подчеркнуть это, я включил в книгу эпилог, где описаны двадцать противоречий современной космологии.

Я не могу не выразить своей благодарности профессору У. Г. МакКри как за его лекции по космологии, благодаря которым зародился мой интерес к данному предмету, так и за чтение и замечания к рукописи этой книги. Я также благодарю своих коллег и друзей, которые читали рукопись, вносили свои предложения и исправляли ошибки, особенно Вэла Сарджента, Лору Марасчи, Яна Роксбурга, Пола Дэвиса и Энди Фабиана, хотя должен отметить, что они ни в коем случае не несут ни малейшей ответственности за те ошибки и недостатки, которые оказались неисправленными. Особую благодарность я приношу профессору Р. Л. Ф. Бойду за его поддержку и интерес к данной книге с самых первых моментов ее написания и за его внимательное прочтение и исправление первого чернового варианта.

*Лондон*

М. Р-Р

Январь 1975 г.

# Предисловие ко второму изданию

Пять лет, прошедшие со времени выхода в свет первого издания этой книги, были отмечены бурной деятельностью почти во всех областях космологии, а по темам, охваченным книгой, было написано еще несколько сотен новых статей. Поэтому я принял решение изменить многие части этой книги и несколько ее расширить.

Таким образом, увеличились разделы, в которых описано образование гелия, а также анизотропные и неоднородные модели. Кроме того, появились новые разделы по изотропности и спектру реликтового излучения, по эволюции возмущений плотности и образованию галактик и их скоплений, по теориям Великого объединения и по моделям Вселенной, рожденной в холодном и горячем Большом взрыве. Более того, я поднял на современный уровень обсуждение наблюдений, связанных с рентгеновской и гамма-астрономией, со скоплениями галактик и с экспериментальной гравитацией.

В целом под общие представления о Большом взрыве сейчас подведена такая прочная основа, как никогда ранее, однако она не исключает существования множества спорных моментов. На мой взгляд, полностью разрешилось лишь несколько из моих «Двадцати противоречий современной космологии», хотя в отношении многих из них область споров несколько сместилась.

Я, конечно, использовал возможность выхода в свет нового издания своей книги, чтобы исправить те ошибки, на которые мне было указано, и я особенно благодарен Джорджу Эллис, Джозефу Силку, Джону Бэрроу и Малколму МакКулламу за их детальные комментарии.

Январь 1980 г.

М. Р-Р

# Предисловие к третьему изданию

Когда я начал писать первое издание этой книги в 1972 году, прошло всего несколько лет после открытия реликтового излучения. И хотя модели Вселенной, рожденной в Большом взрыве, начали казаться достаточно надежными, космология оставалась крайне противоречивым предметом. На сегодняшний день осталось мало места для сомнений в справедливости моделей Вселенной, рожденной в Большом взрыве.

За почти четверть века, которая минула с тех пор, произошел колоссальный прогресс как в наших крупномасштабных наблюдениях Вселенной, так и в нашем теоретическом понимании происходящих в ней процессов. Передо мной стояла гигантская задача исправить свою книгу, чтобы учесть те открытия, которые произошли за шестнадцать лет, минувших со дня выхода в свет второго ее издания, и я должен был начать все заново по нескольким причинам. Воздействие космических миссий типа спутников IRAS, COBE, Космического телескопа Хаббла и новых наземных телескопов оказалось колоссальным. Судя по всему, мы близки к пониманию природы темной материи во Вселенной, к пониманию того, как образовались галактики и как измерить ключевые космологические величины типа параметров Хаббла и плотности Вселенной. Кроме того, у нас появилась способность осмысленно рассуждать о самых ранних мгновениях после Большого взрыва.

И все же космология продолжает пребывать в состоянии волнения и споров, так что ключевым разделом этой книги остается эпилог: «Двадцать противоречий современной космологии». Лишь несколько заголовков данного раздела остались без изменений со времени первого издания, а уж текст изменился практически полностью. Неизменная способность Вселенной удивлять нас и хранить свои загадки — вот что придает космологии очарование.

Мне кажется, что в 1968 году я был первым в Соединенном Королевстве, кто написал курс по космологии для студентов. Теперь же такой курс предлагают почти все факультеты физики или прикладной математики (а если они еще этого не делают, то им следовало бы исправить свою оплошность!). Помимо того что я поднял текст данного издания до совре-

менного уровня, я также увеличил число задач и привел решения. Некоторые выдающиеся молодые космологи сказали мне, что начали изучение космологии с ранних изданий этой книги. Я очень надеюсь, что настоящее издание познакомит еще одно поколение с этой удивительной наукой, имя которой — космология.

*Лондон*

Март 1996 г.

М. Р-Р

# Предисловие к четвертому изданию

Последние восемь лет были отмечены поразительным прогрессом в наблюдательной космологии, особенно в использовании флуктуаций реликтового излучения в качестве «щупов» для определения космологических параметров. Большинство космологов сошлись в едином мнении насчет того, что для понимания всего диапазона наблюдений необходимы модели с положительной космологической постоянной.

Именно поэтому я перестроил свою книгу, с тем чтобы учесть все эти достижения и уделить космологической постоянной больше внимания, чем это было в предыдущих изданиях. И все же я отношу себя к тем немногим, кто считает, что реальность космологической постоянной пока оставляет место для сомнений.

Я всегда пользовался возможностью увеличить физическую составляющую своей книги, которая, надеюсь, будет полезна для растущего числа курсов по космологии, преподаваемых на факультетах физики. На сегодняшний день существует очень тесная связь между космологией и физикой частиц в ранней Вселенной и между космологией и астрофизикой в более зрелой Вселенной. Современная космология сильно изменилась со времени ее возникновения, когда она была умозрительным математическим решением системы полевых уравнений общей теории относительности.

Как и прежде, я завершаю свою книгу обсуждением «Двадцати противоречий современной космологии» — материалом, который завоевал большую популярность и значительно изменился за двадцать шесть лет, минувших с момента выхода в свет первого издания этой книги. Не многие из «Двадцати противоречий», описанных в самом первом издании, дожили до настоящего издания, что свидетельствует о колоссальном прогрессе, которого мы достигли в понимании космологии. Однако до сих пор наше представление о Вселенной во многих отношениях остается неполным, так что на протяжении еще многих грядущих десятилетий космология по-прежнему будет живым разделом науки.

Сентябрь 2003 г.

М. Р-Р

# Благодарности

Я благодарю всех нижеследующих за разрешение использовать фотографии и рисунки: NASA: обложка, фронтиспис, рис. 1.1(b), 4.5, 5.1(b); Калифорнийский технологический институт: рис. 1.4, 2.1(b), (d), 2.7(a), 2.9; Я. Сузуки: рис. 1.8(a); Й. Бехтольда: рис. 1.10(a); Маунт-Вильсоновскую обсерваторию: рис. 2.1(a); Ликскую обсерваторию: рис. 1.3, 2.4(a), (c), (e); П. К. ван дер Крута: рис. 2.7(b); Национальную радиоастрономическую обсерваторию: рис. 2.8(a); Дж. Хазингера: рис. 2.10; Эдинбургскую Королевскую обсерваторию: рис. 2.12; Издательство Чикагского университета: рис. 3.4, 6.5(b); К. Д. Шейна и Лундскую обсерваторию: рис. 3.5; Г. П. Эфтсатиу: рис. 3.6(a); Дж. Дж. Кондона: рис. 3.6(b); Т. Шэнкса: рис. 3.7, 7.11; А. Пензиаса: рис. 5.1(a); Д. Уилкинсона: рис. 5.1(c); команду WMAP: рис. 5.7, 5.8, 6.4; М. Тернера: рис. 6.1, 6.2; Г. Борнера: рис. 6.3; Консорциум Virgo: рис. 6.5; Т. С. ван Албаду: рис. 6.7(b); А. Сандажа: рис. 7.4; К. Келлермана и Макмиллиан Джорналс Ltd: рис. 7.9; Э. Двека: рис. 7.15.

Я приношу благодарность всем своим коллегам, которые комментировали предыдущие издания этой книги, а особенно Малколму МакКаллumu, Бернарду Карру, Джону Бэрроу и Стивену Уоррену. Этим изданием я во многом обязан Эндрю Лиддлу и его замечательной книге «Введение в современную космологию», содержащей множество новых задач. Я также благодарю Эндрю Джаффа за его внимательное прочтение рукописи настоящего издания.

*Этот мир, однажды начав свое движение, существует уже очень много долгих лет. А из него вытекает и все остальное.*

ЛУКРЕЦИЙ

*Ты хочешь шагнуть в бесконечное?  
Так исходи во всех направлениях конечное.*

ГЕТЕ

*И я говорю каждому мужчине и каждой женщине. Да пребудут ваши души в спокойствии и невозмутимости пред миллионом вселенных.*

УИТМЕН



# ГЛАВА 1

## Видимая Вселенная

### 1.1. Введение

Вообразите ясное безоблачное небо в деревне. Небо сверкает тысячами звезд. Свет некоторых, самых далеких из них, начал свой путь тысячи лет назад.

Огромной дугой через все небо протянулась та знакомая полоса света — Млечный Путь, — которая, как показал Галилей, состоит из несметного числа тусклых звезд. Это наша собственная Галактика — дискообразное средоточие сотни тысяч миллионов ( $10^{11}$ ) звезд, в котором мы сами обитаем вблизи периферии (см. рис. 1.1). Еще в 1920 году вполне обоснованной была уверенность в том, что эта гигантская звездная система, диаметр которой составляет 60 000 световых лет (1 световой год равен расстоянию, которое свет преодолевает за один год =  $0,946 \times 10^{16}$  м), включает всю видимую Вселенную. Сегодня наш горизонт по крайней мере в 200 000 раз больше.

Итак, в качестве первого шага из нашей собственной Галактики перенесемся (с помощью большого телескопа) к бледному и размытому световому пятну в созвездии Андромеды — туманности M31 (см. рис. 1.2, 1.3). Находящаяся на расстоянии двух миллионов световых лет, эта галактика почти как близнец напоминает нашу собственную, и плоскость ее диска расположена под углом к нашей линии зрения. Эти две галактики — основные представители небольшой группы примерно из тридцати галактик, носящей название Местной группы галактик (см. таблицу 1.2).

А теперь перенесемся на пятьдесят миллионов световых лет — к созвездию Девы. Мы оказываемся в облаке тысяч галактик — скоплении Девы — открытом Уильямом Гершелем (см. рис. 1.4). Возможно, наша Галактика расположена на внешнем крае этого скопления.

Предположим, что мы движемся вперед до границы зрительного ощущения десятиметрового телескопа Кека, установленного на склоне Маунт Кеа (Гавайские острова). Самые отдаленные галактики, которые мы можем различить, расположены от нас на расстоянии по меньшей мере в  $10^{10}$  све-

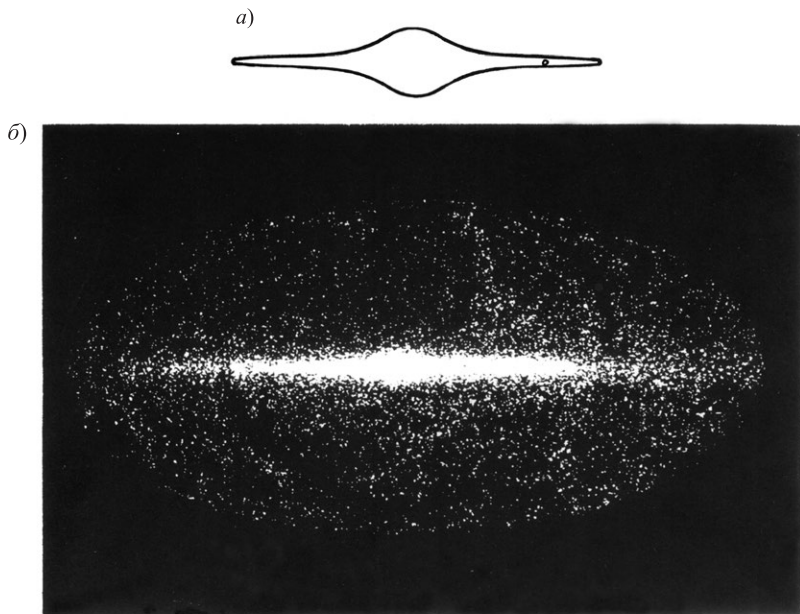


Рис. 1.1. а) Очертания нашей Галактики при взгляде с торца. Маленький кружочек, в центре которого должно быть Солнце, указывает область, в которой заключено большинство звезд, видимых невооруженным глазом. Млечный Путь состоит из объединенного света более далеких звезд в диске. б) Звездные источники, главным образом красные гиганты (видимые в инфракрасном диапазоне с помощью инфракрасного астрономического спутника IRAS), очерчивающие диск и выпуклую часть нашей Галактики

товых лет. Их свет был испущен задолго до образования Земли. Все это пространство заполнено галактиками и их скоплениями. Это «царство туманностей», как назвал его Хаббл (см. список литературы, стр. 237), и является основной темой данной книги.

## 1.2. Частицы

Все вещество во Вселенной состоит из частиц разных типов. Энергия любой частицы имеет две составляющие: кинетическую и энергию массы покоя, — которые в совокупности, согласно специальной теории относи-

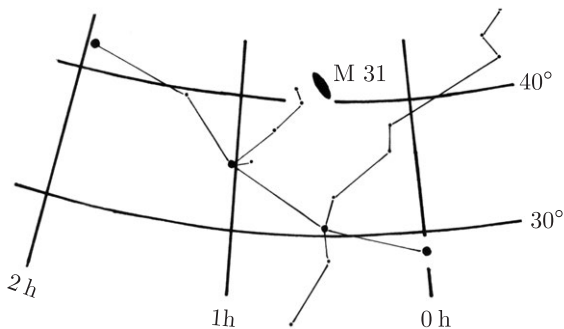


Рис. 1.2. Созвездие Андромеды, указывающее положение туманности Мессье 31 (М31). В 1924 году Хаббл показал, что М31 лежит далеко за пределами нашей Галактики. Указанные координаты — это прямое восхождение (по горизонтальной оси) и склонение (по вертикальной), эквивалентные географической долготе и широте, спроецированным на небо

тельности, дают:

$$E_{\text{полная}}^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2, \quad (1.1)$$

где  $m$  — масса покоя, а  $p$  — импульс частицы. Если частица движется гораздо медленнее скорости света, то в энергии преобладает масса и мы называем такую частицу нерелятивистской, тогда

$$\begin{aligned} E_{\text{полная}} &= mc^2(1 + p^2/m^2c^2)^{1/2} \simeq mc^2 + p^2/2m = \\ &= \text{энергия массы покоя} + \text{кинетическая энергия} = \\ &= \frac{1}{2}mv^2, \text{ поскольку } p = mv. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Главными составляющими Вселенной являются:

- 1) *Барионы* (тяжелые частицы) — стабильны только протоны и нейтроны<sup>1</sup> (значения массы-энергии 938,3 и 939,6 МэВ) [существуют также нестабильные гипероны]. Протоны и нейтроны также называются *нуклонами*, т. к. они являются основными составляющими ядер атомов. Частицы, чувствительные к сильному ядерному взаимодействию, называются *адронами*; они состоят из барионов и мезонов (частиц с промежуточной массой).

<sup>1</sup> Нейтроны стабильны, когда они находятся в ядрах; в свободном состоянии нейтроны распадаются. — Прим. ред.



Рис. 1.3. Туманность Андромеды, спиральная галактика, видимая под углом к нашей линии зрения, Мессье 31 и наша собственная Галактика — главные представители Местной группы галактик. На этой фотографии, сделанной в Ликской обсерватории, видны также два других представителя Местной группы: карликовые эллиптические галактики NGC205 и 221

2) *Лептоны* (легкие частицы) — электроны (энергия массы покоя 0,511 МэВ)

нейтрино — электронное нейтрино  $\nu_e$

— мюонное нейтрино  $\nu_\mu$

— тау-нейтрино  $\nu_\tau$

и их античастицы. Согласно современным оценкам масс нейтрино, ненулевую массу имеет по крайней мере один тип нейтрино. Значения энергии массы покоя всех трех типов нейтрино составляют, несомнен-

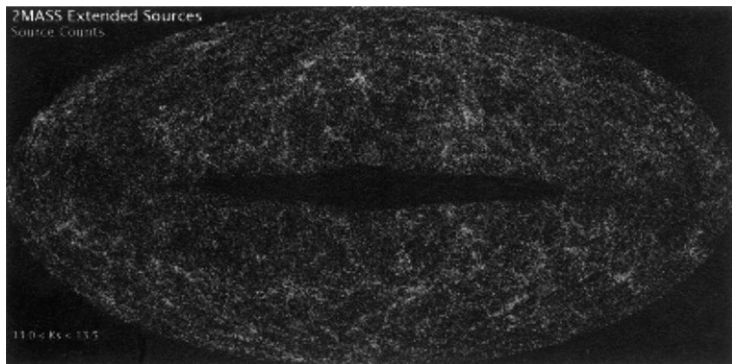


Рис. 1.4. Распределение на небе галактик, обнаруженных при наблюдении в ближнем инфракрасном диапазоне 2 MASS. Скопление в верхней левой части — созвездие Девы. Затененная область скрыта галактической пылью

но, менее 10 эВ. В ранней Вселенной нейтрино были релятивистскими частицами.

- 3) *Фотоны* — световые частицы. Не имеют массы и являются релятивистскими;  $E = h\nu$ , где  $\nu$  — частота, поэтому из уравнения (1.1) следует, что  $p = E/c$ .
- 4) *Темная материя* (небарионная): далее мы увидим, что существуют многочисленные свидетельства в пользу существования во Вселенной, помимо вышеупомянутых нейтрино, небарионной темной материи. Предполагается, что она состоит из неких новых, пока что не обнаруженных частиц, из коих наибольшей популярностью пользуется нейтралино — частица, постулированная в рамках теорий суперсимметрии, созданных в современной физике частиц. Другим возможным претендентом на эту роль является аксион, с помощью которого в ряде теорий объясняется происхождение массы нейтрино.

### 1.3. Спектр электромагнитных волн

Поскольку даже ближайшая к нам звезда,  $\alpha$  Центавра, расположенная на расстоянии четырех световых лет, в настоящий момент находится

Таблица 1.1. Местная группа галактик

Название	Тип (см. стр. 31)	Расстояние ( $10^3$ световых лет)	Логарифм отношения масс галактики и Солнца $\lg M/M_{\odot}$	Абсолютная видимая величина (см. стр. 58)	Линейный диаметр ( $10^3$ световых лет)	Радиальная скорость (км/с)
M31	Sb	2200	11,5	-21,1	50	-275
Наша Галактика	Sab?	26 (до центра)	11,2	-20,5	80	0
M33 (NGC598)	Sc	2400	10,1	-18,8	20	-190
Большое Магелланово облако	Irr	170	10,0	-18,7	24	-270
NGC205	E5	2100	9,9	-16,3	6	-240
M32 (NGC221)	E2	2200	9,5	-16,3	3	-210
Малое Магелланово облако	Irr	210	9,3	-16,7	10	168
NGC147	$E_{pec}$	2200	9	-14,8	3	-250
NGC185	$E_{pec}$	2200	9	-15,2	3	-300
Пегас	Irr	7500		-16,7	8	-181
NGC6822	Irr	1500	8,5	-15,6	6	-40
IC10	Irr	4200		-15,3	6	-343
Вульф – Ланд-марк	Irr	5200		-15,0	9	-78

Продолжение табл. 1.1

Название	Тип (см. стр. 31)	Расстояние ( $10^3$ световых лет)	Логарифм отношения масс галактики и Солнца $\lg M/M_{\odot}$	Абсолютная видимая величина (см. стр. 58)	Линейный диаметр ( $10^3$ световых лет)	Радиальная скорость (км/с)
IC1613	Irr	2400	8,4	-14,8	3	-240
IC5152	Irr	5200		-14,3 <sup>†</sup>	6	78
Лев А	Irr	5200		-13,4	6	26
Форнакс	E	550	7,3	-13	6	40
Лев I	E4	750	6,6	-11	3	
Скульптор	E	280	6,5	-12	3	
Лев II	E1	750	6,0	-9,5	3	
Дракон	E	220	5	-8,5	1	
Малая медведи- ца	E	220	5	-9	3	
UKS1927-177	Irr	3600		-10,5 <sup>†</sup>	3	
UKS2323-326	Irr	4200		-10,4 <sup>†</sup>	2	
Sag DIG	Irr	1500	7,1	-9,3 <sup>†</sup>	3	-58
LGS3	Irr	2400		-9,0 <sup>†</sup>	2	-280
And I		2200		-11	2	
And II		2200			2	
And III		2200			3	
And IV		2200			1	

<sup>†</sup> Голубое смещение

Среди других возможных представителей: DDO187, GR8, Sex A, Sex B b NGC3109.

за пределами нашей досягаемости, знание об отдаленных частях нашей Вселенной доступно нам исключительно благодаря свету и другим видам посылаемой ими информации.

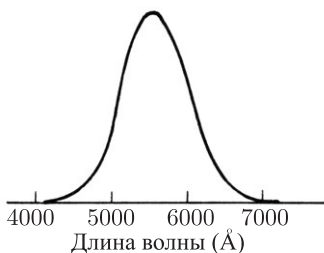


Рис. 1.5. Чувствительность человеческого глаза как функция длины волны

Человеческий глаз воспринимает только очень узкий диапазон частот — *видимую* часть электромагнитного спектра (см. рис. 1.5). В 1800 году Гершель впервые показал, что в астрономии можно использовать и другие частоты, или длины волн. Он держал термометр за границей красной части спектра, полученного при прохождении солнечных лучей через призму, тем самым демонстрируя, что Солнце имеет *инфракрасное* излучение (см. рис. 1.6). Вскоре после этого Риттер обнаружил *ультрафиолетовое излучение*. Но только в 1931 году американский инженер, занимающийся радиоастрономией, Карл Янский, впервые показал, что Млечный Путь испускает *радиоволны*. А в 1948 году была запущена ракета, на борту которой находилась фотоэмульсия, зафиксировавшая *рентгеновское излучение*, испускаемое Солнцем. Для записи этих разных типов излучения использовалось огромное множество разнообразных детекторов: от радиоприемников и счетчиков Гейгера до болометров и фотопластинок. В силу того что многие типы излучения поглощает атмосфера, ученым приходится использовать огромное множество наблюдательных платформ: от обсерваторий, расположенных высоко в горах, до аэропланов, воздушных шаров и спутников.

Однако важно понимать, что эти разные виды излучения, в сущности, одинаковы и являются *электромагнитным излучением* или, проще, «светом». Длина волны  $\lambda$  и частота  $\nu$  связаны уравнением

$$\lambda\nu = c, \quad (1.3)$$

где  $c$  — это скорость света. На рис. 1.7 показано, каким образом электромагнитный спектр разделяется на (довольно условные) области, которые разли-



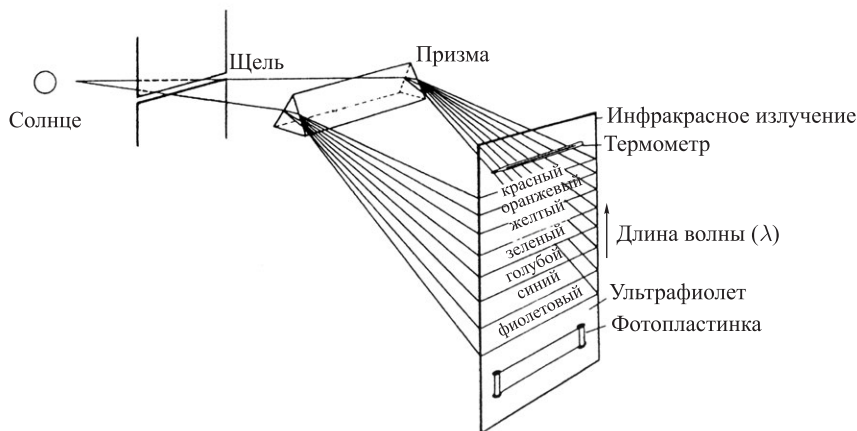


Рис. 1.6. Схематическое изображение образования спектра солнечного света при его разложении с помощью призмы

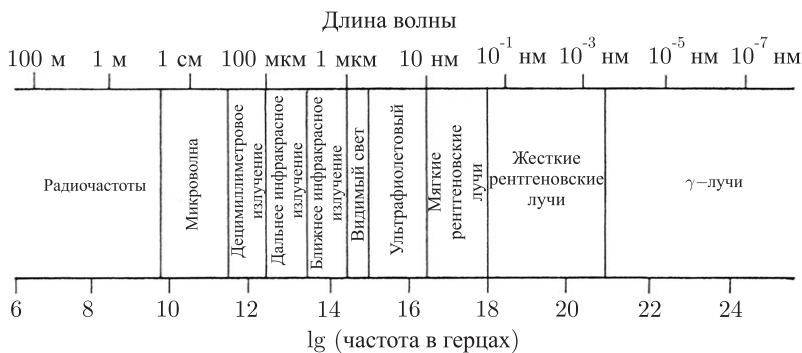


Рис. 1.7. Электromagnetic spectrum

чаются по методам обнаружения излучения. Фотоны радиоизлучения, видимого света и рентгеновских лучей отличаются только частотой (а следовательно, и длиной волны). Поскольку фотон переносит энергию  $h\nu$ , где  $h$  — постоянная Планка, фотоны рентгеновского излучения переносят гораздо большую энергию, чем, например, фотоны радиоизлучения. Электromagnetic spectrum, используемый в астрономии, сведен в таблицу 1.2 (стр. 10).

Таблица 1.2. Электромагнитный спектр, используемый в астрономии

Диапазон частот	Радиочастотный	Микроволновой	Децимиллиметровый	Дальнее инфракрасное	Ближнее инфракрасное
Диапазон частот	$10^6 - 10^{10}$ Гц	$10^{10} - 10^{11,5}$ Гц	$10^{11,5} - 10^{12,5}$ Гц	$10^{12,5} - 10^{13,5}$ Гц	$10^{13,5} - 10^{14,6}$ Гц
Диапазон длин волн	3 см–300 м	1 мм–3 см	100 мкм–1 мм	10–100 мкм	0,8–10 мкм
Наблюдательная платформа	Земля (спутник для $\nu < 3 \times 10^7$ Гц)	Земля	Гора (1 мм, 300 мкм), воздушный шар, ракета, самолет	Земля, самолет, воздушный шар, спутник	Земля
Детектор	Радиотелескоп	Радиотелескоп	Болометр	Болометр	Фотография, ПЗС
Наблюдаемые яркие источники	Cas A (остаток сверхновой), Солнце, Cyg A (радиогалактика), Sag A (центр Галактики), Cen A (радиогалактика), Vir A (радиогалактика), радиогалактики, квазары	Солнце, туманность Рака (остаток сверхновой), туманность ормега, Cas A, туманность Орион, радиогалактики, квазары	Солнце, планеты, центр Галактики, туманность Ориона, газопылевые облака в Галактике, 3C273 (квазар), 3C84 (сейфертовская галактика), M82 (галактика с интенсивным звездообразованием)	Солнце, планеты, газопылевые облака в Галактике, нормальные галактики и интенсивным звездообразованием	Солнце, планеты, прохладные звезды или пылевых облаках, галактики, квазары
Самый слабый обнаружимый поток (центр полосы)	$10^{-30}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$	$10^{-9}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$	$10^{-27}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$	$10^{-30}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$	$10^{-32}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$
Приближительное число источников в небе до этого уровня	$10^8$	$10^6$	$10^4$	$10^6$	$10^{10}$
Главные типы источников	Радиогалактики, квазары	Радиогалактики, квазары	Галактические источники	Звезды, галактики	Звезды, галактики
Основной вклад в фоновое излучение	Млечный Путь, радиогалактики	Реликтовое излучение	Атмосфера	Атмосфера	Атмосфера, зодиакальный свет

Продолжение табл. 1.2

Диапазон частот	Видимый свет	Ультрафиолет	Мягкое рентгеновское излучение	Жесткое рентгеновское излучение	Гамма-лучи
Диапазон частот длин волн	$10^{14,6} - 10^{14,9}$ Гц	$10^{14,9} - 10^{16,5}$ Гц	$10^{16,5} - 10^{17,5}$ Гц	$10^{17,5} - 10^{20}$ Гц	$> 10^{20}$ Гц
Диапазон длин волн	$0,4 - 0,8$ мкм	$100 - 4000$ Å	$10 - 100$ Å ( $0,12 - 1,2$ кэВ)	$(1,2 - 370$ кэВ)	$(> 370$ кэВ)
Наблюдательная платформа	Земля	Земля ( $3000 - 4000$ Å), ракета, спутник ( $\lambda < 3000$ Å)	Ракета, спутник	Воздушный шар, спутник	Воздушный шар, спутник
Детектор	Фотография, электронно-оптический преобразователь, ПЗС	Фотография, электронно-оптический преобразователь			
Наблюдаемые яркие источники	Солнце, планеты, звезды, галактики, квазары	Солнце, горячие звезды, галактики, квазары	Солнце, галактические источники (двойные звезды с белым карликом, нейтронная звезда или черная дыра), богатые скопления галактик, M82 (активная галактика), 3C273 (квазар)	Счетчики фотонов	Пульсар, Ракета, галактический диск, пульсар Вела, 3C273 (квазар)
Самый слабый обнаружимый поток (центр полосы)	$10^{-35}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$		$10^{-35}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$		$10^{-36}$ Вт м $^{-2}$ Гц $^{-1}$
Приблизительное число источников в небе до этого уровня	$10^{10}$		$10^6$		$10^3$
Главные типы источников	Звезды, галактики		Галактические источники, скопления галактик, квазары		
Основной вклад в фоновое излучение	Атмосфера, зодиакальный свет, рассеянный звездный свет (галактики)		Квазары, сейфертовские галактики, галактический газ, межгалактический газ		Внегалактические источники

## 1.4. Астрономия в отсутствие света

Электромагнитное излучение — это не единственный способ, посредством которого астрономическая информация достигает Земли.

### *Космические лучи*

Частицы высоких энергий, электроны и ядра атомов, движущиеся со скоростями, очень близкими к скорости света, непрерывно обстреливают Солнечную систему со всех направлений. В то время как вы читаете это предложение, одна из таких частиц вполне может проходить через вашу голову. Кинетическая энергия некоторых таких частиц может значительно превышать любые энергии, достигнутые в самом большом ускорителе частиц, созданном руками человека (рис. 1.8). Попадая в атмосферу, ядра с более высокой энергией очень скоро сталкиваются с молекулами воздуха, создавая поток вторичных частиц, который можно обнаружить на Земле.

Вторым источником космических лучей с небольшой энергией служит Солнце. Главный источник частиц с большими энергиями неизвестен, однако ученые полагают, что свой вклад в данный процесс вносят пульсары (пульсирующие источники радиоизлучения, связанные с нейтронными звездами), сверхновые (взрывы высокомассивных звезд, истративших запасы ядерного топлива) и активные ядра галактик (в которых массивная черная дыра поглощает газ и испускает частицы и излучение).

### *Нейтрино*

Впервые предположение о существовании нейтрино — безмассовых, не несущих заряда частиц, — выдвинули Паули и Ферми, чтобы объяснить энергетический дисбаланс в процессе  $\beta$ -распада. Но если они не имеют массы, как фотоны, значит, они двигаются со скоростью света. Их чрезвычайно сложно обнаружить, поскольку вероятность их участия в любой ядерной реакции, протекающей в условиях земных лабораторий, невероятно мала (они имеют очень малое «сечение» столкновений с материей).

Существует три типа нейтрино, соответствующих трем известным лептонам: электронное нейтрино,  $\nu_e$ , мюонное нейтрино,  $\nu_\mu$ , и тау-нейтрино,  $\nu_\tau$ . Ученые предсказывают существование космологического фона всех трех типов нейтрино, оставшегося от горячей эпохи Большого взрыва, однако в обозримом будущем его вряд ли смогут обнаружить. Электрон-

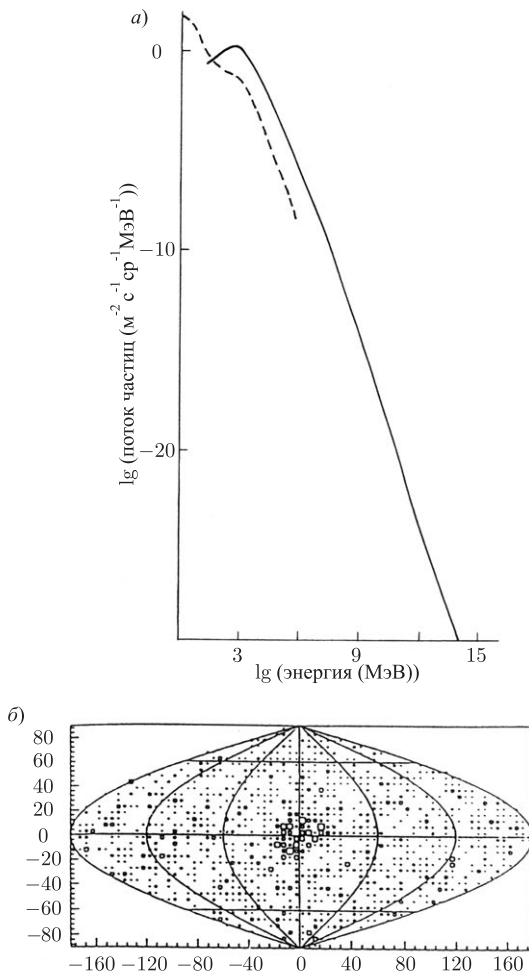


Рис. 1.8. а) Поток космических лучей с разной кинетической энергией, достигающий верхних слоев земной атмосферы. Сплошная линия: протоны и ядра. Пунктирная линия: электроны. б) Изображение Солнца, полученное с помощью нейтрино в небесной системе координат, в которой Солнце всегда находится в центре диаграммы. Все данные разделяются на секции размером  $4^\circ \times 4^\circ$ , после чего вычерчивается рамка, размер которой зависит от числа событий в каждой секции

ные нейтрино были обнаружены в излучении Солнца и SN1987A, мюонные нейтрино и тау-нейтрино — в земных ускорителях частиц и реакторах.

Первый в мире нейтринный телескоп создал Рей Дэвис из Южной Дакоты (США). Этот телескоп представляет собой огромный резервуар, наполненный перхлорэтиленом ( $C_2Cl_4$ ) и расположенный на дне шахты Хомстейк, чтобы избежать загрязнения космическими лучами. Любые проходящие через него нейтрино имеют небольшую вероятность превратить атом хлора  $^{37}Cl$  в атом аргона  $^{37}Ar$ . Затем эти атомы аргона выделяются и подсчитываются. В настоящее время действуют также и другие нейтринные телескопы — Камиоканде в Японии, где в качестве черенковского детектора используется резервуар с очень чистой водой, а также телескопы экспериментов SAGE и GALLEX, использующие в качестве детектора галлий.

Главным источником нейтрино на Земле считаются ядерные реакции, происходящие в центре Солнца. На рис. 1.8(b) приводится нейтринная карта неба, полученная в ходе эксперимента Камиоканде и свидетельствующая о том, что источником нейтрино служит Солнце. Количество обнаруженных нейтрино в ходе текущих экспериментов, по меньшей мере, в два раза ниже того, которое предсказывают стандартные теоретические модели внутренней области Солнца. Одним из возможных объяснений может служить тот факт, что электронное нейтрино нестабильно и имеет малую ненулевую массу. Эксперименты в Камиоканде, в которых участвуют мюонные нейтрино из атмосферы, свидетельствуют о том, что и они подвергаются осцилляциям. Таким образом, вполне может оказаться, что ненулевую массу имеют все три типа нейтрино.

## *Темная материя*

Кривые вращения спиральных галактик, динамика двойных галактик, групп и скоплений свидетельствуют о том, что в гало галактик преобладает некая форма темной материи. И хотя часть массы галактик может приходиться на коричневых карликов или звезды с низкой массой, основная их масса, судя по всему, пребывает в форме небарионной темной материи, представленной, быть может, слабо взаимодействующими массивными частицами (WIMPs). Такого рода материя необходима для объяснения того, каким образом из очень гладкого (до одной доли на  $10^5$ ) распределения барионной материи, полученного из изотропного микроволнового фонового излучения при красном смещении  $\approx 10^3$ , вырастают галактики. Темная материя необходима еще и для того, чтобы объяснить значение средней плотности Вселенной, измеренное с помощью динамических методов в процес-

се наблюдений за Галактикой и с помощью флуктуаций микроволнового фонового излучения, т.к. это значение слишком велико, чтобы его можно было объяснить одной только барионной материей.

В настоящее время проводится несколько экспериментов по обнаружению в гало нашей Галактики небарионного вещества. В их основе лежит обнаружение случайной отдачи ядра, которая должна произойти от столкновения с частицами темной материи, а расположены эти установки глубоко под землей, чтобы исключить влияние космических лучей.

### *Гравитационное излучение*

Общая теория относительности и другие аналогичные теории гравитации позволяют сделать вывод о существовании гравитационных волн. Самыми вероятными источниками гравитационного излучения являются финальные стадии гравитационного коллапса массивных звезд и слияния двойных звезд. Дж. Вебер первым сделал попытку обнаружить такое излучение, наблюдая за вибрациями большого, свободно висящего алюминиевого цилиндра, но по сей день ни в этом, ни в последующих экспериментах правдоподобных событий такого рода обнаружено не было. Однако вывод о существовании гравитационного излучения все же был сделан на основе изменений орбиты *двойного пульсара* (раздел 4.4) — системы, состоящей из двух нейтронных звезд, вращающихся друг вокруг друга на близких орбитах. Прямое обнаружение гравитационных волн от объединения нейтронных звезд и массивных черных дыр в сливающихся галактиках, скорее всего, произойдет уже в следующем поколении экспериментов: в больших наземных или космических лазерных интерферометрах. Ученые также надеются обнаружить космологический фон гравитационных волн, оставшихся от ранних стадий Большого взрыва, и для его обнаружения уже предлагаются различные космические эксперименты. Не исключается и косвенное обнаружение гравитационных волн через измерения поляризации космического микроволнового излучения.

## 1.5. Механизмы излучения

А теперь рассмотрим основные способы образования электромагнитного излучения в космических источниках. Прежде всего определим *монохромную светимость*  $P(\nu)$  источника с частотой  $\nu$  как энергию, которую он испускает каждую секунду в единичный телесный угол в единичном интервале частоты (единицы: Вт с<sup>-1</sup> Гц<sup>-1</sup>). Это значит, что энергия, испу-

щенная за секунду источником на стерадиан между частотами  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$ , равна  $P(\nu)d\nu$  и полную («болометрическую») светимость можно получить путем интегрирования по всем частотам:

$$P = \int_0^{\infty} P(\nu) d\nu.$$

Функция  $P(\nu)$ , как функция  $\nu$ , является *спектром* или *распределением энергии* источника и позволяет судить о механизме излучения.

### ***Излучение абсолютно черного тела***

Если вещество полностью поглощает излучение, которое на него падает, то при нагревании оно ведет себя как идеальный излучатель и говорят, что это вещество излучает как абсолютно черное тело, т. е. спектр этого излучения совпадает с планковским спектром излучения абсолютно черного тела: элемент поверхности излучает с интенсивностью

$$I(\nu) = B_\nu(T) = 2h\nu^3 / (c^2 \{ \exp(h\nu/kT) - 1 \}) \quad (\text{Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1}), \quad (1.4)$$

где  $h$  — это постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана, а  $T$  — температура. Для  $h\nu \ll kT$

$$\exp(h\nu/kT) - 1 \simeq h\nu/kT,$$

откуда  $B_\nu(T) \propto \nu^2$ . Эта часть спектра называется частью Рэлея–Джинса. Для  $h\nu \gg kT$

$$B_\nu(T) \propto \nu^3 \exp(-h\nu/kT),$$

т. е. мы имеем распределение Вина.

Соответствующая энергия на единицу объема, или *плотность энергии*, для изотропного поля излучения составляет

$$u(\nu)d\nu = (4\pi/c)I(\nu)d\nu = (8\pi h/c^3)\nu^3 d\nu / \{ \exp(h\nu/kT) - 1 \},$$

поэтому полная плотность энергии излучения, после интегрирования по всем частотам, равна

$$\begin{aligned} u_{rad} &= \int_0^{\infty} u(\nu) d\nu = (8\pi k^4 / h^3 c^3) T^4 \int_0^{\infty} y^3 dy / \{ \exp(y) - 1 \}, \text{ где } y = h\nu/kT, \\ &= aT^4, \quad \text{где } a = 8\pi^5 k^4 / 15 h^3 c^3 = 4\sigma/c = 7,565 \times 10^{-16} \text{ Дж м}^{-3} \text{ К}^{-4}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

причем  $\sigma$  — это постоянная излучения Стефана–Больцмана.



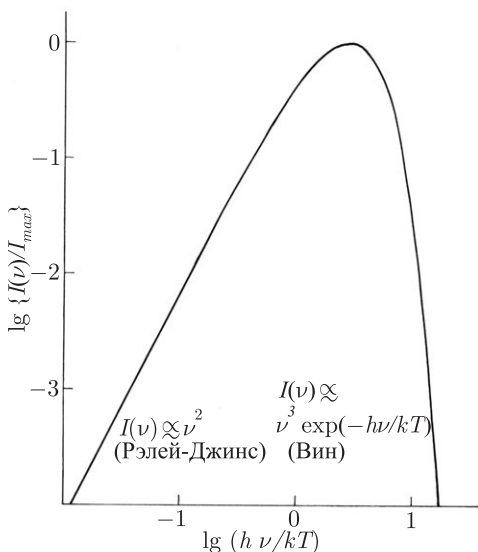


Рис. 1.9. Планковский спектр абсолютно черного тела. Интенсивность дается в единицах максимальной интенсивности  $I_{max} = 1,9 \times 10^{-19} T^3 \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$

Спектр (уравнение (1.4)) показан на рис. 1.9: максимум приходится на частоту  $\nu = 2,821kT/h$ , а соответствующая пику интенсивность равна  $2,843k_B^3 T^3 / h^2 c^2$ . Учтем теперь, что  $kT$  — это мера средней тепловой энергии частицы вещества (атома или молекулы), а  $h\nu$  — это энергия фотона, имеющего частоту  $\nu$  (из квантовой теории). Таким образом, типичная энергия фотонов имеет тот же порядок величины, что и средняя кинетическая энергия вещества. Излучение абсолютно черного тела характеризует вещество, пребывающее в тепловом равновесии с излучением, когда энергия поровну делится между веществом и излучением.

Спектр излучения Солнца лучше всего аппроксимируется спектром излучения абсолютно черного тела при температуре 5800 К (но Солнце не является абсолютно черным телом); температуры большинства звезд лежат в диапазоне от 2000 до 100 000 градусов по шкале Кельвина. Излучение в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах обусловлено тепловым излучением пылинок, имеющих температуры от 1 до 100 миллионов К. В инфракрасном диапазоне наблюдается тепловое излучение при темпера-

турах 10–1000 К, причем в этом случае пылинки излучают уже не столь эффективно, так что интенсивность принимает вид

$$I(\nu) = Q_\nu B_\nu(T),$$

где  $Q_\nu (\leq 1)$  — это эффективность излучения пылинок.

### *Линии излучения и поглощения*

Когда электрон в атоме совершает переход с энергетического уровня  $E_1$  на более низкий уровень  $E_2$ , испускается фотон с частотой  $\nu$ , где  $h\nu = E_1 - E_2$ . Аналогичным образом атом может поглотить фотон энергии  $h\nu$  при переходе электрона с уровня  $E_2$  на более высокий энергетический уровень  $E_1$ . Эти процессы очень важны в поверхностных слоях звезд, т. к. они приводят к резким пикам в спектрах излучения и поглощения  $P(\nu)$  (см. рис. 1.10). Если свет звезды пропустить через призму и узкую щель, на его спектре появятся яркие или темные линии. Впервые такие линии заметил Фраунгофер в спектре Солнца. Благодаря им можно изучать как химический состав, так и физические условия, имеющие место в поверхностных слоях звезд, поскольку частоты этих линий позволяют определить испускающие или поглощающие атомы, а относительные силы разных линий дают информацию о температуре и количестве участвующих атомов. Например, переходы с более высоких энергетических уровней на энергетические уровни  $n = 1, 2, 3, 4$  в атоме водорода приводят к испусканию света с длинами волн характеристических серий Лаймана, Бальмера, Пашена и Брекета.

Одной из самых важных для астрономии спектральных линий является радиолиния нейтрального атомарного водорода на волне 21 см, которая получается при переходе от параллельного расположения магнитных осей электрона и протона к противоположному и обратно. С помощью этой линии была составлена карта распределения нейтрального водорода в Млечном Пути.

Важным достижением 1970-х годов стало открытие линии микроволнового и децимиллиметрового излучения от межзвездных молекул, возникающей в результате переходов между различными состояниями вращательной энергии молекул. Самой многочисленной из этих молекул (не считая водорода, не имеющего вращательного перехода) является угарный газ, который и был использован для составления карты молекулярного газа как в нашей Галактике, так и в других.

### *Синхротронное излучение*

Радиоволны, идущие от Млечного пути, испускают электроны космических лучей, движущиеся по спирали в магнитном поле Галактики

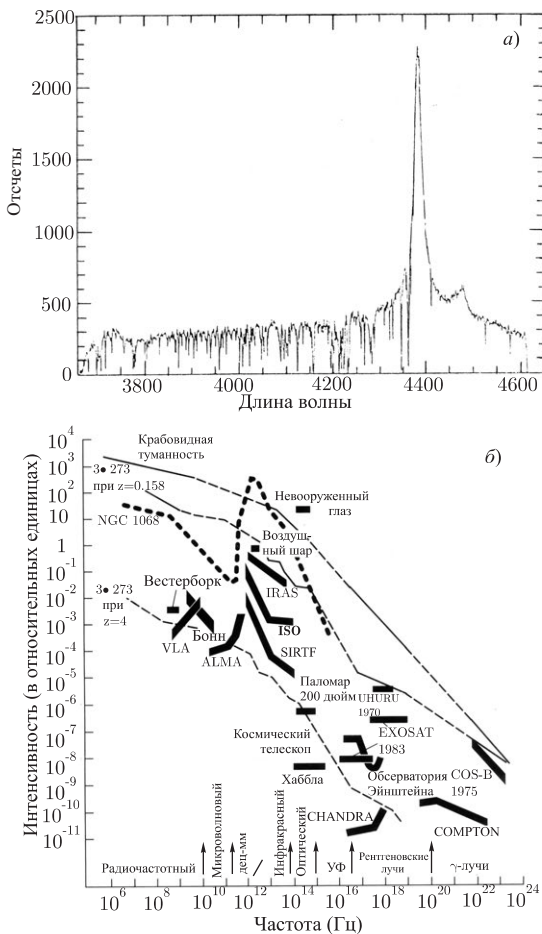


Рис. 1.10. а) Спектр квазара В2 1215+33, демонстрирующий  $\alpha$ -эмиссию и множество линий поглощения, обусловленных газовыми облаками между нами и квазаром. Спектр, полученный Й. Бехтольдтом при использовании Многозеркального телескопа, Аризона. б) Непрерывные спектры Кротовидной туманности, сейфертовской галактики NGC1068 и квазара 3C273 (показан спектр при наблюдаемом для 3C273 красном смещении  $z = 0,158$  и спектр, который был бы при  $z = 4$ ) здесь сравнивается чувствительность наземных и космических телескопов

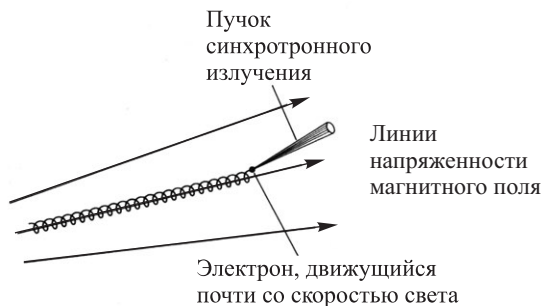


Рис. 1.11. Пучок синхротронного излучения от релятивистского электрона, движущегося по спирали в магнитном поле

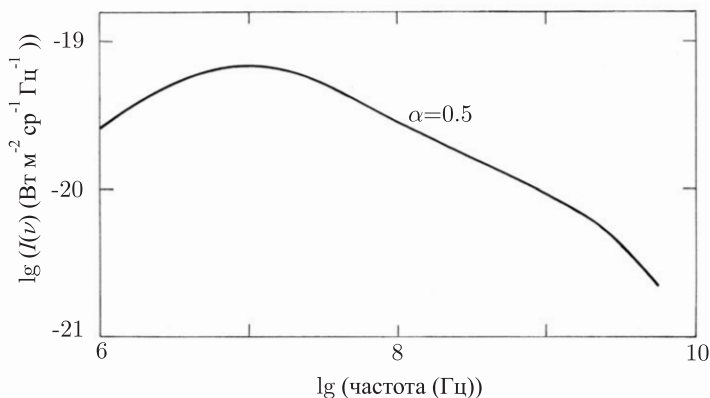


Рис. 1.12. Спектр радиочастот Млечного Пути. На обширном диапазоне частот проявляется степенное поведение, которого следует ожидать в случае синхротронного излучения, вызванного электронами космических лучей (рис. 1.8a)), движущимися по спирали в магнитном поле нашей Галактики

(рис. 1.11). Впервые данный процесс наблюдался в ускорителях частиц, называемых синхротронами, отсюда и возникло название этого излучения. Считается, что именно этот механизм работает в большинстве космических источников радиоволн. Если релятивистские (т. е. движущиеся со скоростями, близкими к скорости света) электроны имеют степенное распределение по энергиям (а мы знаем, что вблизи Земли это именно так — см. рис. 1.8),

то спектральное распределение энергии излучения синхротрона также будет иметь вид степенного закона (рис. 1.12):

$$P_s(\nu) = A(KB^{1+\alpha})\nu^{-\alpha}, \quad (1.6)$$

где  $B$  — напряженность магнитного поля,  $K$  — полная энергия релятивистских электронов,  $\alpha$  — спектральный индекс,  $A$  — постоянная.

Синхротронное излучение является одним из важнейших примеров *нетеплового излучения*. В нашей Галактике и других спиральных галактиках релятивистские электроны, согласно мнению ученых, ускоряются в пульсарах и остатках сверхновых. В активных ядрах галактик в ускорении релятивистских электронов важную роль могут играть процессы, происходящие вблизи горизонта событий массивной черной дыры.

### ***Обратное комптоновское излучение***

Это процесс, обратный комптоновскому рассеянию света на свободных электронах. Релятивистские электроны передают часть своей энергии через столкновения с фотонами в поле излучения, т. е. фотоны имеют после столкновения более высокую частоту (и энергию). Например, радиопотоны могли бы «подняться» и превратиться в рентгеновские фотоны. Главное требование заключается в том, чтобы начальное поле излучения имело большую напряженность, так что этот процесс, скорее всего, играет важную роль в компактных источниках типа квазаров и ядер галактик. В действительности релятивистский электрон теряет свою энергию через синхротронное излучение в магнитном поле или через обратное комптоновское излучение в поле излучения (если таковые присутствуют) пропорционально соответствующим значениям плотности энергий магнитного поля и поля излучения.

### ***Тормозное или свободно-свободное излучение***

Другой процесс, важный для источников радиоизлучения и рентгеновских лучей, протекает в горячем ионизированном газе, т. е. в таком газе, в котором от большинства атомов оторваны внешние электроны, в результате чего эти атомы превратились в несущие положительный заряд *ионы*. Когда во время столкновения электрон ускоряется в электростатическом поле иона, он испускает энергию в виде тормозного излучения. Полная энергия, испущенная в секунду объемом  $V$  (в  $\text{м}^3$ ) газа при температуре  $T > 10^6 \text{ К}$ , примерно равна

$$P = 2,4 \times 10^{-28} T^{1/2} n_e^2 V \quad (\text{Вт}), \quad (1.7)$$

где  $n_e$  — это число электронов на кубический метр газа.

## 1.6. Методики наблюдений на разных частотах

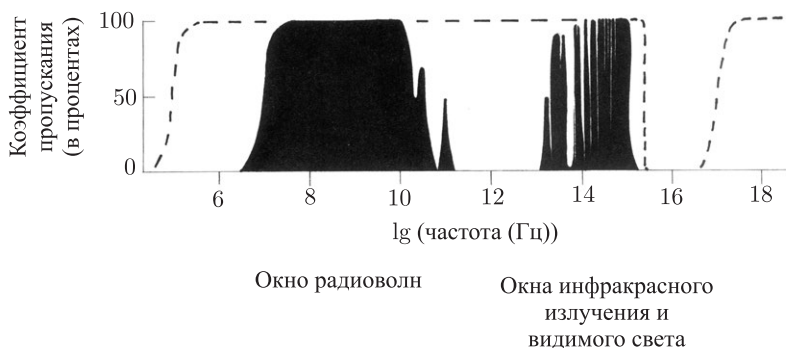


Рис. 1.13. Коэффициент пропускания земной атмосферы: доля света из Галактики, достигающего поверхности Земли (сплошная кривая) и спутника, расположенного за пределами земной атмосферы (пунктирная кривая), как функция частоты

К счастью для жизни на Земле, не все излучения, входящие в верхние слои атмосферы, достигают Земли. Водяной пар и другие молекулы поглощают большую часть излучения с длинами волн между 1 мкм ( $10^{-6}$  м) и 2 мм, хотя несколько «окон» (узких диапазонов длин волн, которые пропускают достаточно большую часть солнечного света через атмосферу) все же остается. Атмосфера также практически не пропускает излучение, длины волн которого не превышают 3000 Å (0,3 мкм). Как бы то ни было, дальнейшее ультрафиолетовое и мягкое (т. е. низкочастотное) рентгеновское излучения могут преодолевать только сравнительно короткие расстояния через межзвездную материю (газ и пыль) в нашей Галактике, так что даже за пределами нашей атмосферы мы можем увидеть на этих длинах волн очень далекие объекты только в определенных направлениях. Низкочастотные радиоволны полностью отражаются ионосферой (благодаря этому эффекту становится возможной межконтинентальная длинноволновая радиосвязь).

Доля света Галактики, достигающего поверхности Земли, на рис. 1.13 показана как функция частоты. Излучение некоторых частот, испускаемое нашей Галактикой, мы не смогли бы получить даже со спутника. Помимо вышеупомянутых типов излучения, Галактика также не пропускает радиоволны с минимальной энергией и гамма-лучи с максимальной энергией.

С огромным трудом в обсерваториях, расположенных высоко в горах, можно обнаружить источники, излучающие на длинных волнах вблизи 1 мм, 800 мкм, 400 мкм, 20 мкм и 10 мкм. Свой вклад в открытие этих и других окон в инфракрасной и децимиллиметровой области внесли воздушные шары, самолеты и спутники. Ультрафиолетовая и рентгеновская астрономия стала возможна благодаря ракетам и спутникам. В таблицу 1.2 (стр. 10) сведены наблюдательные платформы и детекторы для разных диапазонов частот.

## 1.7. Самые яркие источники

*Плотность потока* излучения (энергия, излучаемая в секунду в пределах единичной полосы пропускания на единицу площади, нормальной к направлению распространения излучения), измеряемая от источника с монохромной светимостью  $P(\nu)$  на расстоянии  $r$ , определяется законом обратных квадратов

$$S(\nu) = P(\nu)/r^2 \quad (\text{Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}) \quad (1.8)$$

при условии, что космологическими эффектами (например, расширением Вселенной), поглощением и т. п. можно пренебречь. Таким образом, самыми яркими источниками, которые мы наблюдаем, могут быть либо слабые излучатели, расположенные очень близко, либо отдаленные, но очень яркие объекты. В таблице 1.2 приводятся самые яркие источники в различных диапазонах частот.

## 1.8. Подсчет источников

Предположим, что на частоте  $\nu$  мы записали в каталог все источники на небе как функцию плотности потока  $S(\nu)$ . Обозначим за  $N_\nu(S)$  число источников на стерадиан, имеющих плотность потока больше, чем  $S$  на частоте  $\nu$ . Впоследствии мы увидим, что эта функция играет роль при проверке космологических моделей. На данном же этапе просто отметим плотности самых слабых потоков, определяемые с помощью современной техники в различных диапазонах частот, соответствующее значение  $N_\nu(S)$  и главные типы источников (таблица 1.2).

## 1.9. Объединенное фоновое излучение

Если направить телескоп на область неба, свободную от ярких источников, то можно измерить полную плотность потока объединенного фоно-

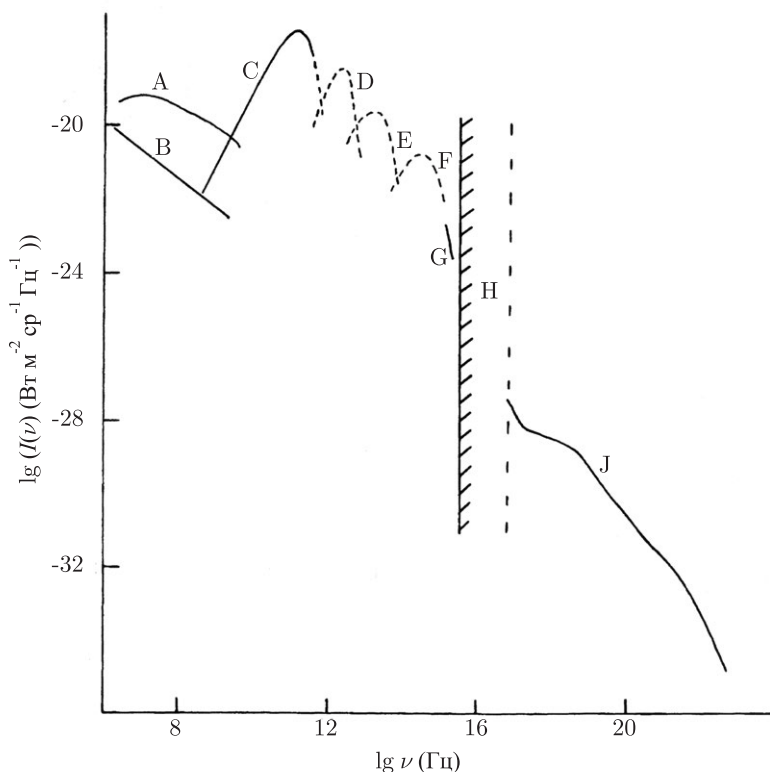


Рис. 1.14. Наблюдаемая интенсивность объединенного фонового излучения как функция частоты (пунктирными линиями обозначены теоретические предсказания). А: фоновое излучение от Млечного Пути (рис. 1.12); В: вклад внегалактических источников с резкими пиками в спектре в области радиочастот; С: реликтовое излучение; D: фон от инфракрасных галактик; Е: ближнее излучение от межзвездной и межпланетной пыли (на полюсах Галактики и эклиптики соответственно); F: совокупное действие зодиакального света и рассеянного света звезд; G: ультрафиолетовый фон на полюсе Галактики; H: ненаблюдаемый ультрафиолетовый вакуум (за исключением, пожалуй, высокочастотного конца спектра); J: рентгеновский фон и фон гамма-лучей на больших галактических широтах



вого излучения всех источников в небе, расположенных на всех расстояниях. Определяться это будет размером пучка телескопа, так что данный фон самым естественным образом будет измеряться в терминах *интенсивности* излучения, плотности потока на единичный телесный угол,  $I(\nu)$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup>. Современное состояние наблюдений этой величины показано на рис. 1.14. Фон, исходящий вероятно, от дискретных источников, нам удалось обнаружить только на радио-, децимиллиметровых и рентгеновских частотах. Самой поразительной особенностью рис. 1.14 является реликтовое излучение на сантиметровых и миллиметровых длинах волн. Считается, что излучение осталось от «фазы огненного шара», имевшей место во Вселенной, образовавшейся в результате Большого взрыва. В оптической и инфракрасной области, к сожалению, преобладает атмосферная эмиссия (свечение атмосферы), рассеянный свет от межпланетной пыли (зодиакальный свет), свет от звезд Млечного Пути и эмиссия от межпланетной и межзвездной пыли.

## 1.10. Задачи

1.1. Реликтовое излучение имеет спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 К. Показать, что полная объединенная интенсивность излучения черного тела с температурой  $T$

$$I = \int I(\nu) d\nu = \int B_\nu(T) d\nu$$

удовлетворяет равенству  $I = AT^4$  ( $A = 1,805 \times 10^{-8}$  Вт м<sup>-2</sup> ср<sup>-1</sup> К<sup>-4</sup>).

Плотность энергии  $u$  поля излучения определяется как  $u = 4\pi I/c$ . Найти  $I$  и  $u$  реликтового излучения. При каком значении  $T$  плотность энергии  $u$  равна плотности энергии ядра атома? (Это можно определить, зная, что  $m_H = 1,67 \times 10^{-27}$  кг,  $c = 2,998 \times 10^8$  м с<sup>-1</sup>, а радиус атома водорода равен  $10^{-15}$  м.)

1.2. Интенсивность радиоизлучения от нашей Галактики на высоких галактических широтах приблизительно равна

$$I(\nu) = 2,5 \times 10^{-20} (\nu/10^8)^{-0,5} \quad \text{Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1},$$

если  $\nu = 10^7 - 10^{10}$ .

Определить полную объединенную интенсивность  $I = \int I(\nu) d\nu$  и найти отношение  $I$  к полной интенсивности реликтового излучения из задачи 1.

1.3. Найти массовую плотность галактик во Вселенной в кг м<sup>-3</sup>, считая, что среднее расстояние между галактиками равно 1 Мпс, а средняя

масса галактики равна  $10^{11}$  солнечных масс. Сравнить полученную величину с массовой плотностью реликтового излучения.

1.4. Если бы темная материя в гало нашей Галактики была представлена равномерно распределенными черными дырами массы, равной  $10^{-3}$  солнечной, насколько далеко (по приблизительным подсчетам) отстояла бы ближайшая из них?

1.5. Самым популярным кандидатом на роль частиц темной материи являются суперсимметричные частицы, масса которых составляет около 100 ГэВ. Предположив, что типичная скорость этих частиц относительно движения Земли равна  $300 \text{ км с}^{-1}$  и что они равномерно распределены по всей Вселенной, оцените, сколько таких частиц пронизывает ваше тело каждую секунду. (Плотность энергии Вселенной принять равной  $10,5 \text{ ГэВ м}^{-3}$ .)

## ГЛАВА 2

# Наша Галактика и другие галактики

### 2.1. Введение

В этой главе мы рассмотрим строение и эволюцию нашей Галактики, а также других галактик и расскажем о необычных разновидностях «активных» галактик — галактиках с интенсивным звездообразованием, радиогалактиках, сейфертовских галактиках и квазарах.

Главными составляющими галактик являются звезды, межзвездный газ и пыль, а эволюция отдельной галактики заключается в оседлении звезд из газопылевых облаков, протекании в них термоядерных реакций, потере звездной массы во время звездных ветров и итоговом либо охлаждении, либо рассеивании большей части звездного вещества во взрывах.

Распределение населений разновозрастных звезд в нашей Галактике может дать неплохое представление о том, как она развивалась во времени и какими были последние этапы ее образования. Галактики других типов могут иметь строение, сходное с нашей, и такой же возраст, но будут отличаться своей историей звездообразования. Немаловажную роль в эволюции некоторых, а возможно, и большинства галактик играют также их взаимодействия и слияния.

Радио-, инфракрасные и рентгеновские свойства галактик существуют в огромном диапазоне размеров и мощностей. Различные типы «активных» галактик можно описать через огромные всплески звездообразования и/или массивные черные дыры в ядрах этих галактик. Определенную роль в объяснении некоторых наблюдаемых явлений играет и наш угол зрения.

### 2.2. Звездообразование и межзвездная среда

Хорошим примером газового облака, в котором в настоящее время образуются звезды, служит туманность Ориона (рис. 2.1). Совсем недавно произошло рождение звезд Трапеции, и одна из них постоянно повышает свою температуру, вынуждая окружающий ее газ создавать видимое облако ионизованного водорода, или, как говорят, область  $H_{II}$ . Поблизости можно наблюдать менее горячие объекты, которые излучают главным образом в инфракрасном диапазоне и, вероятно, являются еще более молодыми

«протозвездами». Область, изображенная на фотографии, — это лишь малая часть гигантского комплекса молекулярных облаков, общий размер которого достигает трехсот световых лет.

Газ и пыль, которые окружают звезды, или *межзвездная среда*, пребывают в различных фазах. Большая часть этого вещества существует в виде разреженных облаков, состоящих из нейтрального атомарного водорода ( $H_1$ ), или плотных облаков молекулярного водорода ( $H_2$ ). Между этими облаками межзвездное вещество пребывает в виде более разреженного и куда более горячего ионизованного газа, оставшегося после вспышек сверхновых. Во всех вышеперечисленных фазах имеется примесь гелия (порядка двадцати четырех процентов по массе) и около двух процентов более тяжелых элементов главным образом в виде небольших песчинок углерода или кремниевой пыли.

Образование новой звезды начинается, когда плотность какой-то части молекулярно-пылевого облака становится чуть больше его средней плотности. Собственное тяготение этой области заставляет ее сжиматься, и в процессе этого сжатия объект, который теперь именуется протозвездой, начинает нагреваться. Вещество, падающее внутрь будущей звезды, образует вокруг протозвезды толстый диск, или тор, вдоль осей которого вновь рождающиеся звезды испускают струи вещества, которые часто можно наблюдать с Земли. Наконец, температура в центре образующегося объекта повышается настолько, что могут начаться ядерные реакции. Если облако, из которого рождается звезда, состоит в основном из водорода, ядерные реакции стартуют при температуре выше  $10^7$  градусов Кельвина: начинается превращение водорода в гелий. Давление в протозвезде нарастает до тех пор, пока градиент давления не уравнивает гравитацию, после чего температуры центра звезды и ее поверхности приходят в такое соотношение, при котором количество тепла, излучаемого поверхностью, уравнивается количеством энергии, вырабатываемой в процессе ядерных реакций, происходящих в центре звезды. Звезда родилась.

### 2.3. Эволюция звезды

Когда звезда «сжигает» водород, ее светимость  $L$  и температура поверхности  $T$  зависят исключительно от ее массы  $M$  (и в очень малой степени от количества присутствующих в ней элементов, отличных от водорода):

$$L \propto M^{3,4}; \quad T \propto M^{0,5}. \quad (2.1)$$

Таким образом, звезды с разной массой оказываются на одной линии (на *главной последовательности*) диаграммы, выражающей зависимость меж-

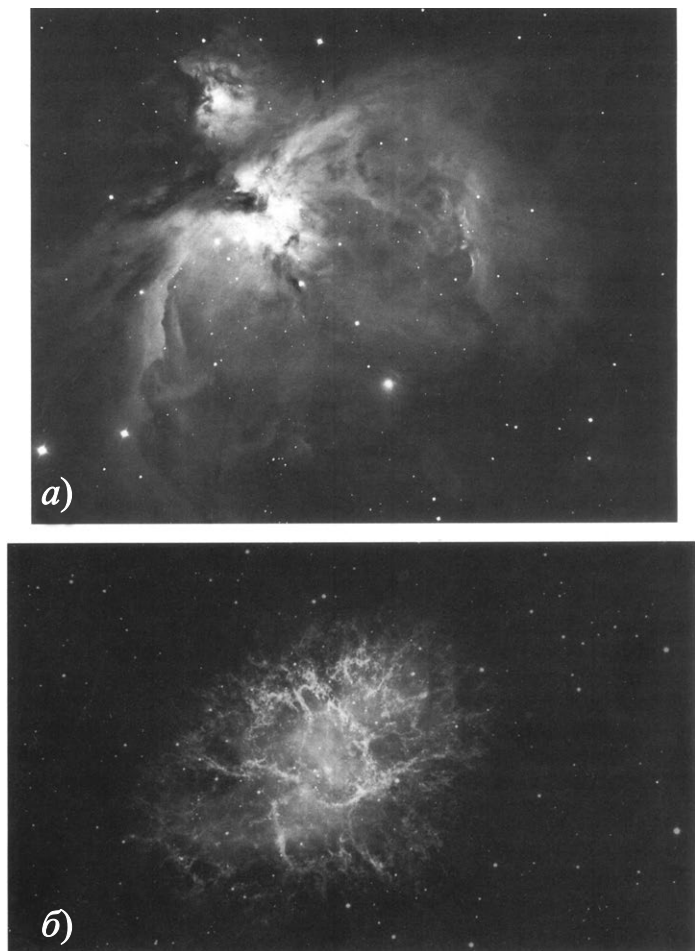


Рис. 2.1. а) Рождение звезды: туманность Ориона, часть газового облака, из которого образуются новые звезды. б) Смерть звезды: Крабовидная туманность, остатки звезды, погибшей во вспышке сверхновой в 1054 году н. э. Ядро звезды сжалось, образовав нейтронную звезду, которую можно увидеть как пульсирующий источник радио-, оптических, рентгеновских и гамма-лучей. Фотографии из Маунт-Вильсоновской а) и Маунт-Паломарской б) обсерваторий (авторское право принадлежит Калифорнийскому технологическому институту и институту Карнеги в Вашингтоне)

ду светимостью звезды и температурой ее поверхности, — диаграммы *Герцшпрунга–Рассела* (ГР). Поскольку цвет звезды весьма точно указывает на температуру ее поверхности, эту характеристику астрономы обычно выводят на горизонтальную ось. Кроме того, температуру поверхности звезды можно узнать по разновидности линий, которые входят в ее спектр излучения, так что все звезды можно разделить на *спектральные классы*. В спектре горячей звезды преобладают линии испускания водорода и гелия. В спектре звезды средней температуры, например Солнца, преобладают линии поглощения металлов. В холодной же звезде наблюдаются молекулярные полосы поглощения. Схематическая диаграмма ГР представлена на рис. 2.2, где указана главная последовательность и след образующейся звезды.

Когда большая часть водорода в горячем центре звезды превратилась в гелий, звезда изменяется самым кардинальным образом. Ее поверхность охлаждается и краснеет, а размер увеличивается во много раз — звезда превращается в *красного гиганта*. Тем временем центральная область звезды сжимается и становится еще горячее, до тех пор пока не начнется синтез углерода из гелия (в том случае, если масса звезды достаточна для поддержания данного процесса) — *гелиевая вспышка*. В случае с самыми массивными звездами последующие термоядерные реакции постепенно превращают углерод в азот, азот в кислород и т. д., один за другим образуя химические элементы со все более высокими атомными номерами, вплоть до железа. Химические элементы, атомный номер которых превышает таковой у железа, образуются в процессе *эндотермической* реакции синтеза, т. е. такой реакции, в ходе которой энергия не выделяется, а поглощается, поэтому как только ядро звезды становится железным, оно уже не может сохранять равновесие. Тогда происходит коллапс ядра и образуется нейтронная звезда или черная дыра, а поверхностные слои звездного вещества исторгаются во вспышке сверхновой второго типа.

Химические элементы с атомным номером выше, чем у железа, образуются в ходе совершенно иного процесса — *захвата нейтронов*. Редкоземельные элементы получаются в красных гигантах при облучении ядер железа медленными нейтронами, а радиоактивные элементы образуются при захвате быстрых нейтронов во вспышках сверхновых.

## 2.4. Заключительные этапы жизни звезды: белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры

Заключительные этапы жизни звезды зависят от ее массы и пока что изучены не до конца. Если масса звезды намного превышает массу Солн-

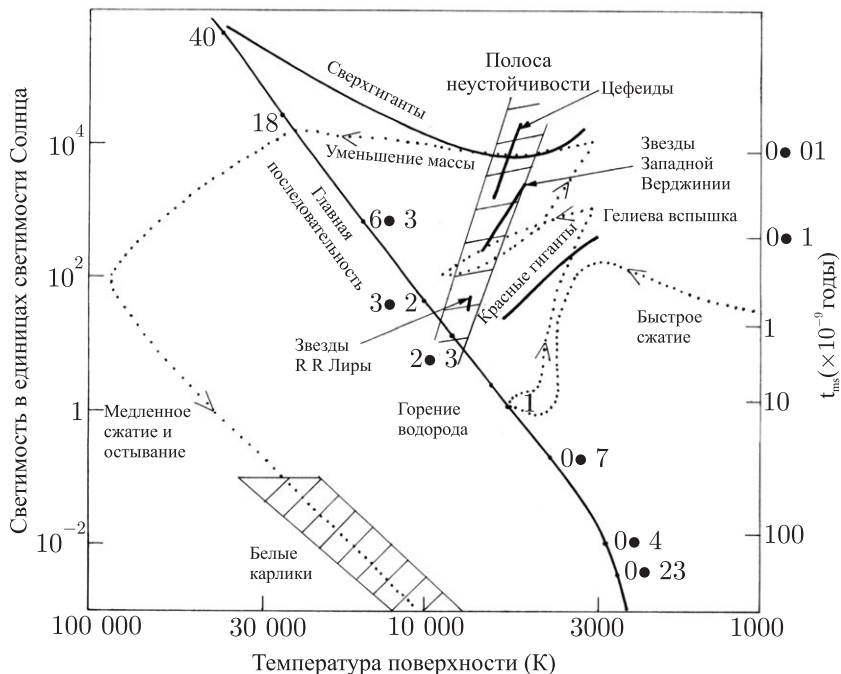


Рис. 2.2. Диаграмма Герцшпрунга – Рассела, на которой показано, как со временем изменяются светимость звезд и температуры их поверхностей. Пунктирная кривая изображает предсказанную эволюцию Солнца. На правой шкале показано время жизни звезд разной массы на главной последовательности (рядом с точками на главной последовательности проставлены соответствующие массы в солнечных единицах)

ца, она погибнет в яркой вспышке сверхновой, изливая межзвездный газ со смесью всех химических элементов, образовавшихся в ядерных реакциях, протекавших в ее недрах. Самым ярким примером остатков такой вспышки служит Крабовидная туманность (рис. 2.1), оставшаяся от вспышки сверхновой, которую еще в 1054 году н. э. наблюдали китайские астрономы.

На последних этапах эволюции звезд могут также происходить не столь зрелищные изменения и выбросы звездной материи; например, переменные типа цефеид и R R Лиры (пульсации с коротким периодом, происходящие, когда звезда пересекает «полосу неустойчивости» на диаграм-

ме ГР — см. рис. 2.2), переменные типа Миры (красные гиганты, подверженные нерегулярным пульсациям с длительным периодом, которые сопровождаются потерей массы), планетарные туманности (возникающие, когда красный гигант сбрасывает свою сферическую газовую оболочку) и новые (вспышки которых по зрелищности уступают сверхновым и возникают в результате перетекания на белый карлик вещества с внешних слоев его звезды-компаньона).

В самом конце то, что осталось от звезды после вспышек или потери массы, превращается (а) в белый карлик, плотность которого так велика, что электроны *вырождаются* (т.е. сближаются до соприкосновения)<sup>1</sup>, (б) в нейтронную звезду, плотность которой еще выше, вследствие чего выраждаются нейтроны, или (с) в черную дыру, в которой звездное вещество сжимается до такой высокой плотности, что свет уже не может из него вырваться (см. раздел 4.4). Белыми карликами или нейтронными звездами могут стать только те звезды, масса которых меньше удвоенной массы Солнца (в более массивных звездах давление вырождения недостаточно, чтобы звезда могла противостоять действию гравитации), поэтому если более массивные звезды не освободятся от большей части своей массы в фазы исторгания звездного вещества, они *должны* превратиться в черные дыры.

Пока белые карлики не станут слишком холодными, их, как и другие звезды, можно наблюдать на оптических частотах. Быстро вращающиеся нейтронные звезды можно увидеть по пульсирующему радио-, оптическому, рентгеновскому и гамма-излучению, которое испускают их вращающиеся магнитосферы (*пульсары*). Очень заметный пульсар, который, по всей вероятности, остался от звезды, взорвавшейся в 1054 году н.э. во вспышке сверхновой, находится в центре Крабовидной туманности. Нейтронные звезды также можно увидеть благодаря рентгеновскому излучению, которое испускает газ, нагревающийся при падении с высокой скоростью на (твердую!) поверхность звезды.

А вот черную дыру можно обнаружить лишь косвенно: по тому или иному влиянию, которое она оказывает на окружающие объекты, — например, если она составляет пару с видимой звездой-компаньоном. Зная период вращения и радиус орбиты видимого компаньона, мы можем оценить массу невидимого объекта, и, оказавшись таковая очень большой, мы заключим, что это черная дыра, особенно если рентгеновское излучение

---

<sup>1</sup>Это весьма приблизительное описание вырожденного фермионного газа. Прежде всего потому, что электроны (по современным представлениям) — точечные частицы. Чуть более точное описание вырождения — максимально плотная «упаковка» электронов одновременно по координатам и импульсам, насколько это позволяет соотношение неопределенностей. Точное описание дает квантовая теория и квантовая статистическая физика.



от падающего внутрь газа указывает на ее крайнюю сжатость. В процессе наблюдений астрономы обнаружили более пятидесяти кандидатов на роль двойной звезды, содержащей черную дыру (например, V616 Mon, LMC X-3), наилучшим из которых считается источник рентгеновского излучения Cyg X-1.

## 2.5. История нашей Галактики

Самые старые звезды нашей Галактики насчитывают 10–15 миллиардов лет; примерно на семьдесят шесть процентов состоят из водорода, на двадцать четыре процента из гелия и практически не содержат других химических элементов. Проще всего предположить, что наша Галактика сгустилась из газового облака с таким составом порядка 10–15 миллиардов лет назад. Позже мы увидим, что этот возраст и такой химический состав очень хорошо вписываются в теорию зарождения Вселенной в Большом взрыве (разделы 3.3 и 5.3).

В строении нашей Галактики можно выделить диск, ядро и гало (рис. 2.3), а все ее звезды можно разделить на два основных населения: а) *население I типа*, которое образуют яркие молодые звезды, расположенные только в диске Галактики и связанные с межзвездным газом, пылью и областями звездообразования, и б) *население II типа*, состоящее из слабо светящихся старых звезд в гало Галактики с очень низким содержанием металлов (т. е. химических элементов, с атомным номером больше, чем у гелия).

Различные части нашей Галактики ассоциируются с различными фазами ее эволюции.

### *Гало: первая фаза*

Гало состоит из шаровых скоплений, содержащих старейшие звезды Галактики и высокоскоростные (тоже старые) звезды. Возраст этих скоплений можно определить, начертив их диаграмму ГР и посмотрев, какая часть их звезд осталась на главной последовательности. Продолжительность пребывания звезды на главной последовательности примерно пропорциональна  $M/L$ , а это, согласно уравнению (2.1), означает, что звезды с большой массой живут гораздо меньше, чем звезды с малой массой. В молодом скоплении мы увидим на главной последовательности достаточно массивные звезды, тогда как в старом там останутся только звезды с низкой массой, так как эволюция более массивных звезд к этому моменту уже завершится.

Возраст объектов, составляющих гало, свидетельствует о том, что звездообразование началось именно в этой части Галактики, а высокие скорости вращения входящих в него звезд говорят о том, что газовое облако, из которого образовалась Галактика, находилось в состоянии быстрого движе-

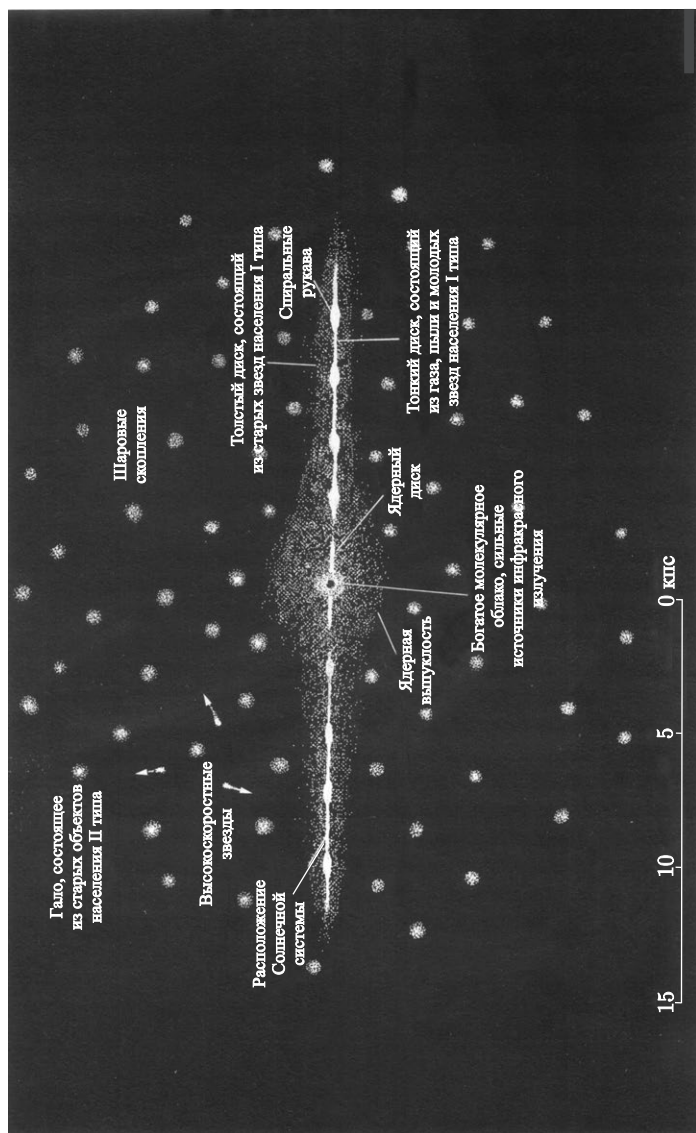


Рис. 2.3. Схематическое изображение нашей Галактики, видимое с края

ния, причем, судя по всему, это было сжатие. Поверхностные слои звезд, составляющих гало, практически не содержат других химических элементов, кроме водорода и гелия (хотя некоторые другие элементы существуют во внутренних слоях более зрелых звезд гало). Можно показать, что «протогалактика» образовалась примерно за  $10^8$  лет.

Орбитальная скорость вращения газа во внешних областях галактического диска с увеличением расстояния снижается медленнее, чем этого следовало бы ожидать, основываясь на видимом веществе Галактики. Отсюда родилось предположение, что наша Галактика, равно как и все другие галактики, окружена гало темной несветящейся материи. Эта материя может частично находиться в виде юпитероподобных объектов, коричневых карликов (объектов с массой от 10 до 80 масс Юпитера, не способных поддерживать горение водорода) и массивных (с массами, равными  $10^3 - 10^6$  солнечной) черных дыр, но главным образом она существует в форме небарионной темной материи.

### *Толстый диск и ядро: вторая фаза*

Газ, который не использовался в первую фазу эволюции Галактики, продолжал сжиматься и образовал бы высококонцентрированное ядро, если бы не вращение. Протогалактическое облако, должно быть, обладало некоторым угловым моментом, раз уж оно образовало диск, центробежная сила в котором уравнивала гравитацию. Толщина этого вращающегося диска составила порядка двух тысяч световых лет, а в центре его появилась выраженная выпуклость. Затем образовалось второе поколение звезд, наиболее массивные из которых быстро эволюционировали, взрывались и распространяли газ, содержащий продукты их нуклеосинтеза. Таким образом, в поверхностных слоях старых звезд населения I типа мы наблюдаем значительные количества тяжелых химических элементов.

### *Тонкий диск: третья фаза*

Все еще не использованный газ, с примесью остатков мертвых звезд, осел в виде тонкого диска толщиной около трехсот световых лет. Звездообразование в этом газовом диске продолжается по сей день, особенно в его спиральных рукавах, которые, скорее всего, представляют собой спиральную волну звездообразования, вращающуюся в газовом диске. С места нашего расположения в галактическом диске спиральные рукава не видны, но их можно наблюдать благодаря излучению холодного нейтрального водорода ( $H_1$ ) на длине волны в 21 см. Представление о том, как наша Галактика выглядит снаружи, можно получить, взглянув на фотографии внешних галактик (рис. 1.3 и 2.4).



а)

Рис. 2.4. Примеры галактик разных типов: а) M87, эллиптическая галактика, E1; б) NGC4565, спиральная галактика, Sb, вид с ребра; в) M51, спиральная галактика, Sc, вид анфас; г) NGC7741, пересеченная спиральная галактика, SBa; д) Большое Магелланово облако, неправильная галактика. Фотографии а), в), и д) из Ликской обсерватории; б) и г) из Маунт-Паломарской обсерватории (авторское право принадлежит Калифорнийскому технологическому институту)

### *Ядерный диск*

Несмотря на то что мы не можем увидеть центр нашей Галактики на оптических частотах (этому препятствует звездная пыль), мы можем сделать это с помощью радиочастот и инфракрасного излучения. Помимо вращающегося диска, состоящего из газа и звезд, мы можем наблюдать массивное облако молекулярного газа, содержащее мощные источники инфракрасного излучения, которые, скорее всего, являются горячими пылинками



б) и в)



з) и д)

( $10\text{ K} < T < 1000\text{ K}$ ). Кроме того, есть некоторые свидетельства высокоскоростного (несколько сотен километров в секунду) истечения газа. Во многих отношениях ядро нашей Галактики напоминает ядра более активных объектов, описанных в разделе 2.9, хотя и в слабом варианте. Данные наблюдений на волне ионизованного неона с длиной, равной 12,8 мкм, свидетельствуют о том, что масса центральной области нашей Галактики протяженностью в три световых года в  $8 \times 10^6$  раз превышает массу Солнца, в силу чего было выдвинуто предположение о том, что центром нашей Галактики может быть черная дыра.

## 2.6. Строение и эволюция галактик

Некоторые примеры внешних галактик показаны на рис. 2.4. Эдвин Хаббл предложил классификацию галактик, получившую название «камертона Хаббла» (рис. 2.5) и широко используемую по сей день, хотя сейчас ее уже не считают эволюционной последовательностью. Согласно этой схеме, эллиптические галактики классифицируются как  $E_n$  в зависимости от степени их сжатия, где  $n = 10(a - b)/a$ , а  $a$  и  $b$  — это большая и малая оси галактики соответственно. Эти галактики считаются сфероидальными системами, в силу чего мы не можем отличить истинную шаровую галактику от сжатой, если будем рассматривать их анфас. Однако большая доля галактических систем, которые кажутся шаровыми, свидетельствует о том, что мы не можем просто допустить, что все эллиптические галактики — это сжатые системы, видимые в различных ориентациях.

Галактики  $S_0$ , или *линзообразные* галактики, представляют собой переходную форму от эллиптических галактик к спиральным. Как и спиральные галактики, они содержат звездный диск, но все звезды в нем старые, как в эллиптических галактиках, причем там не наблюдается ни газа, ни следов недавнего звездообразования. *Спиральные* галактики подразделяются на обычные и пересеченные, причем последние отличаются лишь тем, что их спиральные рукава отходят не от самого ядра галактики, а от пересекающей его перемычки. По мере прохождения последовательности от  $S_a$  к  $S_c$  у обычных спиральных галактик и от  $SBa$  к  $SBc$  у пересеченных, ядро становится менее выраженным, а рукава более развитыми и часто разбросанными; доля газа при этом возрастает, а цвет становится более голубым. Отдельные звезды также легче увидеть в близких галактиках типа  $S_c$ , а это говорит о том, что такие галактики содержат больше звезд с высокой оптической светимостью.

Эллиптические галактики практически не содержат газа или следов недавнего звездообразования, а цвет их гораздо краснее, чем у спиральных.

Неправильные галактики (Irr), имеющие ярко-голубой цвет и большую долю газа, расположены в последовательности Хаббла справа от спиральных. Эта тенденция продемонстрирована на рис. 2.6 как зависимость массы, пребывающей в виде нейтрального водорода (она измеряется по излучению с длиной волны 21 см), от цвета галактики.

На голубом конце главной последовательности находятся массивные звезды, очень быстро сжигающие свое топливо (за время порядка  $10^6$  лет). Значит, голубая галактика должна содержать молодые звезды, да и процесс звездообразования еще должен быть в самом разгаре, тогда как красная галактика, в которой нет газа (т. е. эллиптическая галактика), не выказывает никаких следов недавнего звездообразования, так что все ее звезды могут быть старыми. Как показано в таблице 1.1 (стр. 6), в Местной группе есть примеры всех вышеперечисленных типов галактик.

Однако с почти абсолютной уверенностью мы можем утверждать, что последовательность Хаббла *не* является последовательностью галактик разного возраста. Во всех типах галактик, включая неправильные, имеются старые звезды. Различные количества газа и доли молодых звезд указывают скорее на *разные скорости звездообразования*, тогда как возраст всех галактик, которые входят в эту последовательность, примерно одинаков (около  $10^{10}$  лет). В эллиптических галактиках звезды образовались быстро, в первую фазу, после чего на образование диска с объектами населения I типа просто не осталось газа. В неправильных же галактиках звезды образовывались достаточно медленно, поэтому в них до сих пор полно газа.

Ясно, что, например, при определении степени сжатости эллиптической галактики или в возникновении спиральных рукавов и перемычек пересеченных спиральных галактик свою роль должно играть *вращение* галактики. Однако главные свойства последовательности Хаббла проще всего понять на примере однопараметрического (т. е. во внимание принимается только скорость звездообразования) семейства галактик одного возраста.

Для космологии эллиптических галактик крайне важен тот факт, что в настоящее время светимости и цвета этих галактик изменяются очень медленно, что позволяет использовать их в качестве «стандартных свечей» (см. раздел 3.2).

## 2.7. Галактики с интенсивным звездообразованием

Главным открытием, которое сделал астрономический спутник IRAS, запущенный в 1983 году, было то, что во многих галактиках происходит интенсивное звездообразование, причем основной выход энергии, сопровождающий этот процесс, осуществляется в инфракрасном диапазоне. Наблю-



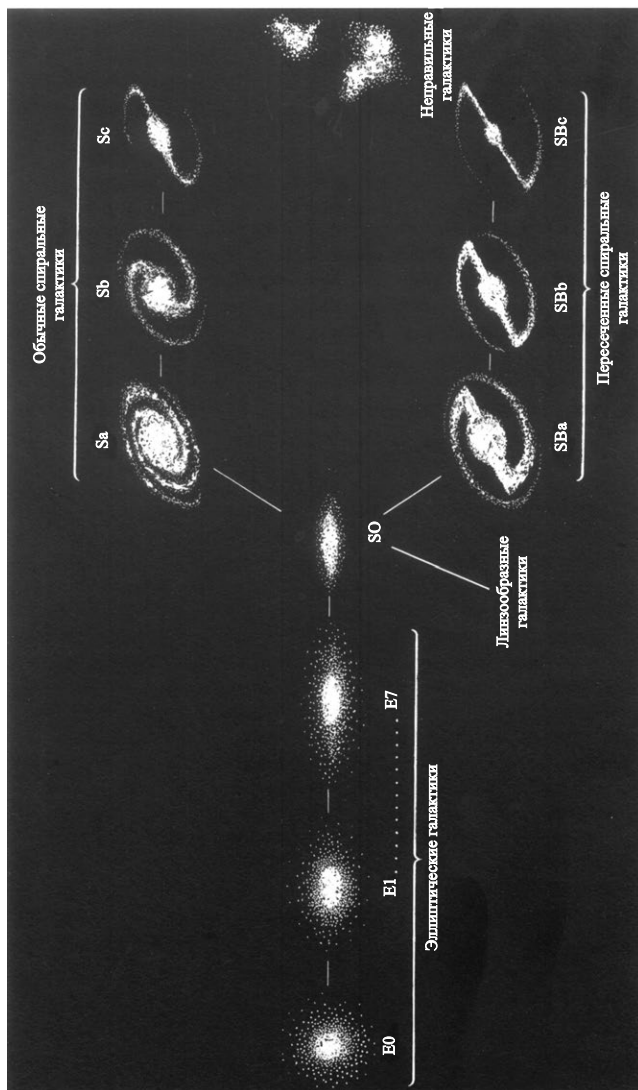


Рис. 2.5. Классификация галактик Хаббла, названная «камертоном Хаббла». Данная последовательность, скорее всего, описывает не эволюцию галактик, а разные скорости звездообразования в них

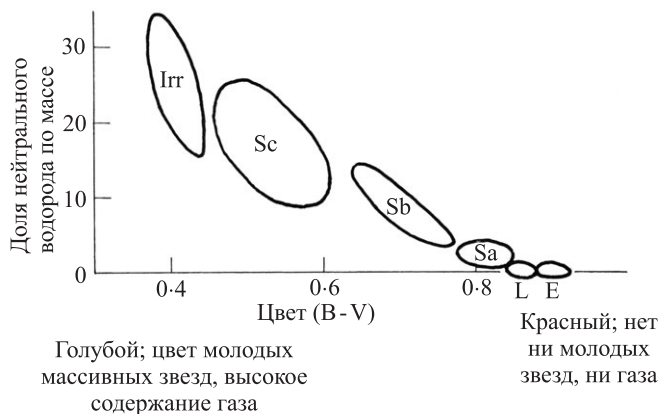
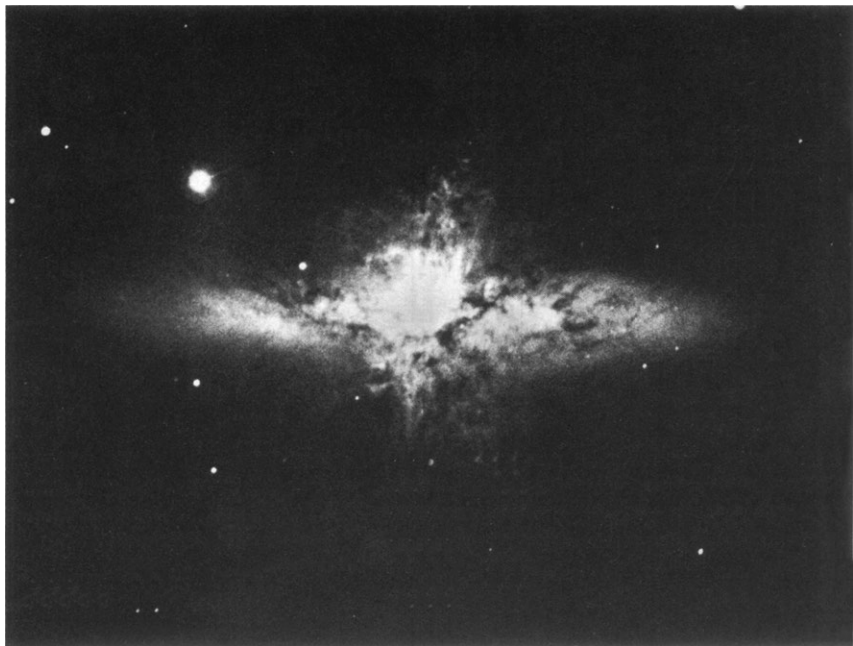


Рис. 2.6. Массовая доля газа в галактиках, в зависимости от показателя цвета B-V. Это разница между видимыми величинами (раздел 3.2), наблюдаемыми через фильтры с максимальной передачей в голубой и видимой (т. е. зеленой) частях спектра. Если эту последовательность рассматривать слева направо, ее можно считать последовательностью увеличения возраста галактик или, что вероятнее, последовательностью увеличения скорости образования звезд

даемое инфракрасное свечение, зачастую обусловленное взаимодействием и слиянием пар галактик (см. рис. 2.7), более чем в сто раз превышает совокупную энергию всей нашей Галактики. Основная часть энергии образования звезды должна иметь вид ультрафиолетового излучения от массивных звезд, однако большая часть этого излучения поглощается пылью и переизлучается в дальнем инфракрасном диапазоне. Более скромным примером области интенсивного звездообразования можно считать туманность 30 Золотой Рыбы (туманность Тарантула), которая входит в Большое Магелланово облако.

Вполне вероятно, что большая часть звезд, образовавшихся в спиральных и эллиптических галактиках, родилась как раз во время бурных всплесков интенсивного звездообразования, обусловленных взаимодействиями близких друг к другу галактик.

Обычные спиральные галактики тоже излучают в инфракрасном диапазоне, потому что свет их звезд поглощается частицами межзвездной пыли и переизлучается в инфракрасном диапазоне. В дальнем инфракрасном диапазоне (на длинах волн от 10 до 200 мкм) обычно излучается около тридцати процентов общей энергии галактики.



а)

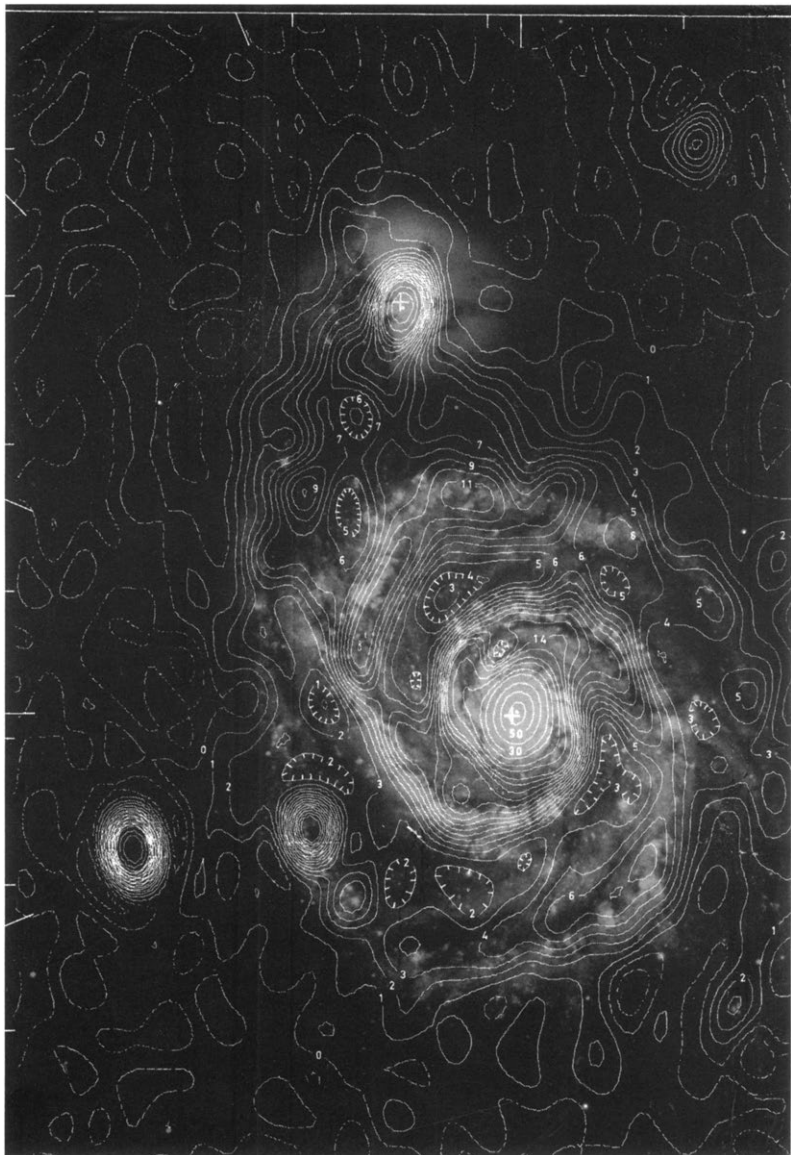
Рис. 2.7. а) Галактика с интенсивным звездообразованием М82. б) Радиоконтур, наложенные на оптическую фотографию спиральной галактики М51. Радиокарта создана в Вестерборке

## 2.8. Радиоизлучение галактик

Галактики испускают великое множество радиоволн, используя для этого механизмы как синхротронного, так и тормозного излучения (раздел 1.5). Однако лишь в редких случаях мощность радиоизлучения превышает один процент совокупной мощности галактики.

### *Спиральные галактики*

Излучение спиральных галактик сосредоточено в их дисках, причем совокупная мощность такой галактики находится в пределах  $10^{29} - 10^{33}$  Вт. В спиральных рукавах галактики можно наблюдать области  $H_{II}$ , облака



горячего ( $10^4$  К) газа, ионизованного новорожденными массивными звездами. Эти области  $H_{II}$  испускают в диапазоне радиоволн тепловое тормозное излучение, которое отличается характерным равномерным спектром ( $\alpha\nu^{0,1}$ ). Кроме того, мы можем наблюдать синхротронное излучение от релятивистских электронов, получивших ускорение в пульсарах и остатках сверхновых и движущихся по спиралям в магнитном поле галактики. Это излучение сосредоточено вдоль спиральных рукавов (рис. 2.8). Кроме того, более слабые источники такого излучения имеются в ядрах спиральных галактик, типичный размер которых достигает 1000 световых лет, а мощность  $10^{31}$  Вт.

Для спиральных галактик известно замечательное соотношение радиосветимостей и светимостей в дальнем инфракрасном диапазоне:

$$P(1, 4\text{ГГц}) = 0,01P(60\text{мкм}); \quad (2.2)$$

это соотношение обусловлено тем, что излучение в обоих диапазонах является косвенным следствием процесса звездообразования.

### *Эллиптические галактики*

Радиоизлучение эллиптических галактик обычно исходит от двух компонентов, расположенных симметрично с обеих сторон галактики и удаленных от нее на  $10^4 - 10^7$  световых лет (см. рис. 2.8). Совокупная мощность колеблется от  $10^{33}$  до  $10^{39}$  Вт, тогда как минимальные энергии, необходимые в магнитном поле, и энергии релятивистских частиц достигают  $10^{53}$  Дж, вследствие чего возникает ряд серьезных теоретических проблем. Создаваемые нами модели должны не только объяснить эту огромную энергию, которая, как мы привыкли считать, возникает в ядре галактики, но и странное, зачастую строго линейное, раздвоение компонентов в этих галактиках. Предполагается, что узконаправленный двойной луч релятивистских частиц черпает энергию из вещества (газа или звезд), падающего в массивную черную дыру ( $\sim 10^8$  солнечных масс). Считается, что размытые лопасти излучения, видимые далеко от ядра галактики, возникают в результате взаимодействия этих лучей с межгалактическим газом и магнитными полями. Строение радиоисточников находится в прямой связи с мощностью их радиоизлучения: более слабые источники характеризуются более размытым и неправильным строением. Однако почему эти раздвоенные радиоисточники наблюдаются только в эллиптических галактиках — до сих пор остается загадкой.

В ядре многих эллиптических галактик также имеется радиоисточник, только более слабый, с типичной мощностью  $10^{31} - 10^{34}$  Вт.

Хотя мощность радиоизлучения и характеристики галактик колеблются в пределах обширного диапазона, мы можем утверждать в грубом при-



Рис. 2.8. а) Радиокарта мощной радиогалактики, Нег А, на которой показан характерный двусторонний выброс вещества. Маленькая точка в центре указывает место положения оптической галактики, в центре которой находится компактный источник радиоизлучения. Карта получена на радиотелескопе с очень большой антенной в Нью-Мексико

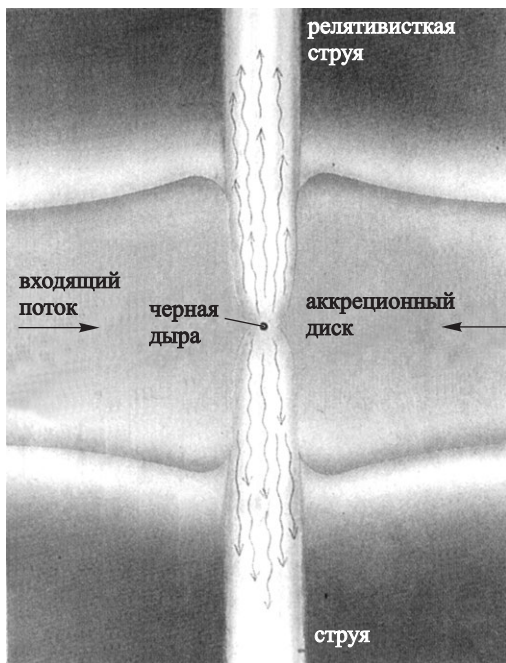


Рис. 2.8 б) Модель черной дыры как места зарождения двухлучевых радиоисточников. Вещество падает на аккреционный диск, окружающий черную дыру, и по воронке погружается в нее, где ускоряется до релятивистских скоростей вдоль оси черной дыры

ближении, что мощность их радиоизлучения возрастает с увеличением оптической мощности (а следовательно, и массы галактики). Так,

$$P_{\text{радио}} \propto P_{\text{опт.}}^2. \quad (2.3)$$

На рис. 2.9 показана галактика NGC5128, самый мощный источник радиоизлучения, который находится в непосредственной близости от нашей Галактики. Главные лопасти радиоизлучения удалены от центра самой галактики на значительные расстояния. Вдоль пылевой «дорожки» этой своеобразной эллиптической галактики располагается множество молодых голубых звезд, что свидетельствует о всплеске звездообразования, произошедшем около двадцати пяти миллионов лет назад. В настоящее время ученые склонны полагать, что пылевая дорожка, возможно, является остатками



спиральной галактики, столкнувшейся с эллиптической галактикой и слившейся с ней.

Быстрое движение звезд в ядре мощной радиоизлучающей эллиптической галактики М87, в скоплении Девы, указывает на присутствие темной компактной массы, в несколько тысяч миллионов раз превышающей массу Солнца, — возможно, черной дыры. Таким образом, образование мощных радиогалактик, судя по всему, обусловлено как слияниями галактик, так и существованием массивных черных дыр.

## 2.9. Активные ядра галактик: сейфертовские галактики и квазары

Существует два типа нестационарных объектов, демонстрирующих бурную деятельность: сейфертовские галактики и квазары. Между ними сложно провести четкую границу, потому что каждый из типов плавно переходит в другой. В каждом случае мы наблюдаем бурную деятельность в ядрах галактик, которая вызвана массивной черной дырой ( $10^7 - 10^9$  солнечных масс).

### *Сейфертовские галактики*

Сейфертовские галактики в большинстве своем — спиральные галактики с яркими ядрами, нередко демонстрирующими переменное излучение. В оптических спектрах этих ядер присутствуют широкие линии излучения, возникающие в результате движений горячего газа. Эти галактики имеют более голубой, чем обычно, цвет, что говорит о присутствии в них очень горячего газа (30 000 К) или постоянного источника нетеплового излучения в оптическом диапазоне. В некоторых случаях имеются свидетельства бурного выброса вещества со скоростью, достигающей нескольких тысяч километров в секунду.

Оказалось, что ядра сейфертовских галактик являются необыкновенно сильными источниками инфракрасного излучения, что, вероятно, обусловлено излучением от пыли. Возможно, пыль нагрелась либо в результате недавнего всплеска звездообразования, либо под действием постоянного источника излучения в оптическом диапазоне. В радиодиапазоне сейфертовские галактики всего лишь чуть более активны, чем обычные спиральные галактики.

По виду спектров сейфертовские галактики делят на два типа. У галактик *первого типа* разрешенные спектральные линии имеют ширину, соответствующую доплеровским скоростям в несколько тысяч километров в секунду, чего нельзя сказать о галактиках *второго типа*. В настоящее время



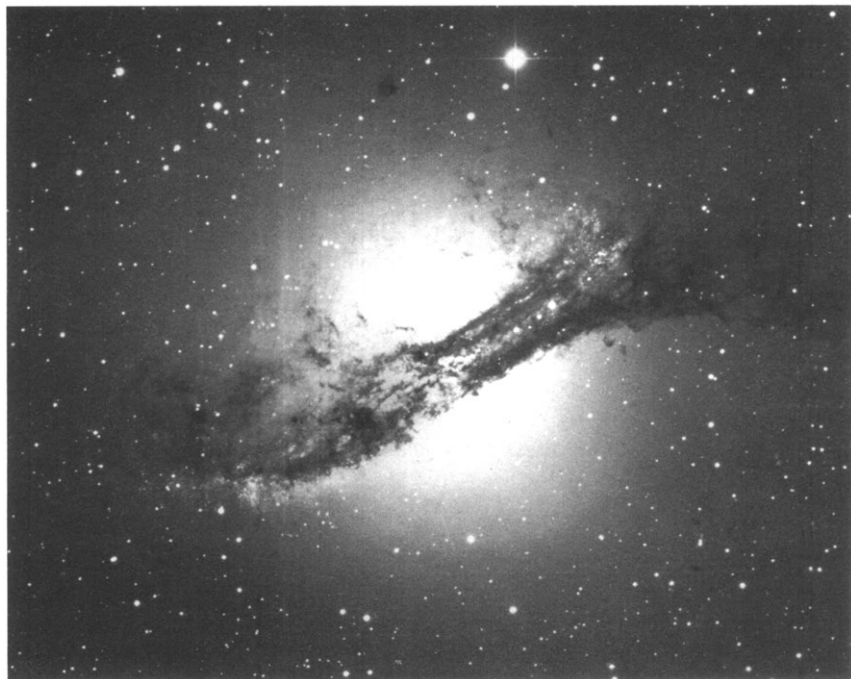


Рис. 2.9. Соседняя мощная радиогалактика Кентавр А (NGC5128), эллиптическая галактика, которую пересекают необычные пылевые «дорожки». Фотография из Маунт-Паломарской обсерватории (авторское право принадлежит Калифорнийскому технологическому институту и институту Карнеги, Вашингтон)

ученые все чаще и чаще объясняют это отличие тем, что плотный горячий газ, из-за которого возникают широкие линии излучения в спектре, затеняется пылью. Не исключено, что эта пыль кольцом окружает компактный оптический источник, так что в конечном итоге коренное отличие может быть обусловлено всего лишь направлением наблюдения.

Некоторые радиогалактики демонстрируют компактные оптические источники и яркие узкие эмиссионные линии в спектре. Изначально они носили название N-галактик, а теперь их обычно именуют радиогалактиками с узкими эмиссионными линиями (NLRG). Они, судя по всему, являются аналогом сейфертовских галактик второго типа среди эллиптических галак-

тик. В ядрах классических радиогалактик, типа Лебедя А, были обнаружены слабые компактные оптические источники, вследствие чего был сделан вывод, что большинство радиогалактик может иметь такое оптическое ядро с тем или иным значением спектрального индекса.

### *Квazarы*

Сюда относят радиоисточники, связанные с квазизвездными оптическими объектами (QSRs), а также квазизвездные оптические объекты с очень слабым или неразличимым радиоизлучением (QSOs). Два этих класса объектов иногда еще называют *радиогромкими* и *радиотихими квазарам*. В спектрах квазаров присутствуют только широкие эмиссионные линии от горячего газа (звездные линии там отсутствуют) (см. рис. 1.10(a)). Для многих квазаров с небольшим красным смещением расстояния можно определить по соседним скоплениям галактик, которые имеют такое же значение красного смещения. Оптические мощности квазаров варьируются от нескольких мощностей обычной светящейся эллиптической галактики до тысячи таких мощностей при условии, что их красные смещения не выходят из разряда космологических (см. раздел 3.3). Цвет у квазаров обычно ярко-голубой.

Квazarы тесно связаны с сейфертовскими галактиками первого типа. Вообще-то не исключено, что отличаются они только лишь относительной мощностью компактного оптического источника и окружающей его галактикой. Квазаром называют обычную сейфертовскую галактику, в которой материнская галактика не просматривается на фотографиях обзора неба из-за высокой мощности компактного оптического источника. Длительная обработка изображений<sup>2</sup> квазаров с малым красным смещением часто приводила к обнаружению материнской галактики.

Радиоисточники, связанные с радиогромкими квазарам, делятся на два типа: а) двойные источники, аналогичные таким же источникам в эллиптических радиогалактиках и б) компактные источники, которые изменяются раз в месяц или чаще. Удивительно, что объекты, размеры которых ненамного больше размеров Солнечной системы и которые выдают порой в тысячу раз больше энергии, чем весь Млечный Путь, могут так быстро изменять свою мощность. Подкласс квазаров с компактными радиоисточниками, которые претерпевают резкие изменения в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах, получил название *блazarов*, возникшее из наименования прототипа этих объектов BL Лас. Именно так предложили назвать квазары, которые мы наблюдаем с направления вдоль луча, соединяющего компоненты двойного радиоисточника. В поддержку такой интерпретации

---

<sup>2</sup>Т.е. большая «экспозиция».

выступает то, что в подобных источниках при их изменении и выбросах из центральных областей мы часто наблюдаем видимые движения, скорость которых превышает скорость света. Такие движения проще всего истолковать как выброс вещества со скоростями, близкими к скорости света, направление которых почти совпадает с направлением на источник.

В радиотихих квазарах радиоисточники, если они обнаружены, аналогичны таковым у спиральных галактик, причем эти источники удовлетворяют соотношению, которое существует между мощностями радиоизлучения и инфракрасного излучения обычных спиральных галактик (уравнение (2.2)). Этот факт свидетельствует о том, что квазизвездные оптические объекты отличаются от обычных спиральных галактик только лишь присутствием компактного оптического источника и широких эмиссионных линий в оптическом спектре. Чтобы объяснить существование этих объектов, массивная черная дыра уже не так и нужна, поскольку компактный оптический источник и эмиссионные линии в спектре, вероятно, можно объяснить бурным рождением звезды, а также связанной с этим процессом сверхновой и ее остатками.

В случае многих квазаров массу черной дыры можно оценить по быстрым движениям, наблюдаемым вблизи ядра галактики. Между массой черной дыры и массой центральной выпуклости галактики существует интересная зависимость, свидетельствующая о том, что рост черной дыры тесно связан с историей рождения звезд в центральных областях галактики.

## 2.10. Рентгеновское излучение галактик и квазаров

Самыми яркими источниками рентгеновского излучения на небе являются двойные звездные системы, в которых одна из звезд — белый карлик, нейтронная звезда или черная дыра. Рентгеновское излучение испускают также пульсары, остатки сверхновых и короны горячих ярких звезд. Источники такого типа наблюдаются в галактике М31 и Магеллановых облаках. Полная рентгеновская светимость М31 составляет около  $2 \times 10^{32}$  Вт.

Гораздо более мощные источники рентгеновского излучения наблюдаются в ядрах активных галактик. Например, ядра радиогалактик М87 и NGC5128 имеют рентгеновскую светимость в  $10^{36}$  Вт. Рентгеновские светимости сейфертовских галактик варьируются в диапазоне  $10^{34} - 10^{38}$  Вт, а квазаров — в диапазоне  $10^{36} - 10^{40}$ . Некоторые из этих активных галактик излучают основную часть энергии именно в рентгеновском диапазоне. Механизмом выделения энергии в квазарах, вероятно, служит синхротронное излучение или обратный комптоновский процесс.

Обзор неба с помощью ROSAT (см. рис. 2.10), а также миссии Chandra и ХММ выявили десятки тысяч рентгеновских квазаров.

К настоящему моменту в диапазоне гамма-излучения четко выявлено лишь порядка пятидесяти внегалактических источников, главным образом активных ядер галактик типа квазара 3C273 (рис. 2.11), радиогалактики NGC5128 и сейфертовской галактики NGC4151. Важный класс источников гамма-излучения образуют гамма-вспышки — яркие переменные источники, предположительно возникающие в результате слияния нейтронных звезд или коллапса массивной звезды в черную дыру. Обнаружены уже тысячи таких источников, но только некоторые из них отождествлены с материнскими галактиками.

## 2.11. Скопление галактик

Хотя большинство галактик существует в небольших группах типа нашей Местной группы галактик, около десяти процентов обитает в богатейших и впечатляющих скоплениях типа скопления Девы (рис. 2.12). Такие скопления могут содержать сотни и даже тысячи галактик, общая масса которых может достигать  $10^{15}$  солнечных. Детальное сравнение скоплений с общим распределением галактик, а также крупномасштабные карты плотности галактик показали, что эти скопления имеют очень большую протяженность (до ста миллионов световых лет) и что они очень плавно перетекают в соседние скопления. Таким образом, мы не в состоянии дать четкого определения понятию «сверхскопления». На всех масштабах, вплоть до ста миллионов световых лет, галактики существуют в скоплениях.

Мы также располагаем свидетельствами того, что в масштабах 100–300 миллионов световых лет существуют громадные полосы галактик (одна из них простирается между скоплениями Комы и Геркулеса и называется «Великой стеной галактик») и разделяющие их пустоты. Один из вопросов, которые стоят перед космологами, заключается в том, характерно ли вообще такое распределение галактик. Все топологические исследования, которые проводились до настоящего времени, говорят о том, что распределение галактик возникло из изначально хаотического гауссова распределения с губчатой топологией (т. е. области низкой и высокой плотности симметричны друг другу).

Около десяти процентов массы типичного богатого скопления галактик существует в виде горячего межзвездного газа, с температурой порядка ста миллионов градусов по шкале Кельвина ( $10^8$  K). Этот газ испускает сильное излучение, механизмом которого служит тепловое тормозное излучение (раздел 1.4), в рентгеновском диапазоне. В спектрах многих таких рентгеновских источников имеется линия ионизованного железа,  $Fe_{\text{xxv}}$ , из

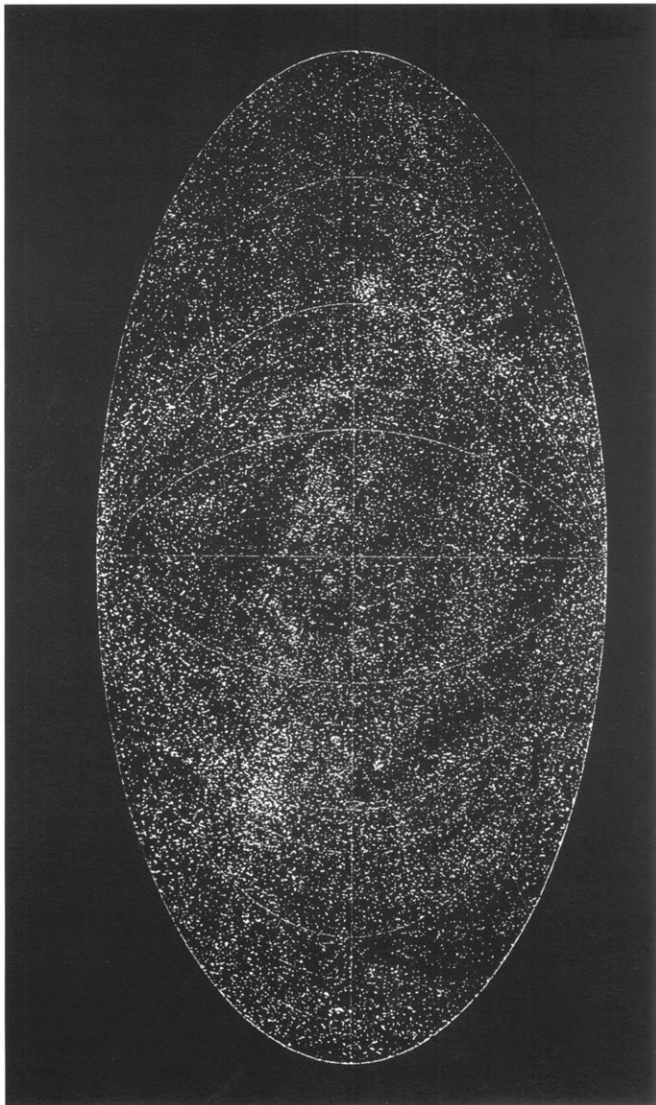


Рис. 2.10. Источники, обнаруженные во время обзора неба ROSAT. Большинство представляет собой квазары или обширные скопления галактик

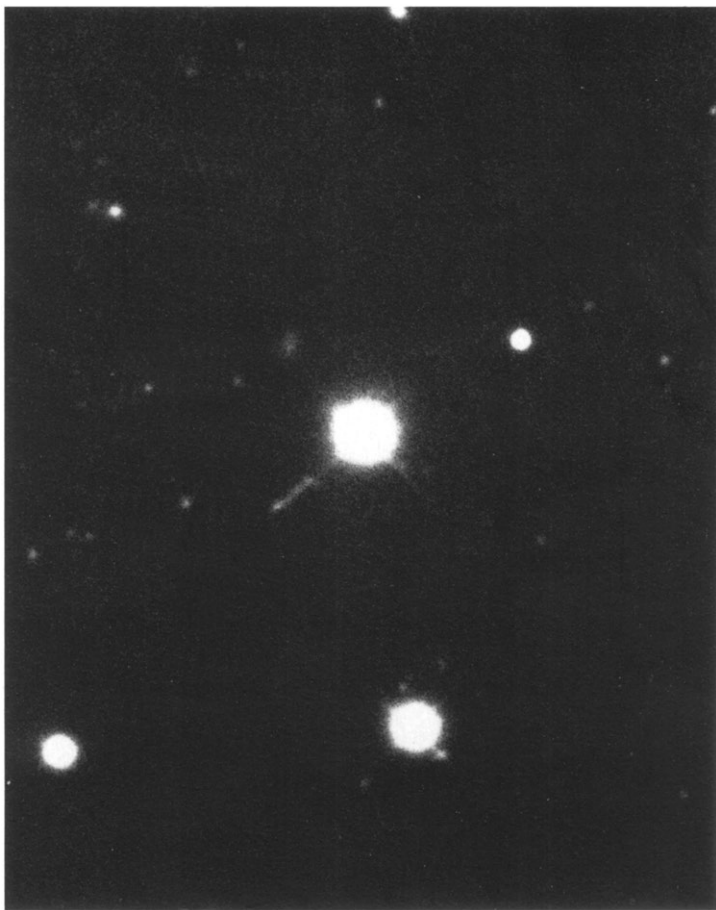


Рис. 2.11. Квazar 3C273 (в центре фотографии)

чего можно заключить, что железа в этом межгалактическом газе содержится раза в три меньше, чем в Солнце. Поскольку железо образуется в недрах звезд, значит, большая часть межгалактического газа в скоплениях галактик должна была быть исторгнута из этих самых галактик.

Присутствие межгалактического газа в богатых скоплениях также дает о себе знать через «хвосты» радиогалактик, которые представляют собой радиоизлучающую плазму, сброшенную при движении галактики через газ.



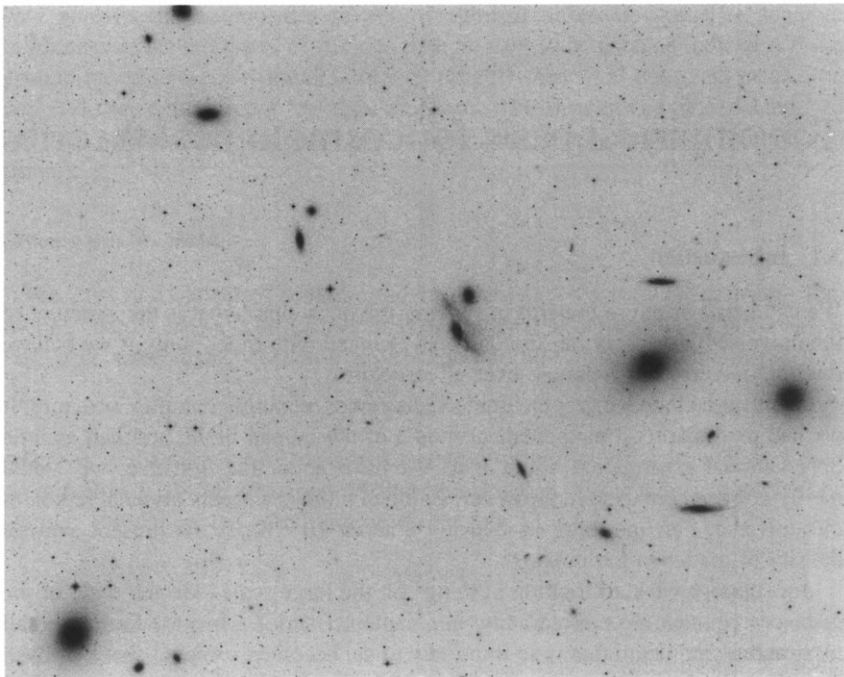


Рис. 2.12. Часть галактического скопления Девы

## 2.12. Задачи

1.1. Известно, что светимость звезд связана с их массой отношением  $L \propto M^{3,4}$  и что полное время жизни Солнца составляет  $10^{10}$  лет. Оцените время жизни звезд, масса которых равна 0,01, 0,1, 10 и 100 массам Солнца.

2.2. На основе материала, изложенного в главы 2, дайте краткое описание вида нашей Галактики через (а)  $10^9$ , (б)  $10^{11}$ , (в)  $10^{13}$  лет после ее образования.

## ГЛАВА 3

# Эмпирическая основа космологических теорий

### 3.1. Введение

К ответу на вопросы «Какова структура Вселенной?» и «Как Вселенная изменилась со временем?» мы можем хоть сколько-нибудь приблизиться, только если будем уверены в простоте строения Вселенной.

В непосредственной близости от нас строение Вселенной чрезвычайно сложно. Если бы перед нами стояла задача создания модели человеческого мозга и при этом данных о нем мы имели бы столько же, сколько информации о Вселенной, мы вряд ли бы знали, с чего начать. Однако мозг человека не является типичной областью Вселенной. К примеру, его плотность приблизительно в  $10^{30}$  раз превышает среднюю плотность вещества во Вселенной.

Так давайте взглянем на эту проблему с иных позиций, с масштаба расстояний, о которых мы говорили в первой и второй главах. Тогда Земля, с ее строением и всеми особенностями, столь важными для нас, превращается всего лишь в крошечную пылинку. Возможно, в таком масштабе Вселенная окажется довольно простой. Однако прежде чем приступить к обсуждению тех свойств, которые может иметь Вселенная при ее рассмотрении в подобном масштабе, нужно определиться с космологической шкалой расстояний.

### 3.2. Шкала расстояний

Космологические расстояния можно измерять самыми разными способами, однако все они связаны с наблюдением световых сигналов. К сожалению, самые надежные методы можно использовать лишь на небольших расстояниях. При желании заглянуть дальше, нам приходится полагаться на все менее надежные методы.



### Радиолокационные методы

Эти методы могут использоваться для измерения расстояний только до наших самых ближних соседей по Солнечной системе.

### Параллакс

Видимое изменение в направлении на источник света в процессе вращения Земли вокруг Солнца позволяет определить расстояния до нескольких тысяч самых близких звезд. Это расстояние измеряется в *парсеках*; расстояние равно одному парсеку (пс) ( $= 3,09 \times 10^{16}$  м = 3,26 световых лет), если средний радиус орбиты Земли стягивает 1" дуги. С помощью расстояний, измеренных таким образом, можно определить светимости самых разных близких звезд, после чего видимую яркость определенных типов звезд можно использовать как индикатор расстояния. С помощью наземных телескопов параллакс можно точно измерить на расстояниях, достигающих 30 пс (в пределах этого расстояния существует несколько тысяч звезд). Спутник Hipparcos<sup>1</sup>, запущенный в 1989 году, измерил параллаксы десятков тысяч звезд, расположенных в пределах нескольких сотен парсек.

### Метод движущегося скопления

Если звезды в скоплении движутся параллельно друг другу, то их видимые движения на небе (или «собственные движения») сходятся в одну точку. Если угол между этим направлением и направлением движения скопления обозначить за  $\phi$ , то

$$\operatorname{tg} \phi = v_t / v_r,$$

где  $v_t$  — это скорость движения звезд, касательная к линии зрения, а  $v_r$  — это их радиальная скорость. Скорость  $v_r$  можно измерить с помощью доплеровского смещения, тогда как скорость  $v_t$  связана с угловой скоростью движения звезд на небе,  $\omega$ , соотношением

$$v_t = \omega d,$$

где  $d$  — расстояние. Следовательно,  $d = v_r \tan \phi / \omega$ . Таким способом можно измерить расстояние до 200 пс.

---

<sup>1</sup> Данная аббревиатура расшифровывается как «Спутник для высокоточного определения параллаксов и координат» и созвучна с именем древнегреческого астронома Гиппарха, который составил первый в истории астрономии список 850 ярких звёзд на небе, разделил звёзды по яркостям на 6 величин, ввёл понятия географических широт и долгот, создал способ предсказания солнечных и лунных затмений. — *Прим. пер.*

### Фотометрическое расстояние

Фотометрическое расстояние  $d_{\text{фм}}$  определяется как видимое расстояние до объекта, которое имело бы место быть, если бы строго соблюдался закон обратных квадратов (см. уравнение (1.8)):

$$d_{\text{фм}} = (P/S)^{1/2}, \quad (3.1)$$

где  $P$  — светимость, а  $S$  — плотность потока излучения. Фотометрическое расстояние обеспечивает так называемую «лестницу» расстояний, используя целый диапазон различных объектов: от переменных звезд с весьма скромной светимостью до целых скоплений галактик. Все, что для этого необходимо, — это спектральный класс источника (*стандартной свечи*) с не очень большим разбросом светимости  $P$ . На видимых частотах астрономы пристрастились к довольно странной практике измерять плотность потока излучения и светимость, используя *видимую звездную величину*  $m$  и *абсолютную звездную величину*  $M$ , где шкала звездных величин такова, что на диапазон яркости в 100 единиц приходится пять степеней звездной величины, причем дополнительная особенность состоит в том, что чем больше звездная величина, тем слабее светимость источника. Таким образом,

$$m = A - 2,5 \lg S. \quad (3.2)$$

Эта шкала была принята в девятнадцатом веке в качестве приблизительно-го соответствия классификации звезд по их яркости, созданной греческим астрономом Гиппархом во втором веке до н. э. Постоянная  $A$  зависит от используемой области спектра. Абсолютная звездная величина  $M$  определяется как величина, которую имело бы данное светило с расстояния 10 пс, поэтому

$$M = A - 2,5 \lg P + 87,45. \quad (3.3)$$

Абсолютные звездные величины для Местной группы галактик приведены в таблице 1.1 (стр. 6).

Тогда *модуль расстояния* определяется как  $m - M$ , и из уравнений (3.1)–(3.3) несложно увидеть, что он связан с фотометрическим расстоянием соотношением

$$m - M = 5 \lg d_{\text{фм}} - 87,45, \quad (3.4)$$

где  $d_{\text{фм}}$  берется в метрах.

Тремя основными индикаторами расстояния, которые можно проверить в нашей Галактике и которые видимы в соседних галактиках, являются: 1) переменные звезды RR Лиры, периоды которых варьируются от нескольких часов до суток; 2) новые, эруптивные звезды, свечение которых

Таблица 3.1. Шкала расстояний

Индикатор расстояния	Фотометрическое расстояние	Угловой диаметр	Диапазон
Переменные звезды	R R Лиры		150 кпс
	Цефеиды		20 мпс
Яркие звезды	Самые яркие звезды в галактиках		10 мпс
Эруптивные звезды	Новые		20 мпс
	Сверхновые		4000 мпс
Протяженные объекты в галактиках	Планетарные туманности	Планетарные туманности	20 мпс
	Области H <sub>II</sub>	Области H <sub>II</sub>	25 мпс
	Шаровые скопления	Шаровые скопления	50 мпс
Галактики	Светимость спиральных галактик	Диаметры галактик	100 мпс
	Самые яркие галактики в скоплениях	Самые крупные галактики в скоплениях	4000 мпс
Скопления галактик	Функция светимости скоплений галактик	Размер центральной области скопления	2000 мпс

отличается быстрой вспышкой и медленным угасанием; 3) цефеиды с периодами от двух до двухсот суток и четко определенным соотношением между периодом и светимостью. Полный диапазон этих и других космологических индикаторов расстояния приведен в таблице 3.1. Крайне важным для шкалы расстояний стало расширение диапазона использования цефеид вплоть до скопления Девы с помощью Космического телескопа Хаббла.

Фотометрические расстояния до объектов различных типов создают лестницу расстояний, которая простирается до космологических размеров. Однако чем выше взбираешься по этой лестнице, тем более неустойчивой она становится. С помощью множества независимых методов мы можем измерить только расстояния до галактик нашей Местной группы (см. таблицу 1.1, стр. 6).

Одним из самых многообещающих индикаторов расстояния являются сверхновые, которые сейчас можно обнаружить даже в далеких галактиках (вплоть до 4000 мпк). Измеряя видимый поток излучения, эффективную температуру и скорость расширения излучающей поверхности (определяемую из доплеровского уширения спектральных линий), в ряде случаев можно непосредственно оценить расстояние. Этот метод применялся как к сверхновым типа Ia (белым карликам в двойных системах, которые взрываются, когда на них перетекает большая масса газа со звезды-компаньона), так и к сверхновым типа II (образующимся во вспышках умирающих массивных звезд).

Весьма оригинальна оценка расстояния с использованием гравитационных линз (см. стр. 87), когда светотдача источника изменяется, и это изменение видно в обоих изображениях источника, создаваемых линзой. При условии хорошего знания геометрии линз, задержка времени между событиями в двух этих изображениях обеспечивает чисто геометрическую оценку расстояния.

Угловой диаметр  $d_{\text{угл}}$  определяется исходя из того, что видимый угол  $\theta$ , который опирается на объект с размером  $l$ , обратно пропорционален расстоянию:

$$d_{\text{угл}} = l/\theta. \quad (3.5)$$

Этот параметр можно получить лишь для некоторых близких звезд, но при этом его можно использовать для более отдаленных объектов: от планетарных туманностей и шаровых скоплений до скоплений галактик. Для этого необходимы только объекты с малым разбросом внутреннего размера  $l$ . В таблице 3.1 показано, в каких случаях методы углового диаметра используются при составлении космологической шкалы расстояний.

Интересным применением углового диаметра служит эффект Сюняева–Зельдовича, когда горячий газ в скоплениях рассеивает фотоны реликтового излучения, в результате чего на частотах ниже пиковых мы видим темное пятно, тогда как на частотах выше пиковых мы видим яркое пятно. Составляя карту этой области в микроволновом и рентгеновском диапазонах, можно определить свойства газового облака и оценить угловой диаметр скопления.

Для измерения расстояний до галактик очень широко используются некоторые эмпирические методы, которые позволили составить карту локального поля скоростей: это метод *Тулли–Фишера* для спиральных галактик, основанный на соотношении светимости галактики и максимальной скорости ее вращения, и метод  $\langle D_n - \sigma \rangle^{22}$  для эллиптических галактик,

<sup>22</sup>Иначе называемый соотношением Фабер–Джексона. — Прим. пер.

основанный на соотношении диаметра галактики и дисперсии скоростей звезд.

Некоторые неопределенности, которые возникают в результате использования этих методов оценки расстояния, легко проиллюстрировать на основе нашего обычного визуального опыта. Человеческий глаз воспринимает параллакс на расстоянии до пяти метров, а угловые диаметры и того дальше. Однако на ночной дороге единственным способом оценить расстояние (а значит, и скорость отдаленного мотоцикла) является фотометрическое расстояние, но при этом мотоцикл можно перепутать с велосипедом (находящимся значительно ближе). В случае с машиной на ночной дороге, угловое расстояние можно оценить исходя из угла, который опирается на отрезок, соединяющий передние или задние фары, однако эта оценка будет непременно содержать значительную ошибку, обусловленную большой разницей ширины между «мини» и многотонным трейлером.

Для объектов, которые перемещаются в евклидовом пространстве значительно медленнее света, все эти методы определения дают один и тот же ответ, тогда как для искривленного пространства расхождения результатов измерений с помощью различных методов могут помочь в определении кривизны.

### 3.3. Красное смещение

Если мы захотим найти в спектре Солнца какие-то конкретные линии, например, дублет натрия на длине волны  $5900 \text{ \AA}$ , мы увидим, что длины волн как этих, так и всех остальных спектральных линий в общем случае сдвинуты на некоторую величину. Это обусловлено целым рядом факторов:

- а) Вращение Земли вокруг своей оси приводит к небольшому доплеровскому смещению спектральных линий, которое зависит от времени суток. Утром движение Солнца относительно наблюдателя приводит к уменьшению расстояния между ними, поэтому частоты как бы смещаются в сторону более высоких значений, к фиолетовому краю спектра. Днем же происходит смещение линий в сторону красной части спектра. Размер смещения ничтожен — максимум 1,4 доли на миллион.
- б) Собственное вращение Солнца и круговые движения его поверхностных слоев приводят к смещению такого же порядка, причем направление этого смещения зависит от того, на какую часть Солнца мы смотрим.
- в) Согласно общей теории относительности Эйнштейна, существует *гравитационное красное смещение* на величину  $GM/Rc^2$ , где  $M$  и  $R$  —

это масса и радиус Солнца, а  $G$  — гравитационная постоянная. В сущности, гравитационное красное смещение обусловлено тем, что фотонам приходится потрудиться, чтобы вырваться из гравитационного поля Солнца, в результате чего они теряют энергию и в конечном итоге перемещаются на более низкую частоту, чем та, с которой они стартовали. Относительное смещение

$$\Delta\nu/\nu_e = (\nu_e - \nu_o)/\nu_e,$$

где  $\nu_e$  и  $\nu_o$  — испущенная и наблюдаемая частоты, опять оказывается равным порядка одной доли на миллион.

- г) А теперь представьте, что мы смотрим на другую звезду в нашей Галактике. Кроме вышеописанных смещений а)–в), возможно гораздо более значительное смещение, вызванное движением этой звезды вокруг Галактики. Солнце, как и большинство звезд в плоскости Млечного Пути, движется по приблизительно круговой орбите вокруг Галактики и имеет круговую скорость, равную 250 км/с. Некоторые звезды отклоняются от плоскости галактики со скоростями такого же порядка. В итоге мы можем ожидать смещения частот вплоть до

$$|\Delta\nu/\nu_e| \sim 10^{-3}. \quad (3.6)$$

И наконец, что происходит, когда мы смотрим на интегральный спектр другой галактики? Во-первых, в силу того что свет от галактики состоит из света множества звезд, мы ожидаем, что спектральные линии будут уширяться на величину, заданную уравнением (3.6). Во-вторых, поскольку галактики находятся в движении друг относительно друга (например, соседние галактики могут оказывать друг на друга гравитационное воздействие), мы можем ожидать, что некоторые из них будут приближаться к нам, тогда как другие — удаляться, т. е. одни галактики будут иметь фиолетовое смещение, а другие — красное.

Именно такую картину мы имеем для ближайших галактик, например, членов Местной группы галактик, упомянутых в разделе 1.1. Их типичные (так называемые «пекулярные») скорости составляют несколько сотен километров в секунду. Однако когда дело доходит до более далеких галактик (определяемых методами, описанными в разделе 3.2), мы сталкиваемся с одним замечательным фактом (который открыли Хаббл и Ландмарк в 1920-х гг. и самым надежным образом подтвердили современные исследования). Почти все смещения частот — это красные смещения, причем *они возрастают линейно с увеличением расстояния*. Угол наклона этой линии

определяет постоянную с размерностью расстояния, которую мы назовем *расстоянием Хаббла* и обозначим  $c\tau_0$ , где  $\tau_0$  — *время Хаббла* (время, за которое свет преодолевает расстояние Хаббла). Если за  $z$  обозначить красное смещение

$$z = \Delta\nu/\nu_o = (\nu_e - \nu_o)/\nu_o,$$

то

$$z \cong \frac{d}{c\tau_0} + \frac{v_{\text{пек}}}{c}, \quad (3.7)$$

где  $d$  — расстояние до галактики,  $v_{\text{пек}}$  — ее пекулярная скорость по линии зрения (как правило, несколько сотен км/с), а  $\frac{d}{c\tau_0}$  — космологическое красное смещение.

Пекулярной скоростью галактики (за исключением близких галактик) можно пренебречь, настолько сильно влияние космологического красного смещения. Если красное смещение интерпретировать как разновидность доплеровского эффекта, значит галактики удаляются от нас во всех направлениях со скоростью, которая увеличивается с ростом расстояния до нас (рис. 3.1 и 3.2). Фактически в этом случае

$$\begin{aligned} v &\cong zc \cong d/\tau_0, & \text{при условии, что} & & v \ll c, \\ &= H_0 d, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где  $H_0 = \tau_0^{-1}$  называется *постоянной Хаббла*. Если  $\tau_0$  дается в годах, то  $H_0$  — в годах<sup>-1</sup>. Однако чаще эта величина задается в км с<sup>-1</sup> мпс<sup>-1</sup>.

Всю последнюю половину двадцатого столетия не прекращались споры о величине постоянной Хаббла, причем предлагаемые варианты оценки этой величины находились в диапазоне  $H_0 = 50 - 100$  км с<sup>-1</sup> мпс<sup>-1</sup>. Специальная программа «The Hubble Key Program» под руководством Венди Фридмана должна была устранить все расхождения между различными оценками данной величины путем исследования цефеид в галактиках на расстояниях до 20 мпс, используя космический телескоп Хаббла. Окончательная оценка постоянной Хаббла составила

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ км с}^{-1} \text{ мпс}^{-1}, \quad \text{что соответствует}$$

$$\tau_0 = 1,2 - 1,5 \times 10^{10} \text{ лет и } c\tau_0 = 1,2 - 1,5 \times 10^{26} \text{ м} = 3700 - 4700 \text{ мпс}.$$

Это значение согласуется с результатами исследования реликтового излучения миссией WMAP. Независимые методы оценки расстояния, позволяющие охватить большие пространства, например временная задержка

гравитационной линзы и метод Сюняева–Зельдовича (стр. 60), дают более низкие, хотя и не противоречивые значения  $H_0$  в диапазоне 55–65 км с<sup>-1</sup> мпс<sup>-1</sup>.

Ясно, что время, за которое галактика, находящаяся на расстоянии  $d$  и движущаяся со скоростью  $v$ , пройдет еще одно расстояние  $d$ , равно, по уравнению (3.8),  $d/v = \tau_0$ , независимо от  $d$ . Таким образом, время Хаббла — это мера времени расширения Вселенной; это время, за которое Вселенная удвоит свой размер, если будет расширяться с той же скоростью, что и сейчас.

### 3.4. Изотропность

#### *Галактики*

В первой главе мы видели, что распределение ближайших галактик на небе далеко от изотропного по причине вхождения нашей Галактики в Местную группу галактик и близости к скоплению Девы. Однако на более крупномасштабной картине Вселенной галактики распределены достаточно изотропно, если сделать скидку на затенение, вызванное галактической пылью. Мы точно не знаем, что это за крошечные (0,1 мкм в диаметре) пылинки, которые поглощают и рассеивают свет в Галактике, но вполне возможно, что они состоят из силикатов, графита или карбида кремния, в зависимости от их происхождения. В более плотных газовых облаках эти песчинки покрыты льдом и, возможно, сложными молекулами углеводородов.

Создается впечатление, что эти песчинки рассеяны по всей газовой среде, пронизывающей тонкий диск плоскости нашей Галактики. В результате линия зрения, близкая к этой плоскости, пересекает гораздо более длинный пылевой столб, нежели нормаль к этой плоскости. При однородном распределении пыли в пластине толщиной  $2h$  длина пути, который должен преодолеть свет, приходящий извне, равна  $h \operatorname{cosec} b$ , где  $b$  — галактическая широта источника света (рис. 3.3). Вообще-то концентрация пыли находится в приблизительно обратной экспоненциальной зависимости от расстояния до плоскости Галактики. Однако в приближении, когда концентрация зависит только от расстояния до плоскости по линии зрения, вполне можно использовать закон косекансов.

Тогда поток излучения от далекого источника света сокращается от  $S_0$  до

$$S = S_0 \exp(-kh \operatorname{cosec} b), \quad (3.9)$$

где  $k$  — это затухание света на единицу длины (т. е.  $dS/dx = -kS$ ). Переводя вышесказанное в звездные величины, имеем

$$m = m_0 + 1,086kh \operatorname{cosec} b. \quad (3.10)$$



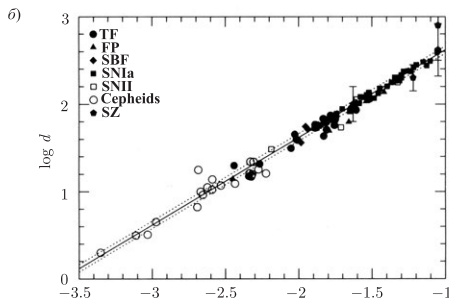
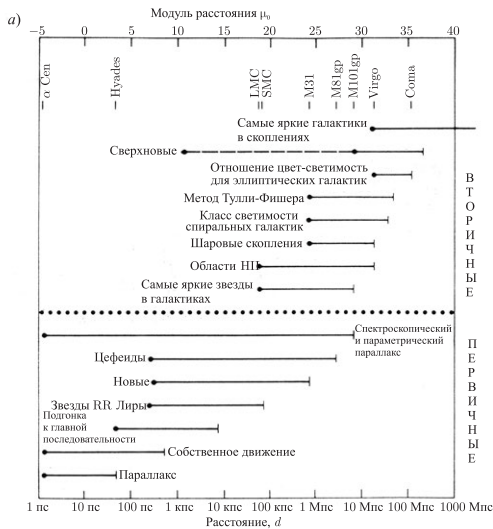


Рис. 3.1. а) Космологическая лестница расстояний, демонстрирующая весь диапазон расстояний, для оценки которых применяются различные методы. Взято из «Космологической лестницы расстояний» (*The cosmological distance ladder*) (Роуэн-Робинсон, 1985). Главными разработками после 1985 года стали расширение области использования метода цефеид до расстояний в 20 мпс с помощью космического телескопа Хаббла и распространение метода сверхновых типа Ia до расстояний более 4000 мпс. б) Отношение скорость–расстояние, на котором разные методы обозначены разными символами, из программы, использующей космический телескоп Хаббла. Постоянная Хаббла оценивается как равная  $72 \pm 8 \text{ км с}^{-1} \text{ мпк}^{-1}$ . Из Freedman *et al.* (2001), Ap. J. 553, 47

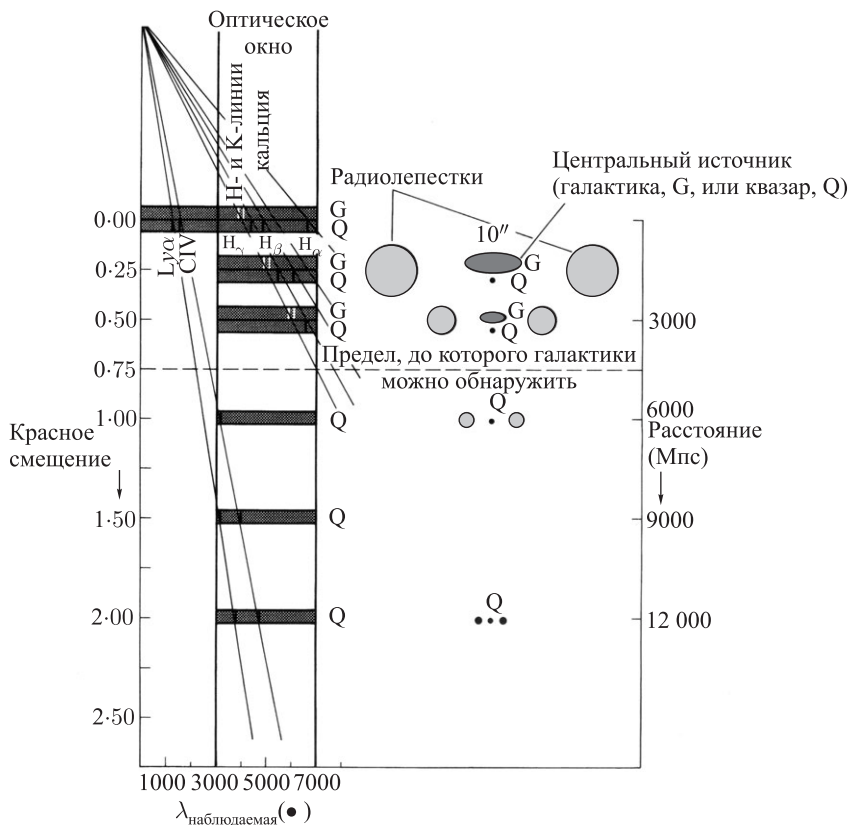


Рис. 3.2. Иллюстрация, демонстрирующая красное смещение спектральных линий типичной галактики и квазара в видимом диапазоне и увеличение этого красного смещения с расстоянием, на которое указывает угловой размер и разделение компонент радиоизлучения (радиолепестки), а также угловой размер галактики (с любого расстояния квазар выглядит как точечный объект)

Таким образом, при наличии телескопа, позволяющего разглядеть галактики вплоть до некоторого значения  $m$ , соответствующее предельное значение  $m_0$  будет зависеть от  $b$ . При малых значениях  $b$  мы не сможем разглядеть такие далекие объекты, как те, что мы видим в направлении полюса Галактики ( $b = 90^\circ$ ). Это в свою очередь означает, что в среднем мы не увидим так много галактик на квадратный градус.

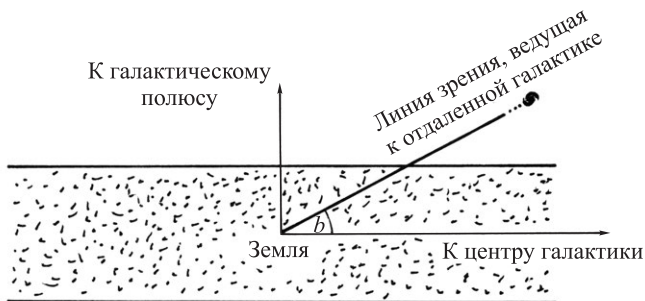


Рис. 3.3. Часть галактического диска вблизи Земли. Линия зрения, ведущая к удаленной галактике, должна преодолеть расстояние  $h \cos b$  через газопылевую среду этого диска, где  $2h$  — это толщина диска, а  $b$  — галактическая широта

Фактическое распределение галактик в галактических координатах (аналогичных географическим широте и долготе, причем в роли экватора выступает галактическая плоскость) приведено на рис. 3.4. Это распределение получено из подсчетов Хаббла числа галактик на квадратный градус в различных направлениях. В пределах «зоны избегания», близкой к галактической плоскости, галактик не видно вообще (см. также рис. 3.5).

Естественно, что на основе этих данных сложно рассуждать об изотропности Вселенной, но, применяя поправку на затенение, можно сказать, что существующее распределение галактик, несомненно, *согласуется* с принципом изотропности, за исключением вышеупомянутой тенденции галактик образовывать скопления. Допуская высокую степень изотропности распределения галактик (не слишком хорошее допущение, скажем прямо), подсчеты галактик можно использовать для составления карт затенения межгалактической пылью.

Обзор, выполненный спутником IRAS в дальнем инфракрасном диапазоне, позволил составить точные карты распределения галактической пыли и распределения галактик в пределах пятисот миллионов световых лет в отсутствие влияния затенения пылью. В пределах этого объема галактики объединены в несколько больших скоплений, но во всех остальных областях они распределены в высшей степени изотропно.

#### *Скопления галактик*

Эйбелл и другие составили каталоги «богатых» скоплений галактик, т. е. скоплений, содержащих определенное минимальное число ярких пред-

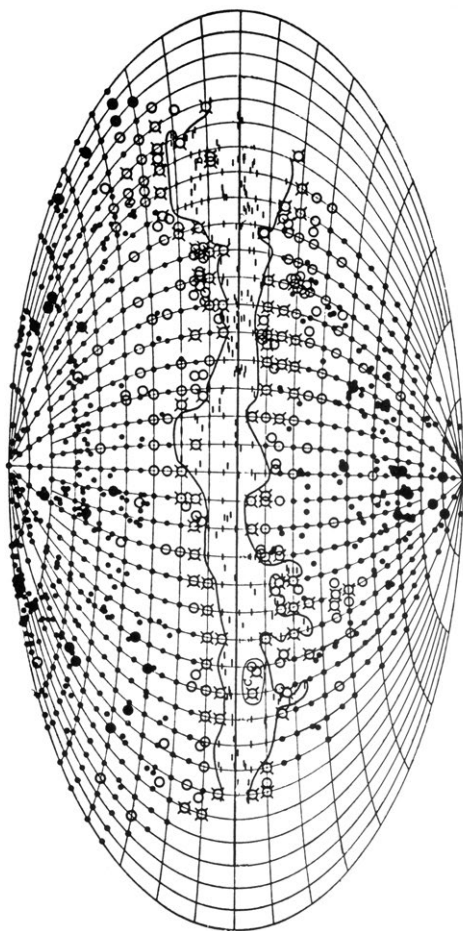


Рис. 3.4. Распределение галактик Хаббла по небу достигает двадцатой звездной величины в галактических координатах. Большие заштрихованные кружки обозначают области, в которых обнаружилось количество галактик выше среднего; большими незаштрихованными кружками обозначены области, где число галактик оказалось ниже среднего, а черточками — области, где галактик не видно вообще. Вблизи плоскости Галактики существует «зона избегания», в которой галактики почти не видны из-за затенения космической пылью

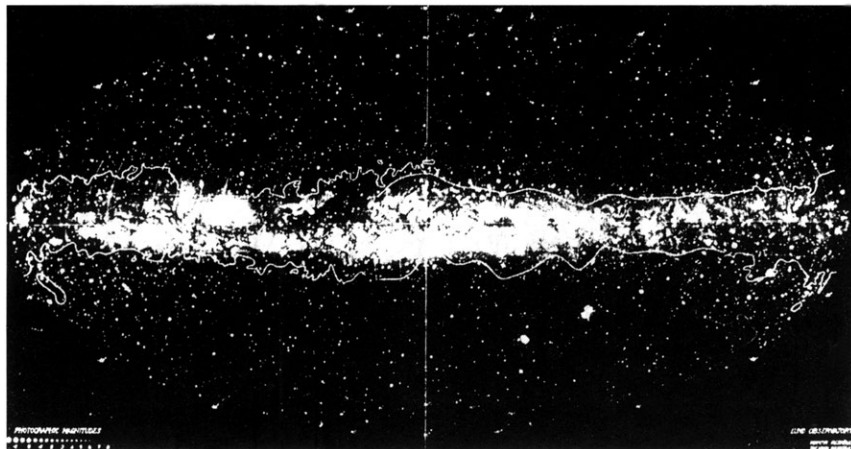
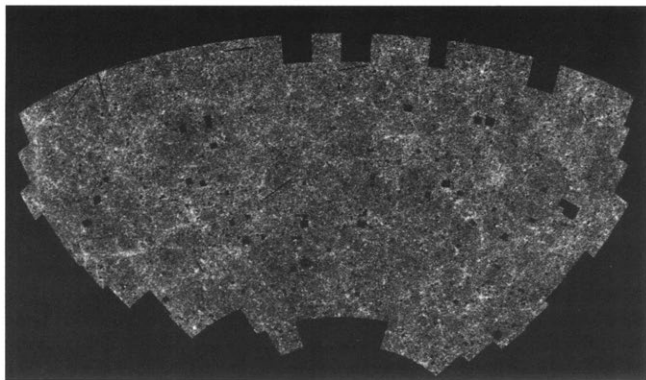


Рис. 3.5. Комбинированное изображение Млечного Пути, полученное Лундской обсерваторией, с контуром постоянного числа галактик на квадратный градус, образованным суперпозицией подсчетов Ликской и Гарвардской обсерваторий. Контур соответствует малому количеству галактик на квадратный градус, что демонстрирует, как зона избегания следует за областями высокой плотности звезд (а значит, газа и пыли) в Галактике

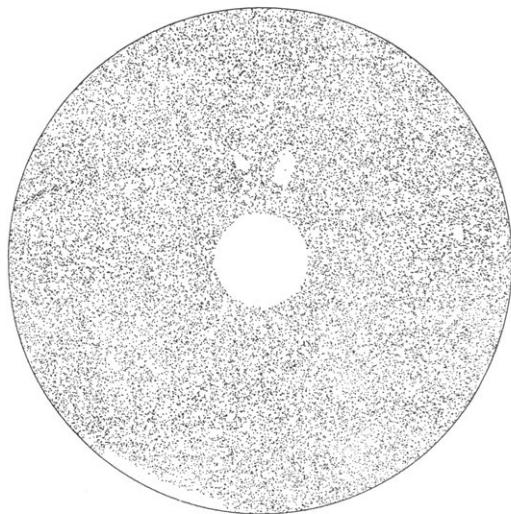
ставителей в пределах определенного объема. Их распределение по небу выказывает признаки крупномасштабного «сверхскопления», но на действительно больших масштабах, при введении поправки на затенение, опять-таки согласуется с общей изотропностью Вселенной.

### *Радиоисточники*

Подавляющее большинство ярких радиоисточников в направлениях удаления от галактической плоскости, будучи галактиками или квазарами, имеет внегалактическую природу. Галактическое затухание радиоизлучения имеет место только на очень низких частотах, так что изотропность распределения радиоисточников мы можем проверить напрямую. Пока что, вплоть до самых слабых источников, которые можно обнаружить в настоящее время, распределение радиоисточников на небе изотропно вплоть до нескольких процентов. Несоответствия результатов, полученных в ходе



а)



б)

Рис. 3.6. а) Распределение галактик на южном галактическом полюсе из наблюдения, проведенного с помощью пластин телескопа Шмидта в Великобритании с использованием устройства для автоматического измерения координат (АРМ). Фотография любезно предоставлена Г. Эфстатхиу. б) Распределение по небу 31 000 ярчайших источников радиоизлучения на волне 6 см в Северном полушарии. Из Грегори и Кондона (1991) *Astrophysical Journal Supp.*, **75**, стр. 1011

того или другого наблюдения, обычно оказывались ошибками измерения плотности потока излучения.

В силу того что обзоры радиоисточников охватывают очень большие расстояния, изотропность распределения радиоисточников служит наиболее веским доказательством изотропности распределения галактик на больших масштабах.

### *Реликтовое излучение*

До сих пор мы обращали внимание на распределение по небу вещества, и, хотя явных признаков анизотропии мы не выявили, степень изотропности, о которой мы можем говорить, составляет не более нескольких процентов. Куда более значимым свидетельством крупномасштабной изотропности Вселенной служит реликтовое излучение (раздел 1.8). В сантиметровом диапазоне спутник COBE показал, что на больших масштабах это излучение изотропно до 0,001 процента (одной доли на  $10^5$ ), если не принимать во внимание влияние движения Земли (см. раздел 5.5).

Вышесказанное самым надежным образом подтверждает изотропность Вселенной, постулированную Эйнштейном в 1917 году, и обеспечивает нас прочной основой для построения изотропных моделей, на которые опирается практически вся современная космология. Эта изотропность корнями уходит в далекое прошлое и накладывает жесткие ограничения на любые анизотропные модели Вселенной.

Ученые показали, что рентгеновский фон в диапазоне 2–18 кэВ в направлениях удаления от галактической плоскости изотропен с точностью до одного процента. Судя по всему, рентгеновский фон обусловлен исключительно излучением квазаров и активных ядер галактик.

## **3.5. Однородность**

Ньютон понимал, что если бы звезды были распределены по Вселенной однородным образом, как полагали Дигс и Бруно, то это можно было бы проверить, сосчитав число звезд как функцию их видимого потока излучения.

Ведь если некоторое количество источников, каждый из которых имеет одну и ту же светимость  $P$ , однородным образом распределить с плотностью  $\eta$ , то их число на стерадиан на расстояние  $r$  будет

$$N(r) = \eta r^3 / 3,$$

а видимый поток излучения —

$$S = P/r^2.$$

Следовательно, число источников на стерадиан, которые ярче  $S$ , составит

$$N(S) = (\eta P^{3/2}/3) S^{-3/2} \quad (3.11)$$

или

$$\begin{aligned} \lg N &= A - 1,5 \lg S = \\ &= B + 0,6m \end{aligned} \quad (3.12)$$

по уравнению (3.2), где  $A$  и  $B$  — постоянные.

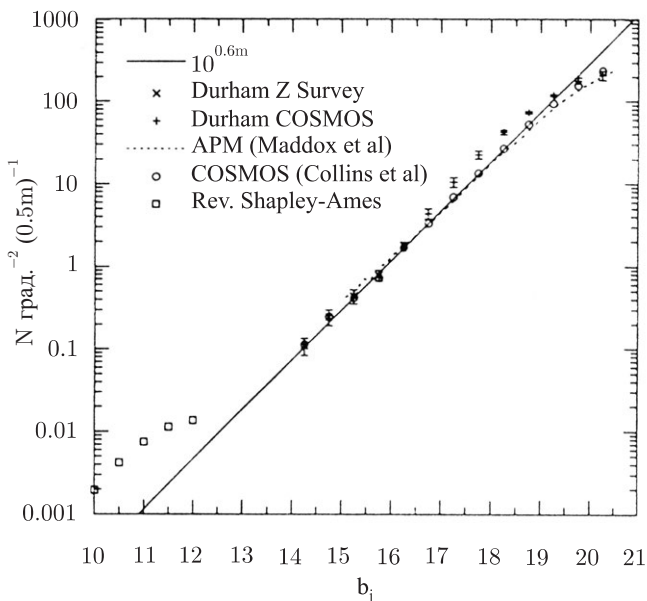


Рис. 3.7. Число галактик на стерадиан как функция фотографической величины, демонстрирующая (по крайней мере для относительно ярких звездных величин, о которых здесь идет речь) хорошее соответствие ожидаемому отношению  $d(\lg N)/dm = +0,6$ . Рисунок Т.Шэнкса

Попытки Ньютона применить этот тест на однородность потерпели крах, потому что он не имел адекватного способа измерить потоки излу-



чения звезд. Позднее Уильям Гершель воспользовался этим тестом, чтобы показать, что звезды в нашей Галактике на самом деле образуют диск.

Что касается далеких галактик, мы не ожидаем точного соответствия уравнению (3.12), поскольку видимые потоки света подвергаются красному смещению, каким бы ни была его интерпретация. Однако для более ярких галактик уравнение (3.12) приблизительно справедливо (рис. (3.7)). В случае же с радиоисточниками, обнаруживается более крутой подъем (рис. 3.8), свидетельствующий о том, что в прошлом плотность распределения или светимость этих источников была больше. Однако при интерпретации подсчетов радиоисточников нельзя пренебрегать и влиянием красного смещения.

### 3.6. Парадокс Ольберса

Галлей, а впоследствии Шезо и Ольберс осознавали, что темный цвет ночного неба несет важную космологическую информацию.

Предположим, что население источников светимости  $P$  имеет плотность распределения  $\eta$ . Рассмотрим сферическую оболочку радиуса  $r$  и толщины  $dr$ , центром которой является Земля. Число источников на один стерадиан этой оболочки равно

$$dN = \eta r^2 dr,$$

а их поток излучения —

$$S = P/r^2.$$

Интенсивность объединенного света от этих источников составляет

$$dI = SdN = \eta Pdr,$$

а если мы добавим еще свет от оболочек с  $0 \leq r \leq R$ , то совокупная интенсивность составит

$$I = \eta PR. \quad (3.13)$$

Ясно, что если  $R \rightarrow \infty$ , то  $I \rightarrow \infty$ . (На самом деле звезды рано или поздно начали бы блокировать более далекий свет, вследствие чего интенсивность стремилась бы к средней поверхностной яркости звезды, что сравнимо с поверхностной яркостью солнечного диска). Поскольку интен-

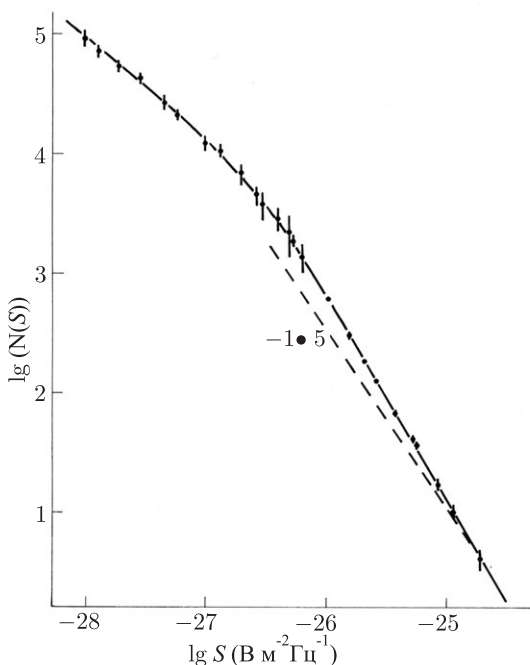


Рис. 3.8. Подсчеты радиоисточников,  $\lg N$  в зависимости от  $\lg S$ , на частоте 408 мГц. Даже для самых ярких источников кривая поднимается круче предсказанных  $-1,5$  (уравнение (3.12)), если пренебречь влиянием красного смещения и эволюции Вселенной

сивность объединенного света галактик должна быть гораздо меньше интенсивности Млечного Пути, мы можем заключить, что получаем свет от Галактик, расположенных на расстоянии  $R$ , которое не превышает некоторого максимального расстояния  $R_{max}$ . Простейшей тому причиной мог бы послужить конечный возраст Вселенной. Еще одним способом разрешения этого парадокса может быть бесконечно старая, вечно расширяющаяся Вселенная.

Вышеописанный «парадокс» также можно сформулировать и в термодинамической форме: почему Вселенная настолько холодна? И вновь, если возраст Вселенной конечен, ясно, что звезды просто могли не успеть нагреть остальное вещество до более высоких температур.

### 3.7. Свидетельство в пользу конечного возраста Вселенной

Некоторые известные нам факты указывают на то, что, возможно, мы обитаем во Вселенной, возраст которой конечен.

- 1) Доли различных изотопов радиоактивных элементов позволяют достаточно точно датировать различные материалы. Например, старейшие горные породы на Земле, Луне и метеоритах имеют возраст порядка  $(4,5 \pm 0,1) \times 10^9$  лет, что очень хорошо согласуется с возрастом Солнца, определенным из расчетов, основанных на его строении и эволюции, как  $5 \times 10^9$  лет. Если методы датирования по радиоактивным элементам применить к веществу нашей Галактики в целом, мы получим возраст, равный  $1,1 - 1,8 \times 10^{10}$  лет, что опять-таки согласуется с оценками возраста самых старых звезд, согласно теории звездной эволюции, а именно:  $1,1 - 1,5 \times 10^{10}$  лет.
- 2) Соседние галактики имеют возраст такого же порядка, независимо от их типа.
- 3) Если космологическое красное смещение вызвано расширением Вселенной, то возраст Вселенной будет иметь порядок времени Хаббла,  $1 - 2 \times 10^{10}$  лет. Аналогичный возраст галактик, расположенных по соседству с нашей, а также расширение Вселенной во времени служат веским доказательством того, что Вселенная имеет конечный возраст, на раннем этапе которого и образовались галактики. Однако мы не имеем права исключать возможность того, что та часть Вселенной, которую мы изучили к настоящему моменту, представляет собой всего лишь некоторую локальную флуктуацию, или что Вселенная имеет циклическую историю.

### 3.8. Свидетельство в пользу существования фазы «огненного шара»

Простейшим объяснением существования реликтового излучения, спектр которого аналогичен спектру абсолютно черного тела, служит наличие в истории Вселенной ранней фазы, в которой господствовало излучение (фазы «огненного шара»).

Вторым доказательством существования такой фазы служит тот факт, что звезды в нашей Галактике образовались с исходным массовым составом в 76 процентов водорода и 24 процента гелия. Почти все остальные химические элементы могут образоваться в недрах звезд, так что вполне логично предположить, что вначале вся Вселенная состояла из одного только водорода и что гелий образовался в какую-то дозвездную фазу, т. е. в фазу огненного шара. Несмотря на реальную возможность создания теории ранних этапов истории нашей Галактики, когда образовывались, стремительно развивались и взрывались, распространяя гелий, самые массивные звезды, наиболее естественное объяснение все же заключается в том, что гелий образовался в ядерных реакциях, протекавших в раннюю фазу развития Вселенной — фазу «огненного шара».

### 3.9. Задачи

3.1. Используя уравнение (3.10), определите, на сколько звездных величин затухнет объект в направлении а) галактического полюса, б) галактической широты  $b = 30^\circ$ , в)  $b = 10^\circ$ , если дано, что в направлении центра Галактики (удаленного на 8 кпс) затухание составляет около двадцати звездных величин и что  $h = 150$ .

3.2. Спектрограф функционирует в диапазоне 5000–9000 Å. Определение красного смещения эмиссионных линий в спектре галактик или квазаров зависит от обнаружения  $\alpha$ -линий Лаймана (1216 Å), линий углерода IV (1549 Å),  $N\alpha$ -линий Бальмера (4861 Å) или  $H\beta$ -линий Бальмера (6563 Å). Какие диапазоны красного смещения включают (I) одна, (II) две различимые спектральные линии?

## ГЛАВА 4

# Модели Большого взрыва

### 4.1. Субстрат и фундаментальные наблюдатели

Чтобы описать свойства газа, нет никакой необходимости изучать поведение отдельных атомов и молекул. Вместо этого мы определяем различные микроскопические величины — плотность, давление, температуру — и изучаем связывающие их отношения.

Точно так же, описывая Вселенную в целом, мы даже не пытаемся включать в это описание отдельные галактики или скопления галактик. Мы воображаем, что все вещество во Вселенной «размазано» в виде идеализированной, однородной жидкости, которую мы называем *субстратом*.

Наблюдателя, который находится в состоянии покоя относительно этого субстрата, мы называем *фундаментальным наблюдателем*. Если субстрат движется, то мы говорим, что фундаментальные наблюдатели *движутся вместе* с ним. Нам нужна картина развивающейся во времени Вселенной, которую видят фундаментальные наблюдатели. Комплект таких картин мы называем *космологической моделью*.

На практике мы часто будем отождествлять фундаментальных наблюдателей с галактиками и наблюдателя в центре нашей Галактики тоже будем считать фундаментальным, хотя на самом деле отдельные галактики имеют некоторую «пекулярную» скорость по отношению к субстрату. (Пекулярная скорость нашей Галактики была измерена благодаря наблюдениям реликтового излучения.) Однако на данный момент мы допустим, что если мы внесли поправку на вращение Земли, ее обращение вокруг Солнца и движение всей Солнечной системы вокруг Галактики, то мы имеем вид Вселенной с позиций фундаментального наблюдателя.

### 4.2. Космологический принцип

Совершенно очевидно, что в посткоперниковскую эпоху истории человечества ни один образованный и рационально мыслящий человек не

станет утверждать, что Земля занимает уникальное положение во Вселенной. Это глубокое философское открытие мы назовем *принципом Коперника*, хотя первым, кто ясно его сформулировал, был Джордано Бруно. Открытие миллионов звезд вроде Солнца, других возможных планетарных систем и галактик, подобных нашей Галактике, — все это убеждает нас в истинности принципа Коперника. Сам Бруно подобными свидетельствами не располагал, так что его утверждение было скорее поэтической, психологической и даже политической истиной.

Сейчас же мы исследуем последствия гораздо более убедительного допущения — *космологического принципа*, который гласит, что фундаментальные наблюдатели видят Вселенную однородной и изотропной.

Под *однородностью* мы понимаем, что каждый фундаментальный наблюдатель видит одну и ту же общую картину Вселенной во времени. Все фундаментальные наблюдатели эквивалентны друг другу, и, в частности, Вселенная глазами любого фундаментального наблюдателя выглядит точно так же, как она выглядит с Земли. Гипотезу об однородности невозможно проверить строгим образом, т. к. даже если бы высокоразвитые цивилизации из далеких галактик передали нам свои космологические знания, эти знания все равно неизбежно устарели бы к моменту поступления на Землю. Таким образом, смысл данной гипотезы состоит в том, что для проверки космологической модели нам нужны только наши собственные наблюдения.

Под *изотропностью* мы подразумеваем, что для фундаментального наблюдателя Вселенная выглядит одинаковой, в каком бы направлении он ни посмотрел на небо. В таком случае для проверки космологической модели достаточно наблюдений всего лишь в одном направлении. В отношении вещества во Вселенной данная гипотеза проверена лишь приблизительно ( $\sim 3$  процентов), но при этом она очень точно (до 0,001 процента) подтверждается в отношении реликтового излучения (раздел 3.4).

Космологический принцип подтверждает принцип Коперника почти настолько хорошо, насколько это возможно. Ученые приложили немало усилий, чтобы проверить космологические модели, которые были однородными, но анизотропными. Мы можем показать, что изотропность, равно как и принцип Коперника, предполагает однородность. Совершенно ясно, что реальная Вселенная на малых расстояниях крайне неоднородна, тогда как на больших расстояниях на ее однородность можно наложить лишь приблизительные ограничения. Задача определения и описания Вселенной чрезвычайно сложна с математической точки зрения. Так что нам прихо-

дится надеяться, что однородные модели, описанные в данной главе, служат разумной аппроксимацией для больших расстояний, если не забывать о том, что на данный момент никто не смог четко объяснить, по какой причине это идеализированное положение вещей вообще имеет право на существование (см. раздел 8.6).

Прямым следствием однородности является существование универсального *космического времени*, которое мы обозначим буквой  $t$ . Поскольку все наблюдатели видят одну и ту же последовательность событий во Вселенной, значит посредством этих событий они могут синхронизировать свои часы.

### 4.3. Космология Ньютона

Динамика и гравитация Ньютона могут использоваться для построения моделей Вселенной, удовлетворяющих космологическому принципу. Однако, как мы увидим ниже, космология Ньютона не является строго независимой, и обоснование подобных моделей зависит от одного результата общей теории относительности — теоремы Биркгофа<sup>1</sup>.

В космологии Ньютона космическое время  $t$  можно отождествить с однородным, вечно текущим, универсальным временем Ньютона.

Рассмотрим фундаментального наблюдателя  $O$ . Сделаем его точкой отсчета в системе координат и предположим, что он наблюдает за физическими свойствами вещества в некоторой точке  $P$  в момент времени  $t$ , причем положение  $P$  задано вектором  $\overrightarrow{OP} = \mathbf{r}$ . Естественно,  $O$  находит, что скорость, плотность и давление в точке  $P$  являются функциями положения этой точки и времени:  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\rho(\mathbf{r}, t)$ ,  $p(\mathbf{r}, t)$ .

Рассмотрим теперь второго фундаментального наблюдателя  $O'$ , расположенного на расстоянии  $\overrightarrow{O'P} = \mathbf{r}'$  от  $P$ . Он определяет  $\mathbf{v}'(\mathbf{r}', t)$ ,  $\rho(\mathbf{r}', t)$ ,  $p(\mathbf{r}', t)$ . Обратите внимание, что в теории Ньютона плотность и давление в любой точке одинаковы для всех наблюдателей (мы говорим, что они *инвариантны* относительно изменения системы координат). Таким образом, чтобы удовлетворить космологическому принципу, мы требуем, чтобы  $\mathbf{v}'$ ,  $\rho$  и  $p$  были той же функцией от  $(\mathbf{r}', t)$ , что и  $\mathbf{v}$ ,  $\rho$  и  $p$  от  $(\mathbf{r}, t)$ , т. к. в противном случае  $O'$  и  $O$  наблюдали бы разные картины Вселенной.

Пусть в некоторый определенный момент времени  $t$ ,  $\overrightarrow{OO'} = \mathbf{a}$ . Тогда скорость  $O'$ , как ее видит  $O$ , равна  $\mathbf{v}(\mathbf{a})$  (здесь мы пренебрежем зависимо-

<sup>1</sup>Это утверждение является слишком категорическим.

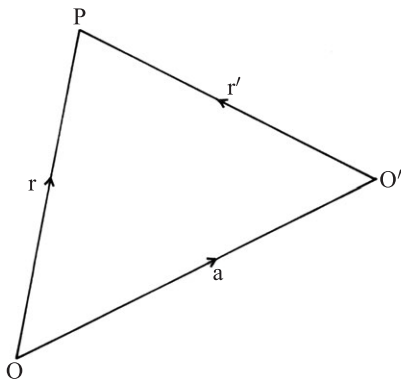


Рис. 4.1

стью от  $t$ ). Из рис. 4.1 видно, что по закону сложения векторов, примененному к треугольнику  $OO'P$  (стр. 80),

$$r' = r - a. \quad (4.1)$$

Отсюда также следует, что по векторному закону сложения скоростей

$$v'(r') = v(r) - v(a). \quad (4.2)$$

Уравнение (4.1) означает, что

$$v'(r') = v'(r - a), \quad (4.3)$$

тогда как принцип однородности требует, чтобы

$$v'(r - a) = v(r - a), \quad (4.4)$$

поскольку  $O'$  и  $O$  должны наблюдать одну и ту же последовательность событий. Объединяя уравнения (4.2)–(4.4), имеем

$$v(r - a) = v(r) - v(a). \quad (4.5)$$

Кроме того, принцип однородности гласит, что изменение плотности и давления в зависимости от положения, измеренное  $O$ , должно быть таким же, как и их изменение, увиденное  $O'$ , т. е.

$$\rho(r') = \rho(r), \quad p(r') = p(r),$$



тогда из уравнения (4.1) следует, что

$$\rho(\mathbf{r} - \mathbf{a}) = \rho(\mathbf{r}), \quad p(\mathbf{r} - \mathbf{a}) = p(\mathbf{r}). \quad (4.6)$$

Поскольку  $O$ ,  $O'$  и  $P$  произвольны, таковыми же являются  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{r}'$  и  $\mathbf{a}$ , в силу чего из уравнения (4.6) следует, что  $p$  и  $\rho$  не должны зависеть от положения.

Мы можем показать, что общее решение трех уравнений (4.5) имеет вид

$$v_i(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^3 a_{ik}(t)x_k \quad \text{при } i = 1, 2, 3, \quad (4.7)$$

где  $v_i$  обозначает  $i$ -ю составляющую  $\mathbf{v}$ ,  $x_k$  —  $k$ -ю составляющую  $\mathbf{r}$ , а  $a_{ik}(t)$ ,  $i, k = 1, 2, 3$  — это девять произвольных функций времени  $t$ . Переписывая первое из трех уравнений (4.7) целиком, получаем

$$v_1(x_1, x_2, x_3, t) = a_{11}(t)x_1 + a_{12}(t)x_2 + a_{13}(t)x_3.$$

Чтобы поле течения, представленное уравнением (4.7), было изотропным, мы должны иметь

$$a_{ik} = 0, \quad i \neq k,$$

и

$$\begin{aligned} a_{11} &= a_{22} = a_{33} \\ &= H(t). \end{aligned}$$

Тогда

$$v_1 = H(t)x_1, \quad v_2 = H(t)x_2, \quad v_3 = H(t)x_3$$

или

$$\mathbf{v} = H(t)\mathbf{r}. \quad (4.8)$$

Согласно последнему уравнению, скорость любой частицы, которая движется вместе с субстратом, либо равна нулю, либо направлена радиально от нас или к нам и пропорциональна расстоянию между ею и нами. Другими словами, мы имеем естественное объяснение закона Хаббла, в котором космологическое красное смещение интерпретируется как доплеровское смещение. В силу того что это поле скоростей удовлетворяет космологическому принципу, любой другой фундаментальный наблюдатель видит ту же самую картину: каждая частица, движущаяся вместе с субстратом, имеет чисто радиальную скорость, пропорциональную расстоянию, которое отделяет ее от наблюдателя.

Поскольку  $v = dr/dt$ , уравнение (4.8) можно проинтегрировать, записав

$$H(t) = \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt},$$

откуда

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{1}{R(t)} \frac{dR}{dt} \mathbf{r}.$$

Решение последнего уравнения имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= R(t) \times \text{постоянный вектор} = \\ &= \frac{R(t)}{R_0} \mathbf{r}_0, \end{aligned} \quad (4.9)$$

где  $R_0 = R(t_0)$ , в силу чего  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$  в момент  $t = t_0$ . Величина  $R(t)$  называется *масштабным коэффициентом* Вселенной, т. к. с течением времени все расстояния просто увеличиваются, будучи умноженными на данный коэффициент (рис. 4.2). Космологический принцип разрешает всего два типа движений: простое изотропное расширение или сжатие всей Вселенной.

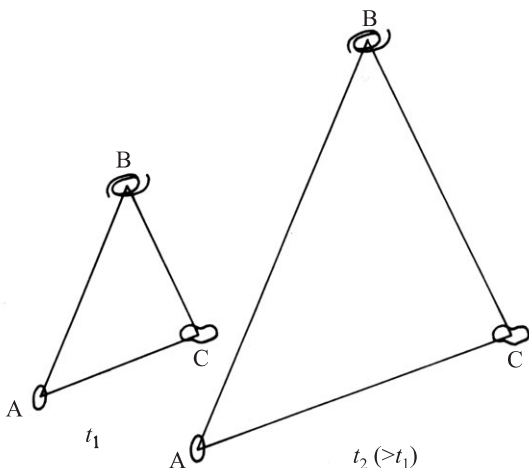


Рис. 4.2. Иллюстрация того, как с течением времени все расстояния увеличиваются с одним и тем же коэффициентом

Поскольку объем будет пропорционален  $R^3(t)$ , плотность вещества

$$\rho(t) \propto R(t)^{-3}, \quad (4.10)$$

т. е.

$$\rho(t) = \rho_0 R_0^3 / R^3(t), \quad (4.11)$$

где  $\rho = \rho(t_0)$ . В общем случае мы принимаем за время начала отсчета  $t = t_0$  настоящее время, так что значения величин с индексом «нуль» относятся к настоящему времени. Поскольку в настоящее время плотность энергии излучения во Вселенной имеет пренебрежимо малый динамический эффект, пока что мы примем давление  $p$  равным нулю. Это допущение не работает на ранних стадиях Большого взрыва (см. главу 5).

Чтобы найти вид функции  $R(t)$ , рассмотрим сферическую оболочку, которая образована частицами, движущимися вместе с субстратом, и в центре которой находится наблюдатель  $O$ . Из уравнений (4.8) и (4.9) следует, что частицы  $A, B, C, D$ , расположенные на этой сферической оболочке, удаляются со скоростью  $\dot{R}r_0/R_0$  и ускорением  $\ddot{R}r_0/R_0$ , где  $\dot{R}$  и  $\ddot{R}$  обозначают  $(dR/dt)(t)$  и  $(d^2R/dt^2)(t)$ .

Из гравитационной теории Ньютона известно, что гравитационная сила, действующая внутри однородной сферической оболочки, которая образована из вещества, равна нулю. Значит, если мы вообразим, что вся Вселенная — это большая сфера, в центре которой расположен наблюдатель  $O$  и которая разбита на тонкие концентрические сферические оболочки, то оболочки, которые по отношению к выше определенной оболочке  $ABCD$  являются внешними, не окажут равным счетом никакого гравитационного воздействия на частицы  $A, B, C, D$ . Однако мы не имеем права экстраполировать данный вывод на бесконечную Вселенную, поэтому, для того чтобы обосновать ньютонову трактовку космологической проблемы, нам придется обратиться к одному из результатов общей теории относительности — теореме Биркгофа. Она гласит, что гравитационное воздействие однородной среды, которая является внешней по отношению к сферической полости, равно нулю. Тогда, с точки зрения  $O$ , единственной силой, которая действует на частицы, будет гравитационное притяжение вещества, находящегося внутри оболочки  $ABCD$  (см. рис. 4.3). Таким образом, согласно второму закону Ньютона, сила, которая действует на частицу массы  $m$ , расположенную на этой оболочке, равна

$$m\ddot{r} = -\frac{4\pi Gm\rho}{3}r.$$

Выполняя подстановку из уравнения (4.9) и сокращая  $m$ , имеем

$$\ddot{R} \frac{r_0}{R_0} = -\frac{4\pi G \rho R r_0}{3R_0},$$

откуда

$$\ddot{R} = -4\pi G \rho R / 3. \quad (4.12)$$

Последнее уравнение можно проинтегрировать, используя уравнение (4.11), при этом получим

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G \rho_0 R_0^3}{3R} - kc^2, \quad (4.13)$$

где  $k$  — это произвольная постоянная, которая является безразмерной, если  $R$  берется с размерностью расстояния. Прежде чем искать решения уравнения (4.13), мы рассмотрим модели, которые согласуются с космологическим принципом в общей теории относительности Эйнштейна.

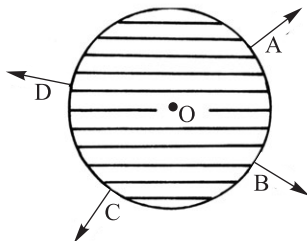


Рис. 4.3. С точки зрения наблюдателя  $O$  единственной силой, которая действует на  $A, B, C, D$ , является гравитационное притяжение заштрихованной сферы, центром которой является  $O$

## 4.4. Специальная и общая теории относительности

Должное объяснение этих теорий само по себе потребовало бы написания целой книги, поэтому здесь я приведу лишь очень краткое их описание.

Ньютон постулировал существование *инерциальных* систем отсчета, в рамках которых свободная частица (т. е. частица, не подверженная влиянию никаких сил) движется по прямой. Хорошей аппроксимацией к ньютоновой инерциальной системе отсчета служит поверхность Земли, если, конечно, пренебречь некоторыми незначительными воздействиями, которые

вносит вращение Земли. Безусловно, все частицы подвержены действию гравитации, которая в ньютоновой теории считается силой. Как только найдена одна инерциальная система отсчета, все прочие можно определить, выполнив одну или обе следующие операции: а) изменение начала отсчета и направления координатных осей, б) движение с постоянной скоростью относительно исходной системы отсчета.

В большинстве случаев теория Ньютона работает самым замечательным образом, но она терпит полный крах, как только речь заходит о скорости света, излученного движущимся источником. Она предсказывает, что если мы измеряем скорость света от источника, который приближается к нам, то результат измерений должен складываться из скорости движения этого источника и скорости самого света. Однако опыт Майкельсона–Морли показал, что на самом деле скорость света не зависит от скорости движения его источника. Именно этот факт служит отправной точкой *специальной теории относительности*, которая вносит поправку (величина этой поправки при нормальных условиях мала) в принцип изменения физических величин под действием вышеописанной операции (б). Эта поправка увеличивается, когда речь идет об относительных скоростях, близких к скорости света. Видимая длина движущегося тела сокращается в направлении движения этого тела, время его замедляется, а масса возрастает, и все это с коэффициентом

$$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2},$$

где  $v$  — скорость этого тела. Когда  $v$  приближается к  $c$ , данный коэффициент превращается в бесконечность, вследствие чего никакое тело не может двигаться быстрее света. Все эти эффекты прошли тщательную проверку, например, в больших ускорителях частиц, равно как и знаменитое предсказание эквивалентности массы и энергии, выражаемое формулой  $E = mc^2$ .

До сего времени мы говорили исключительно о постоянных относительных скоростях. Однако мы можем рассмотреть также наблюдателя, который относительно инерциальной системы отсчета получает некоторое ускорение. Предположим, что наш наблюдатель видит ту же картину мира, что и инерциальный наблюдатель, который в данный момент находится в состоянии покоя относительно нашего наблюдателя (принцип *ускорения*), но тогда непонятно, как описать гравитацию, поскольку теория гравитации Ньютона несовместима со специальной теорией относительности. Эйнштейн решил эту задачу с помощью своей *общей теории относительности*. В основе последней лежит принцип эквивалентности, который, вы-

ражаясь максимально просто, гласит, что гравитация исчезает в условиях свободного падения. Под действием гравитации все сущее имеет одно и то же ускорение (опыт Галилея), поэтому на время падения действие гравитации как бы исчезает. В каждой точке пространства можно найти такую систему отсчета, в рамках которой будет наблюдаться локальное действие специальной теории относительности (локальная система отсчета, пребывающая в свободном падении). В таком случае гравитация низводится до положения силы инерции типа центробежной или силы Кориолиса, которая появляется только потому, что мы не выбрали адекватной системы отсчета для проведения своих наблюдений.

Важную роль в теории относительности играет понятие события — того, что происходит в каком-то месте в какое-то время. Событие может характеризоваться четырьмя координатами  $(x_1, x_2, x_3, t)$ , где первые три координаты — пространственные, а четвертая является временем. Мы можем представлять события в виде точек в четырехмерном континууме пространства-времени. Если световой сигнал испускается в событии  $(x_1, x_2, x_3, t)$  и принимается в близком событии  $(x_1 + dx_1, x_2 + dx_2, x_3 + dx_3, t + dt)$  (рис. 4.4), то, согласно специальной теории относительности, мы имеем

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2}(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) = 0. \quad (4.14)$$

Если два этих события не связаны световым сигналом, то  $ds^2 \neq 0$ . Величина  $ds$  называется *интервалом* между двумя соседними событиями, и в специальной теории относительности все инерциальные наблюдатели получают одно и то же значение  $ds$ , когда наблюдают одну и ту же пару событий (ясно, что это верно, когда два события связаны световым сигналом, поскольку во всех инерциальных системах отсчета скорость света равна  $c$ , так что все наблюдатели получают ответ  $ds = 0$ ). В результате мы говорим, что величина  $ds$  является *инвариантой*.

В сущности,  $ds$  — это промежуток времени, измеренный наблюдателем, присутствующим при обоих событиях. Если  $ds^2 > 0$ , то наблюдатель, выбрав нужную скорость, может присутствовать при обоих событиях. В этой системе отсчета  $dx_1 = dx_2 = dx_3 = 0$ , в силу чего  $ds = dt$ . Величина  $ds$  просто-напросто измеряет промежуток времени по часам, которые покоятся в данной системе отсчета (*собственное время*). Если  $ds^2 = 0$ , то данные события могут быть связаны фотоном, испущенным в одном из них и полученным в другом, тогда как для самого фотона время остается неизменным. Если  $ds^2 < 0$ , то ни один наблюдатель не может присутствовать

при обоих событиях, но величина  $c(-ds^2)^{1/2}$  служит мерой *собственного* расстояния (расстояния, измеренного с помощью радиолокационных методов) между событиями. Величина  $ds$  будет инвариантой для наблюдателей, пребывающих в произвольном (ускоренном) движении, если принять вышеупомянутый принцип ускорения.

Принцип эквивалентности, на котором базируется общая теория относительности, выражается в том, что для локальной системы отсчета, пребывающей в свободном падении, справедлива специальная теория относительности, а величину  $ds$  можно выразить в виде (4.14).

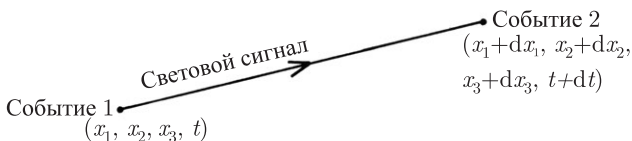


Рис. 4.4. Два соседних события, связанные световым сигналом

Однако данное устранение действия гравитации путем выбора системы отсчета, пребывающей в свободном падении, работает только в локальных масштабах. Глядя на тела, которые достаточно удалены от нас, мы замечаем, что они падают к центру Земли в несколько ином направлении относительно нас. В общем случае нам приходится иметь дело с *искривленным пространством–временем*, и тогда выражение для промежутка времени имеет вид

$$ds^2 = g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 + g_{44}dx_4^2 + 2g_{23}dx_2dx_3 + \\ + 2g_{24}dx_2dx_4 + 2g_{34}dx_3dx_4 + 2g_{12}dx_1dx_2 + 2g_{13}dx_1dx_3 + \\ + 2g_{14}dx_1dx_4, \quad x_4 = t,$$

или, в более сжатой форме,

$$ds^2 = \sum_{\lambda, \mu=1}^4 g_{\lambda\mu} dx_\lambda dx_\mu, \quad (4.15)$$

где  $g_{\lambda\mu}$  — функции положения и времени, определяющие кривизну пространства–времени, а следовательно, и гравитационного поля. Уравнение (4.15) описывает *метрику* пространства–времени, а  $g_{\lambda\mu}$  называются компонентами *метрического тензора* ( $g_{\lambda\mu}$  берется равным  $g_{\mu\lambda}$ ).

В обычном евклидовом трехмерном пространстве данная метрика записывается просто как

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2,$$

поэтому  $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$ ,  $g_{\lambda\mu} = 0$  и  $\lambda \neq \mu$ . В специальной теории относительности, согласно уравнению (4.14), эта метрика (именуемая метрикой Минковского) имеет вид

$$ds^2 = -\frac{1}{c^2}(dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2) + dx_4^2,$$

где  $x_4 = t$ , поэтому

$$g_{11} = g_{22} = g_{33} = -\frac{1}{c^2}; \quad g_{44} = 1, \quad g_{\lambda\mu} = 0, \quad \lambda \neq \mu.$$

Однако в общей системе отсчета величины  $g_{\lambda\mu}$  будут меняться в зависимости от положения и времени, в силу чего мы получим геометрию искривленного пространства – времени. Это математический способ описания действия гравитации.

В теории Ньютона и специальной теории относительности орбитой свободной частицы или фотона была прямая линия. В общей теории относительности роль прямых линий играют *геодезические* — кратчайшие расстояния между парами точек в искривленном пространстве. Здесь оказывается, что свет, проходящий вблизи Солнца, отклоняется на малый угол порядка  $4GM_{\odot}/R_{\odot}c^2$  (в радианах), где  $M_{\odot}$  и  $R_{\odot}$  — это масса и радиус Солнца. Теперь предположим, что Солнце сжали в огромное число раз, пока эта величина не превысила бы единицу. Тогда свет вблизи Солнца отклонялся бы настолько сильно, что ни один луч не смог бы вырваться наружу. Солнце исчезло бы из виду, превратившись в *черную дыру* (см. стр. 30). В действительности именно такой представляется нам вероятная судьба массивных звезд (раздел 2.4). Среди других эффектов общей теории относительности стоит отметить гравитационное красное смещение, упомянутое в разделе 3.3, временную задержку радиолокационных сигналов, отраженных от планет и проходящих вблизи Солнца, и смещение перигелия планет, наиболее выраженное у Меркурия. Все эти эффекты были измерены, и все предсказанные отличия между общей теорией относительности и теорией Ньютона подтвердились в пределах Солнечной системы с точностью, превышающей 0,1 процента<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>К настоящему времени различные эффекты, предсказанные общей теорией относительности, подтверждены с точностью 0,01–0,0001 %.



Одной из самых интересных областей применения отклонения света является *гравитационная линза*. Свет, испущенный далеким источником, слегка отклоняется, огибая расположенную на его пути звезду, галактику или скопление галактик, которые вследствие этого ведут себя подобно линзе, искажая и увеличивая изображение далекого источника (рис. 4.5(a)). Если линза и расположенный позади нее источник света находятся на одной линии, то изображение образует кольцо радиуса (радиус *Эйнштейна*)

$$r_E = \{4GMDx(1-x)\}^{1/2}/c, \quad (4.16)$$

где  $M, d$  — это масса линзирующего объекта и расстояние до него,  $D$  — расстояние до источника, расположенного позади линзы, а  $x = d/D$ . Если же линза и источник света находятся не на одной линии, то кольцо распадается на два изображения или более.

Гравитационное линзирование звездами с низкой массой в гало нашей Галактики обнаружилось благодаря эффекту увеличения яркости, который вызывает линзирование (*микролинзирование*). Ученые обнаружили множество примеров линзирования далеких ( $z > 2$ ) галактик и квазаров галактиками, расположенными между ними и наблюдателем. В изображениях многих богатых скоплений галактик присутствуют круговые дуги, возникающие из-за линзирования еще более далеких галактик данным скоплением (рис. 4.5(b)).

Одним из наиболее впечатляющих подтверждений общей теории относительности стал двойной пульсар, открытый в 1975 году. Он состоит из двух нейтронных звезд, орбиты которых расположены настолько близко друг к другу, что вызывают сильнейшее гравитационное излучение, о существовании которого свидетельствует постепенное увеличение орбитального периода данной системы.

## 4.5. Космология в рамках общей теории относительности

Мы можем показать, что самой общей метрикой, удовлетворяющей космологическому принципу, является *метрика Робертсона – Уокера*:

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R^2(t)}{c^2} \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (4.17)$$

где  $(r, \theta, \phi)$  — это сферические полярные координаты, причем ради простоты за  $r$  берется *содвижущаяся* радиальная координата, т. е. мы выбираем

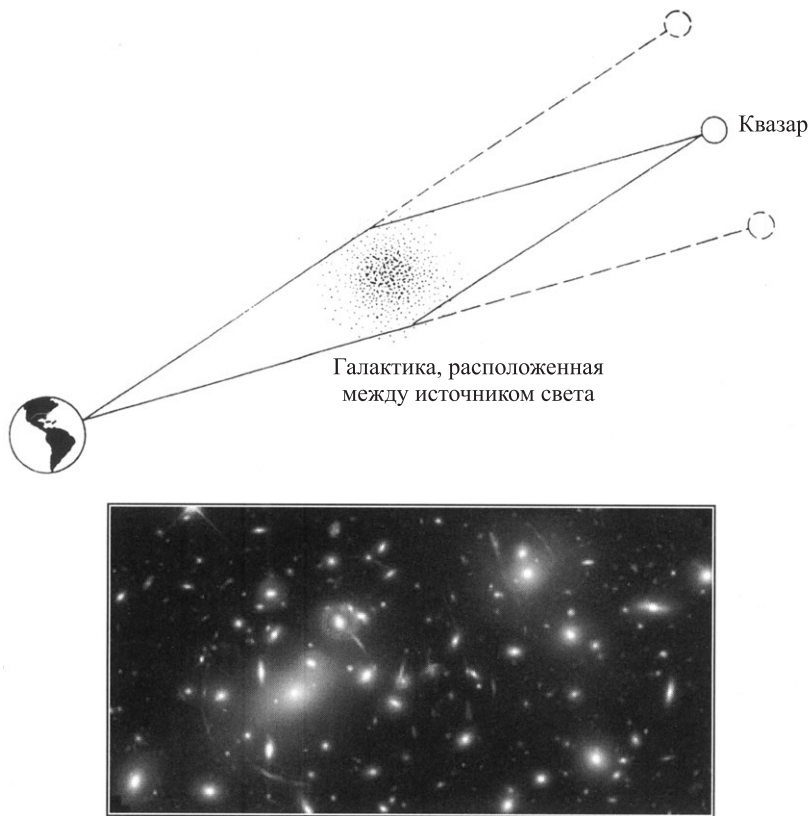


Рис. 4.5. (а) Гравитационное линзирование света далекого квазара галактикой, расположенной на его пути. Свет немного отклоняется, огибая галактику, в результате чего возникают два и более изображений квазара. (б) Изображение скопления A2218, полученное с помощью HST, на котором видны дуги, образованные гравитационным линзированием далеких галактик, расположенных за этим скоплением

такую координатную систему, в рамках которой фундаментальные наблюдатели (см. раздел 4.1: обычно мы отождествляем их с галактиками) постоянно имеют одну и ту же радиальную координату, даже если Вселенная расширяется или сжимается. Величина  $k$  — постоянная кривизны, и если  $k \neq 0$ , то единицы измерения переменной  $r$  удобнее переопределить,

чтобы получить  $k = \pm 1$ .  $R(t)$  — это все тот же *масштабный коэффициент*, и с течением времени  $t$  все пространственные размеры, как и раньше, просто умножаются на коэффициент  $R(t)$ . Таким образом, в общей теории относительности разрешены все те же движения, что и в космологии Ньютона, а именно: изотропное расширение или сжатие (раздел 4.3).

Если рассмотреть все события с одним и тем же значением  $t$ , так что  $dt = 0$ , можно показать, что метрика (4.17) соответствует трехмерному пространству с постоянной кривизной. Если  $k = +1$ , мы имеем пространство с положительной кривизной (эллиптическое пространство — см. рис. (4.6)); если  $k = 0$ , получается обычное плоское пространство; тогда как  $k = -1$  характеризует пространство с отрицательной кривизной (гиперболическое пространство).

Чтобы определить  $R(t)$ , нужно подставить данную метрику в *полевые уравнения* — дифференциальные уравнения, которые связывают метрические функции  $g_{\lambda\mu}$  с плотностью и давлением вещества. Эти уравнения общей теории относительности аналогичны ньютоновым уравнениям движения жидкости. Выполняя вышеописанное, мы получаем

$$\ddot{R} = -4\pi G(\rho + 3p/c^2)R/3 + \Lambda R/3 \quad (4.18)$$

и

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\rho R^2}{3} - kc^2 + \Lambda R^2/3, \quad (4.19)$$

где  $p$  — давление, а  $\Lambda$  — космологическая постоянная (новая постоянная, которую Эйнштейн ввел в свои полевые уравнения в 1917 году, чтобы дать право на существование статической модели Вселенной). Слагаемое, содержащее  $\Lambda$ , в уравнении (4.18) на больших расстояниях ведет себя как отталкивающая сила, которая способна уравновесить притягивающее действие гравитации. Позднее, когда Хаббл обнаружил, что Вселенная расширяется, Эйнштейн стал утверждать, что величину  $\Lambda$  следует принять равной нулю, поскольку это дополнительное слагаемое не имеет никакого физического обоснования, с чем на протяжении более полувека соглашалось большинство специалистов по теории относительности. Однако с недавних пор астрономы утверждают, что они располагают как косвенными, так и прямыми доказательствами того, что  $\Lambda$  имеет положительное значение, так что, даже несмотря на то что физического обоснования присутствия данного слагаемого в полевых уравнениях по-прежнему не существует, мы должны отнестись к данной возможности всерьез. Уравнения (4.18) и (4.19) называются

уравнениями Фридмана, в честь Александра Фридмана, который первым их вывел.

Дифференцируя уравнение (4.19) и подставляя полученное выражение в (4.18) вместо  $\ddot{R}$ , мы получаем

$$\frac{d(\rho R^3)}{dt} + (p/c^2) \frac{dR^3}{dt} = 0, \quad (4.20)$$

*уравнение жидкости.*

Если сейчас мы зададим  $p$  и  $\Lambda = 0$ , мы получим не только уравнение (4.10), что неудивительно, поскольку оно выражает закон сохранения массы, но и уравнения (4.12) и (4.13).

На первый взгляд кажется странным, что общая теория относительности дает точно такие же космологические модели (если принять давление и космологическую постоянную равными нулю), что и теория Ньютона. Но эти две теории дают разные результаты, например, в отношении движения планет. Причину такого странного совпадения предсказаний легко понять, если мы вспомним, что а) общая теория относительности создана таким образом, чтобы при очень слабом гравитационном поле, например в нашем космологическом окружении, она переходила в Ньютонову теорию гравитации, и б) космологический принцип требует, чтобы все близлежащие области были тождественны одна другой.

Рассмотрим теперь те типы модели Вселенной, которые разрешают уравнения Фридмана, причем случаи, когда  $\Lambda = 0$  и когда  $\Lambda > 0$ , изучим по отдельности. Мы можем доказать, что давление вещества в настоящую эпоху пренебрежимо мало, поэтому для настоящего времени мы принимаем  $p = 0$ . Влияние, которое оказывает  $p > 0$ , мы рассмотрим в главе 5.

## 4.6. Классификация космологических моделей, в которых $\Lambda = 0$

*Модель Милна,  $\rho = 0, k = -1$*

Эта модель описывает Вселенную, состоящую из частиц с пренебрежимо малой массой, поэтому ее тоже можно отнести к космологии в рамках специальной теории относительности. Решение уравнения (4.13) имеет вид

$$R(t) = \pm ct, \quad (4.21)$$

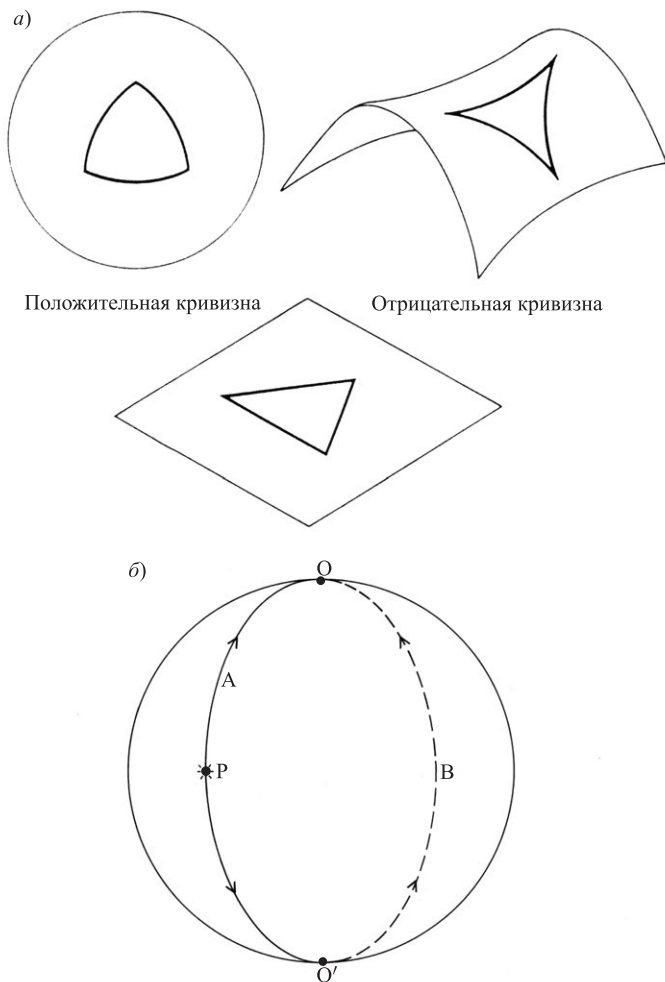


Рис. 4.6. а) Изображения пространств с положительной ( $k = 1$ ), нулевой ( $k = 0$ ) и отрицательной ( $k = -1$ ) кривизной. б) Пример двумерного пространства с положительной кривизной — поверхность сферы. Сигнал, ограничивающийся этой поверхностью и распространяющийся по кратчайшему пути, будет двигаться по геодезической, в данном случае по большому кругу, соединяющему источник  $P$  и наблюдателя  $O$ . У сигнала есть два варианта пути:  $PAO$  и  $PO'BO$

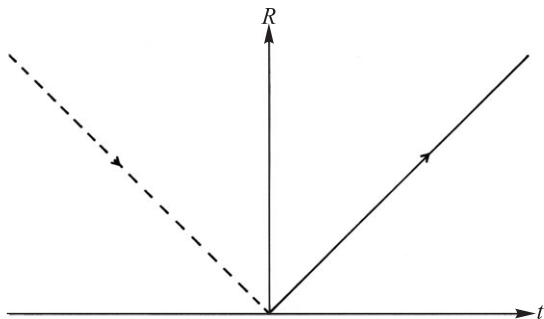


Рис. 4.7. Модель Милна (специальная теория относительности), когда  $R \propto t$ . Решение, связанное со сжатием Вселенной, показано пунктирной линией

где мы выбрали за начало отсчета времени  $t=0$  тот момент, когда  $R=0$ . Вселенная расширяется (или сжимается) равномерно и монотонно (рис. (4.7)).

*Модель Эйнштейна – де Ситтера,  $k = 0$*

Решение уравнения (4.13) имеет вид

$$R(t) = \pm R_0(t/t_0)^{2/3}, \quad (4.22)$$

и Вселенная вновь расширяется монотонно, но с постоянно уменьшающейся скоростью (см. рис. 4.8)

$\rho > 0, k = -1$

$\dot{R}^2 > 0$  для всех  $R$ , поэтому  $R$  продолжает изменяться монотонно (рис. 4.9). Когда  $t$  становится очень большим,  $\dot{R} \rightarrow \pm c$ , вследствие чего Вселенная все больше и больше напоминает модель Милна. По мере того как галактики разбегаются друг от друга все дальше и дальше, степень влияния их взаимного гравитационного притяжения на их движение постоянно уменьшается.

$k = +1$

$\dot{R}^2 = 0$  для критического значения  $R$ ,

$$R_c = \frac{8\pi G \rho_0 R_0^3}{3c^2}.$$

Поскольку  $\ddot{R} < 0$  для всех  $R$ , расширение останавливается (из-за взаимного гравитационного притяжения галактик) и переходит в сжатие. Мы получаем «пульсирующую» Вселенную (см. рис. 4.10).

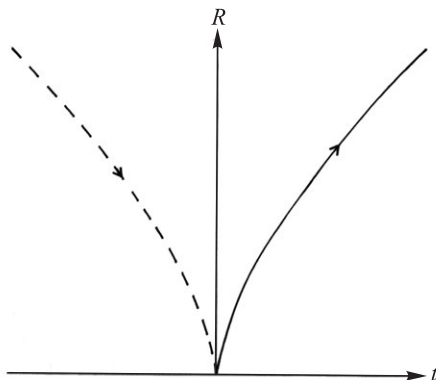


Рис. 4.8. Модель Эйнштейна–де Ситтера, когда  $R \propto t^{2/3}$ . Решение для случая сжатия Вселенной изображено в виде пунктирной линии

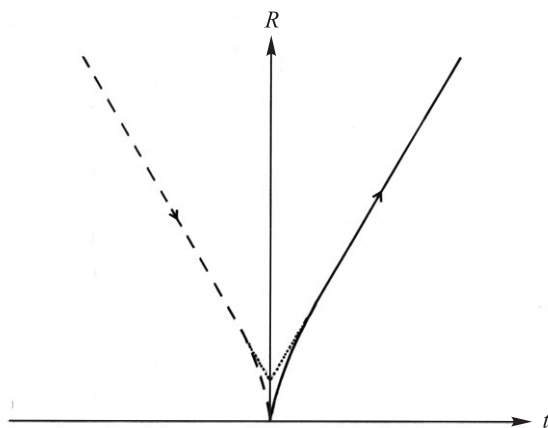


Рис. 4.9. Общий случай для  $k = -1$ . Для малых значений  $t$ :  $R \propto t^{2/3}$ ; для больших значений  $t$ :  $R \propto t$  (асимптота изображена в виде точечной линии). Вселенная расширяется (или сжимается — пунктирная линия) монотонно

Обратите внимание на то, что 1) каким бы ни было значение  $k$ , первое слагаемое в правой части уравнения (4.13) должно преобладать для малых значений  $R$ , в силу чего при  $\rho > 0$  Вселенная в ранние эпохи соответствует модели Эйнштейна–де Ситтера, 2) все эти модели описывают

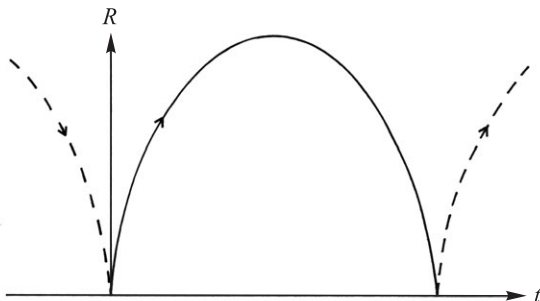


Рис. 4.10. Общий случай для  $k = +1$ . «Пульсирующая» Вселенная. Нам не известно, сможет ли Вселенная пройти более одного цикла

Вселенную, возникшую в результате Большого взрыва, в том смысле, что  $R \rightarrow 0$  в конечное время в прошлом (для расширяющихся моделей), причем Вселенная родилась из «сингулярности» (бесконечной плотности) в это самое время.

Все вышесказанное является прямым следствием уравнения (4.12), согласно которому кривая  $R(t)$  должна быть вогнутой, а потому должна пересечь ось  $R = 0$  в конечное время в прошлом. Обратите особое внимание на то, что Большой взрыв не является вспышкой в первичной пустоте. Поскольку мы принимаем однородность Вселенной, значит вся она участвует в расширении, так что «внешних областей», в которые она могла бы расширяться, просто не существует.

## 4.7. Классификация моделей, в которых $\Lambda \neq 0$

Когда Эйнштейн создал свою общую теорию относительности, он ввел в полевые уравнения дополнительное слагаемое — так называемый космологический член. Это позволило изменить закон тяготения на больших расстояниях, сделав его законом притяжения или отталкивания, прямо пропорционального расстоянию:  $\ddot{r} = \Lambda r/3$ , где  $\Lambda$  — постоянная. Подобного эффекта не наблюдается ни в Солнечной системе, ни в строении нашей Галактики, поэтому  $\Lambda$  должна иметь очень маленькое значение. Это дополнительное слагаемое должно проявлять себя исключительно в масштабе скоплений галактик и на еще больших расстояниях, поэтому  $\Lambda$  была названа космологической постоянной.



Слагаемое, содержащее  $\Lambda$ , согласуется со всеми основными принципами, которые привели Эйнштейна к написанию полевых уравнений (это постоянная интегрирования), но, стремясь сохранить теорию относительно максимально простой, ученые обычно принимают ее равной нулю. В 1968 году МакКри заговорил о том, что величину  $\Lambda$  следует интерпретировать как плотность энергии вакуума, которая в современных теориях физики частиц не всегда принимается равной нулю. В 1980 году Алан Гут предположил, что по завершении фазового перехода в ранней Вселенной последняя могла остаться в состоянии очень большой плотности энергии вакуума, впоследствии спровоцировавшей эпоху быстрого экспоненциального расширения, которую он назвал эпохой *инфляции* (см. главу 5). Однако эта эпоха должна была быть очень краткой, и по ее завершении  $\Lambda$  должна была упасть практически до нуля. Пока что ученые не нашли никакого физического обоснования второго этапа инфляции, в который, по убеждению многих астрономов и космологов, мы вступаем в настоящую эпоху. А сейчас мы исследуем те модели Вселенной, которые разрешает ненулевая  $\Lambda$ .

Из уравнений Фридмана (4.18) и (4.19) явствует, что слагаемое, содержащее  $\Lambda$ , не оказывает ни малейшего влияния вблизи  $R = 0$ , так что поведение вблизи «Большого взрыва» остается неизменным. Мы пишем

$$\dot{R}^2 = G(R) = \frac{8\pi G\rho_0 R_0^3}{3R} - kc^2 + \Lambda R^2/3 \quad (4.23)$$

и рассматриваем случаи, когда  $\Lambda < 0$  и когда  $\Lambda > 0$ , по отдельности.

$$\Lambda < 0$$

Чтобы  $\dot{R}$  оставалась вещественным числом, величина  $R$  должна быть конечной. Кроме того, существует такая  $R_c$ , что  $G(R_c) = 0$ , т. е.  $\dot{R} = 0$ , когда  $R = R_c$ . Тогда из уравнения (4.18) следует, что при  $R = R_c$   $\ddot{R} < 0$ , поэтому в данной точке Вселенная начинает сжиматься. Следовательно, при  $\Lambda < 0$  мы получаем пульсирующие модели при любом значении  $k$  (аналогично рис. 4.10).

$$\Lambda > 0$$

Если  $k \leq 0$ , то  $\ddot{R}^2 > 0$  для всех  $R$ , вследствие чего мы имеем монотонно расширяющуюся Вселенную, которая отличается от моделей с  $\Lambda = 0$  только лишь тем, что при больших значениях  $R$   $\ddot{R}^2 \sim \Lambda R^2/3$ , в силу чего

$$R \propto \exp[(\Lambda/3)^{1/2}t]. \quad (4.24)$$

При  $k = 0$ ,  $\rho_0 = 0$ ,  $\Lambda > 0$  только уравнение (4.24) справедливо при любых  $t$ . А уравнение (4.21) несправедливо, и к модели де Ситтера оно не относится.

При  $k = 1$  существует такое критическое значение  $\Lambda$ ,  $\Lambda_c$ , что как  $\ddot{R} = 0$ , так и  $\dot{R} = 0$  могут иметь место одновременно. Из уравнения (4.18) при  $\ddot{R} = 0$  получаем, что

$$\Lambda = 4\pi G\rho,$$

а из уравнения (4.19) при  $\dot{R} = 0$  получаем, что

$$\Lambda = kc^2/R^2.$$

Таким образом, мы можем говорить о возможном существовании статической модели Вселенной, когда  $R = R_c$ ,  $\Lambda = \Lambda_c$  для любого времени  $t$  при условии, что

$$\Lambda = \Lambda_c = 4\pi G\rho_c = kc^2/R_c^2, \quad (4.25)$$

а поскольку  $\rho_c > 0$ , величина  $k$  должна иметь положительное значение. Это статическая модель Эйнштейна — первое решение в рамках общей теории относительности, удовлетворяющее космологическому принципу.

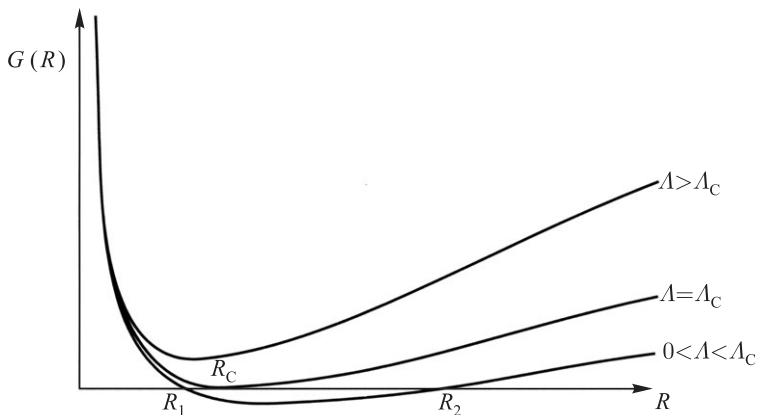


Рис. 4.11.  $G(R)$  для моделей, в которых  $\Lambda > 0$ ,  $k = +1$

Изучая функцию  $G(R)$  (уравнение (4.21)) как функцию  $R$ , мы можем определить, какие еще модели Вселенной существуют при  $\Lambda > 0$ ,  $k = +1$  (рис. 4.11). Ясно, что  $G(R) \rightarrow \infty$  как для  $R \rightarrow 0$ , так и для  $R \rightarrow \infty$ , причем

минимума эта функция достигает при  $R_c$ , когда  $G(R_c) > 0$  или  $G(R_c) < 0$  в зависимости от того,  $\Lambda > \Lambda_c$  или  $\Lambda < \Lambda_c$ .

$$\Lambda > \Lambda_c$$

$G(R) > 0$  для всех  $R$ , так что мы вновь имеем монотонно расширяющуюся Вселенную.

$$\Lambda = \Lambda_c$$

Помимо статической модели Вселенной, предложенной Эйнштейном, существуют еще две модели, которые асимптотически к ней приближаются и соответствуют двум ветвям графика функции  $G(R)$  (см. рис. 4.11). Одна постепенно расширяется из эйнштейновской модели при  $t = -\infty$ , после чего переходит в состояние экспоненциального расширения (уравнение (4.22)). Другая расширяется из обычного Большого взрыва, после чего асимптотически приближается к модели Эйнштейна при  $t \rightarrow \infty$ . Эти модели называются моделями Эддингтона–Леметра (рис. 4.12):  $EL1$  и  $EL2$ .

При  $\Lambda = \Lambda_c(1 + \epsilon)$ ,  $\epsilon \ll 1$ , мы имеем дело с моделями Леметра. На протяжении долгого времени значение  $R$  остается близким к  $R_c$ , так что космологическое отталкивание и гравитационное притяжение находятся практически в равновесии. Наконец, отталкивание берет верх, и расширение продолжается вновь (рис. 4.13).

$$\Lambda = \Lambda_c$$

Для  $R_1 < R < R_2$  решений не существует (рис. 4.11). Для  $R \leq R_1$  решением служит «пульсирующая» модель. В модели с  $R \geq R_2$  Вселенная «подпрыгивает» под действием космологического отталкивания (рис. 4.14).

## 4.8. Космологические параметры

Мы уже встречались (раздел 3.3) с *параметром Хаббла*

$$H(t) = \dot{R}(t)/R(t). \quad (4.26)$$

Определим теперь *параметр замедления*

$$q(t) = -R(t)\ddot{R}(t)/\dot{R}^2(t), \quad (4.27)$$

*параметр плотности*

$$\Omega(t) = 8\pi G\rho(t)/3H^2(t) \quad (4.28)$$

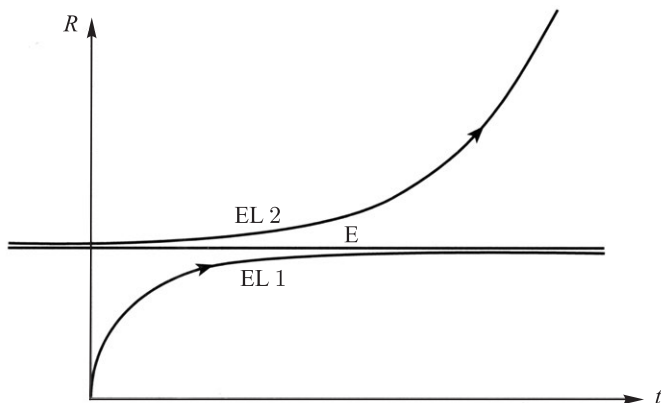


Рис. 4.12. Модели, в которых  $k = +1$ ,  $\Lambda = \Lambda_c$ .  $E$  = статическая модель Эйнштейна;  $EL1$ ,  $EL2$  = модели Эддингтона – Леметра

и безразмерный параметр лямбда

$$\lambda = \Lambda/3H^2 \quad (4.29)$$

(причем для параметра  $\lambda$  часто используют обозначение  $\Omega_\Lambda$ ).

Если  $\Lambda = 0$ , из уравнения (4.12) следует, что  $\Omega(t) = 2q(t)$  при любых значениях  $t$ , а из уравнения (4.13) следует, что

$$kc^2 = R^2 H^2 (\Omega - 1). \quad (4.30)$$

Таким образом, является ли постоянная кривизны  $k$  равной  $+1$ ,  $0$  или  $-1$  зависит от того, больше, равна или меньше единицы  $\Omega$ . Величина  $\Omega$  (а значит, и  $q$ ) не изменяется со временем только в моделях Милна ( $\Omega = q = 0$ ) и Эйнштейна – де Ситтера ( $\Omega = 2q = 1$ ).

Если  $\Lambda \neq 0$ , то из уравнений (4.18), (4.19) следует, что

$$\lambda = (\Omega/2 - q) \quad (4.31)$$

и

$$\Omega + \lambda - 1 = kc^2/R^2 H^2. \quad (4.32)$$

Можно показать, что условие  $\Lambda = \Lambda_c$ , определяющее модели Эддингтона – Леметра, эквивалентно уравнению

$$(3\Omega/2 - q - 1)^3 = 27(\Omega/2)^2(\Omega/2 - q). \quad (4.33)$$

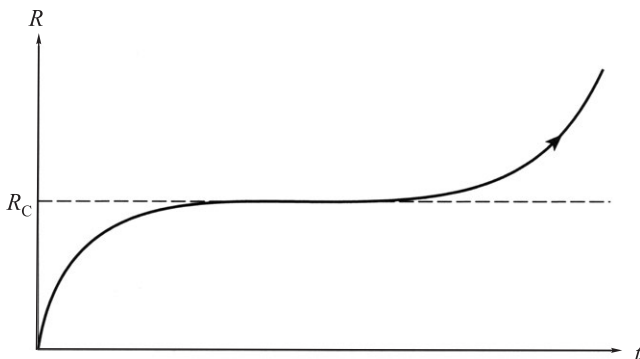


Рис. 4.13. Модели Леметра с длительным «псевдостационарным» периодом

Зоны, занимаемые различными моделями на диаграмме  $\Omega - q$ , показаны на рис. 4.15.

В настоящую эпоху  $t = t_0$  приняты следующие значения этих параметров:

$$H_0 = 72 \pm 8 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1} \text{ (из проекта Хаббла по определению } H_0 \text{),}$$

откуда

$$\tau_0 = H_0^{-1} = 1,36 \pm 0,15 \times 10^{10} \text{ лет,}$$

$$-0,02 \leq kc^2/R_0^2 H_0^2 \leq 0,02$$

(из флуктуаций реликтового излучения — см. главу 5),

$\lambda_0 = 0,7 \pm 0,2$  (из сверхновых типа Ia — см. главу 7),

$$\Omega_0 = 0,3 \pm 0,1$$

(из исследований крупномасштабной структуры Вселенной — см. главу 6).

Таким образом, мы, судя по всему, располагаем самосогласованным набором параметров, соответствующим пространственно плоской Вселенной ( $k = 0$ ) с положительной космологической постоянной.

В дальнейших рассуждениях мы будем использовать именно эту модель ( $\Omega_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 0,7$ ,  $H_0 = 72$ ), а также для сравнения (и упрощения некоторых выводов) модель Эйнштейна–де Ситтера ( $\Omega_0 = 1$ ,  $\lambda_0 = 0$ ) с  $H_0 = 50$ , согласно которой возраст Вселенной равен  $t_0 = 13,1$  Гигалет.

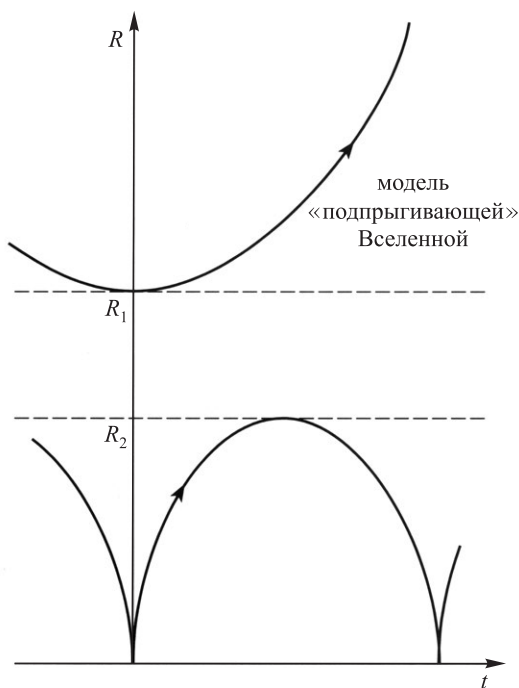


Рис. 4.14. Модели, в которых  $k = +1$ ,  $0 < \Lambda < \Lambda_c$

Значение плотности, соответствующее модели Эйнштейна–де Ситтера, равно

$$\rho_{ES} = 3H_0^2/8\pi G = 5 \times 10^{-27} (H_0/50^{-1-1})^{2-3}. \quad (4.34)$$

Эту величину часто называют *критической плотностью*, поскольку для Вселенной, в которой  $\Lambda = 0$ ,  $\rho_0 > \rho_{ES}$  означает пульсирующую Вселенную, тогда как  $\rho_0 < \rho_{ES}$  — монотонно расширяющуюся Вселенную.

## 4.9. Возраст Вселенной

Мы можем записать

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^{R_0} \frac{dR}{\dot{R}},$$

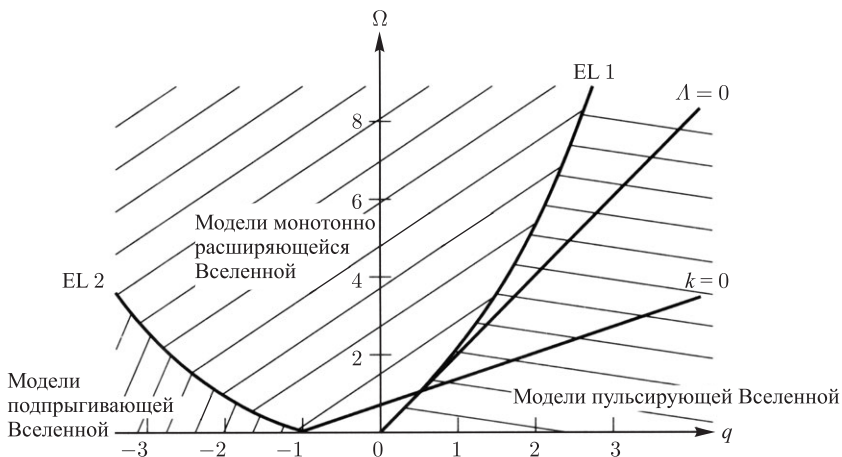


Рис. 4.15. Области на плоскости  $\Omega - q$ , занятые различными типами космологических моделей

а для  $\Lambda = 0$ , используя уравнения (4.13), (4.20)–(4.22) и (4.24), имеем

$$t_0 = \tau_0 \int_0^1 \frac{dx}{(2q_0/x + 1 - 2q_0)^{1/2}}, \quad (4.35)$$

где мы обозначили  $R/R_0$  за  $x$ . Если  $q_0 = 0$ , то  $t_0 = \tau_0$ ; если же  $q_0 = 1/2$ , то  $t_0 = 2\tau_0/3$ .

Подстановки

$$x = \frac{2q_0}{1 - 2q_0} \sinh^2 \theta \quad \text{и} \quad x = \frac{2q_0}{2q_0 - 1} \sin^2 \theta, \quad (4.36)$$

соответствующие  $0 < q_0 < 1/2$  и  $q_0 > 1/2$ , позволяют вычислить интеграл (4.35). Возраст Вселенной меньше времени Хаббла или равен ему во всех моделях, где  $\Lambda = 0$ : причина этого приведена на рис. 4.16.

Таким образом, если  $H_0 = 72 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ , то возраст Вселенной не превышает  $13,6 \times 10^9$  лет. Если мы также примем  $k = 0$ , как того требует инфляция и на что, судя по всему, указывают флуктуации реликтового излучения (см. главу 5), то возраст Вселенной, в которой  $\Lambda = 0$ , будет равен 9,1

Гигалет, что значительно меньше самых точных современных оценок, выполненных по звездам шаровых скоплений и с помощью методов, основанных на радиоактивном распаде химических элементов (см. раздел 3.7).

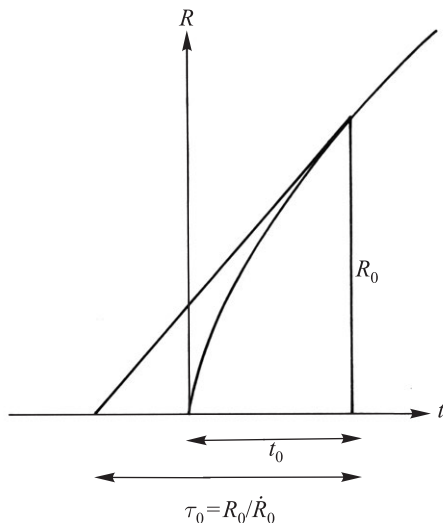


Рис. 4.16. Время Хаббла  $\tau_0$  превышает возраст Вселенной  $t_0$  при  $\Lambda = 0$ , поскольку  $\ddot{R} \leq 0$  для любых  $t$

Для моделей, в которых  $\Lambda$  не равна нулю, а излучение не учитывается, возраст Вселенной можно записать как

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^{R_0} \frac{dR}{\dot{R}},$$

$$= \tau_0 \int_0^1 [\Omega_0/x - 3\Omega_0/2 + q_0 + 1 + (\Omega_0/2 - q_0)x^2]^{-1/2},$$

где  $x = R/R_0$ .

Например, для  $k = 0$  и соответственно  $\lambda_0 + \Omega_0 = 1$ :

$$\begin{array}{cccccc} \Omega_0 = 1 - \lambda_0 = & 0,05 & 0,1 & 0,2 & 0,3 & 0,5 & 1, \\ t_0/\tau_0 = & 1,49 & 1,28 & 1,08 & 0,96 & 0,83 & 0,67. \end{array}$$



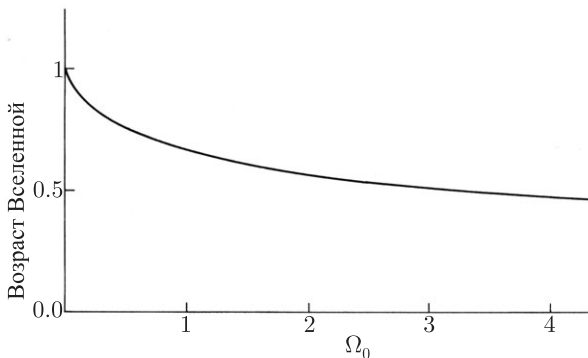


Рис. 4.17. Зависимость возраста Вселенной, как доли времени Хаббла, от современного параметра плотности  $\Omega_0$  для Вселенной, в которой  $\Lambda = 0$

Таким образом, мы получаем достаточно точное соответствие наилучшим современным оценкам возраста Вселенной (для  $H_0 = 72 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ ), если  $0,6 \leq \lambda_0 \leq 0,8$ .

## 4.10. Горизонт

Даже если мы живем в открытой Вселенной, которая содержит бесконечно большое количество галактик, на данный момент нас достиг свет лишь конечного их числа. Вследствие этого, мы можем говорить о некотором *горизонте* (границе), который отделяет те частицы во Вселенной, которые мы уже могли наблюдать, от тех ее частиц, о которых нам пока ничего не известно. С течением времени в поле нашего зрения оказываются новые галактики. Сначала мы видим их с очень большим красным смещением. Но поскольку расширение Вселенной замедляется ( $q > 0$  для  $z \gg 1$ ), со временем красное смещение любой конкретной галактики уменьшается.

Радиус горизонта в момент времени  $t$  имеет порядок  $ct$ , так что в ранние эпохи горизонт охватывал значительно меньший объем вещества. Таким образом, когда мы наблюдаем реликтовое излучение в двух противоположных направлениях, возникает что-то вроде парадокса, поскольку свойства реликтового излучения из двух областей оказываются тождественными вплоть до одной доли из  $10^5$ , несмотря на то что две эти области никогда еще не вступали в причинную связь. Этот парадокс часто называют *проблемой горизонта* (см. разделы 5.4 и 8.2).

## 4.11. Задачи

4.1. С помощью подстановок (4.26) в (4.25) показать, что возраст Вселенной, в которой  $\Lambda = 0$ , удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} t_0/\tau_0 &= \Omega_0 \frac{\left[ \cos^{-1} \left( \frac{(2 - \Omega_0)}{\Omega_0} \right) - \frac{2(\Omega_0 - 1)^{1/2}}{\Omega_0} \right]}{2(\Omega_0 - 1)^{3/2}}, \quad \text{если } k = 1 \\ &= \frac{2}{3}, \quad \text{если } k = 0, \\ &= \frac{\Omega_0 \left[ \frac{2(1 - \Omega_0)^{1/2}}{\Omega_0} - \ln \left( \frac{2 - \Omega_0 + 2(1 - \Omega_0)^{1/2}}{\Omega_0} \right) \right]}{2(1 - \Omega_0)^{3/2}}, \quad \text{если } k = -1. \end{aligned}$$

Найти возраст Вселенной, если  $H_0 = 66 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ , а  $\Omega_0 = 0, 1$ . Каким будет допустимый диапазон  $H_0$ , если  $t = 1, 3 \times 10^{10}$  лет, а  $0, 1 \leq \Omega_0 \leq 1$ ?

4.2. Показать, что в моделях Милна и Эйнштейна–де Ситтера  $q$  постоянна.

4.3. Показать, что уравнение Фридмана (уравнение (4.13)) имеет следующее решение:

$$R(t) = \frac{c\tau_0\Omega_0(1 - \cos 2\Psi)}{2(\Omega_0 - 1)^{3/2}},$$

$$t = \frac{\Omega_0\tau_0(2\Psi - \sin 2\Psi)}{2(\Omega_0 - 1)^{3/2}}, \quad \text{если } k = 1,$$

и

$$R(t) = \frac{c\tau_0\Omega_0(\cosh 2\Psi - 1)}{2(1 - \Omega_0)^{3/2}},$$

$$t = \frac{\Omega_0\tau_0(\sinh 2\Psi - 2\Psi)}{2(1 - \Omega_0)^{3/2}}, \quad \text{если } k = -1,$$

где  $\Psi$  пробегает все вещественные значения.

4.4. Пространственная часть метрики Робертсона–Уокера имеет вид

$$ds_3^2 = R^2(t) \left[ \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 + d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right].$$

- а) Каков допустимый диапазон координаты  $r$ , если  $k = 1$ ? С помощью преобразования  $r = \sin \chi$  найдите новую координату и перепишите метрику через нее. Объясните, почему это свидетельствует о том, что пространство имеет геометрию трехмерной сферы.
- б) Найдите аналогичное уравнение для  $k = -1$ . Докажите, что отношение длины окружности к радиусу круга, определенного постоянной  $\chi$ , меньше  $2\pi$  при  $k = 1$  и больше  $2\pi$  при  $k = -1$ .

4.5. Возраст Галактики можно оценить на основе радиоактивного распада урана. Уран образуется в ходе  $r$ -процесса в сверхновых, в силу чего исходные количества  $U^{235}$  и  $U^{238}$  должны составлять

$$\left. \frac{U^{235}}{U^{238}} \right| \simeq 1,65,$$

тогда как скорости их распада равны

$$\lambda(U^{235}) = 0,97 \times 10^{-9} \text{ лет}^{-1}$$

$$\lambda(U^{238}) = 0,15 \times 10^{-9} \text{ лет}^{-1}.$$

Наконец, современное относительное содержание составляет

$$\left. \frac{U^{235}}{U^{238}} \right| \simeq 0,0072.$$

Оцените возраст Галактики, используя закон радиоактивного распада

$$U(t) = U(0) \exp(-\lambda t).$$

Допуская, что само образование Галактики заняло как минимум еще  $10^9$  лет, найдите верхний предел значения параметра Хаббла  $H$ , если считать, что мы живем в плоской Вселенной, где преобладает вещество.

## ГЛАВА 5

# Начальные этапы Большого взрыва

### 5.1. Вселенная, содержащая вещество и излучение

До сих пор мы строили модели вселенных, содержащих исключительно вещество. И хотя в настоящее время излучение вносит в общую копилку Вселенной менее одного процента энергии на единицу объема, на ранних этапах развития Вселенной оно играет очень важную и даже доминантную роль.

Мы можем изучить эволюцию вселенной, которая содержит вещество и излучение, применяя первый закон термодинамики к элементу субстрата. Это дает тот же ответ, что и применение полных полевых уравнений общей теории относительности<sup>1</sup>.

Первый закон термодинамики гласит, что изменение энергии расширяющейся системы равно работе, выполняемой давлением

$$dE = -pdV, \quad (5.1)$$

где  $E, p, V$  — это энергия, давление и объем данного элемента.

Теперь воспользуемся уравнением Эйнштейна

$$E = Mc^2, \quad (5.2)$$

где  $M$  включает как массу вещества, так и массовый эквивалент лучистой энергии, т. е.

$$E = (\rho_m + \rho_r)Vc^2 = \rho Vc^2, \quad (5.3)$$

где  $\rho_m$  — плотность вещества,  $\rho_r$  — массовая плотность излучения ( $= U/c^2$ , где  $U$  — плотность энергии), а  $\rho$  — совокупная массовая плотность вещества

---

<sup>1</sup> Следствием уравнений общей теории относительности являются законы сохранения энергии и импульса, а первый закон (первое начало) термодинамики — это, в сущности, и есть закон сохранения энергии.

и излучения. Поскольку объем элемента субстрата пропорционален  $R^3(t)$ , из уравнения (5.1) мы имеем

$$\frac{d}{dt}(\rho R^3) + \frac{p}{c^2} \frac{d}{dt}(R^3) = 0. \quad (5.4)$$

Это фундаментальное уравнение, которое связывает плотность и давление во Вселенной, содержащей вещество и излучение. Величина  $\rho_m$  относится к общей плотности барионного и небарионного вещества. В разделе 4.5 мы видели, что это уравнение, уравнение жидкости, можно вывести непосредственно из общих релятивистских уравнений Фридмана.

### *Вселенная, содержащая только вещество*

Если давлением вещества можно пренебречь, то уравнение (5.4) сводится к

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R^3) = 0,$$

а значит, как и ранее (уравнение (4.10)),  $\rho_m \propto R^{-3}$ .

### *Вселенная, содержащая только излучение*

Можно показать, что связь между давлением и плотностью излучения имеет вид

$$p_r = \rho_r c^2 / 3. \quad (5.5)$$

Таким образом, из уравнения (5.4) мы имеем

$$\frac{d}{dt}(\rho_r R^3) + \frac{1}{3} \rho_r \frac{d}{dt}(R^3) = 0$$

или

$$3\rho_r R^2 \dot{R} + \dot{\rho}_r R^3 + \rho_r R^2 \dot{R} = 0,$$

поэтому

$$\frac{d}{dt}(\rho_r R^4) = 0. \quad (5.6)$$

После интегрирования имеем

$$\rho_r = \rho_{r,0} (R(t)/R_0)^{-4}. \quad (5.7)$$

Если данное выражение подставить в (4.12), принимая  $k = 0$ , мы получаем  $\dot{R}^2 \propto R^{-2}$ ,  $\dot{R} \propto R^{-1}$ , что после интегрирования дает

$$R(t) \propto t^{1/2}. \quad (5.8)$$

Последнее выражение характеризует движение вселенной, в которой на ранних этапах развития преобладает излучение, поскольку слагаемое, содержащее  $kc^2$ , в уравнении (4.13) становится пренебрежимо малым при достаточно малом значении  $R$ .

### *Вселенная, содержащая вещество и излучение*

Если пренебречь вкладом, который в общее давление вносит вещество, т. е. принять  $p = p_r$ , то уравнение (5.4) будет иметь вид

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R^3) + \frac{1}{R} \frac{d}{dt}(\rho_r R^4) = 0. \quad (5.9)$$

Если допустить строгое сохранение вещества, т. е. пренебречь любым превращением вещества в излучение, то каждое из двух слагаемых уравнения (5.9) по отдельности будет равно нулю:

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R^3) = 0, \quad \frac{d}{dt}(\rho_r R^4) = 0,$$

откуда

$$\rho_m = \rho_{m,0} (R/R_0)^{-3}, \quad \rho_r = \rho_{r,0} (R/R_0)^{-4}. \quad (5.10)$$

Однако каким бы маленьким ни было современное отношение плотности излучения к плотности вещества  $\rho_{r,0}/\rho_{m,0}$  (современное значение  $\sim 10^{-3}$ ), в прошлом была эпоха, выражаемая уравнением

$$R_{crit} = \frac{\rho_{r,0}}{\rho_{m,0}} R_0, \quad (5.11)$$

причем  $\rho_r > \rho_m$  для  $R < R_{crit}$  и  $\rho_r \gg \rho_m$  для  $R \ll R_{crit}$ . Таким образом, в ранние эпохи излучение являлось преобладающей формой энергии, в силу чего справедливым было уравнение (5.8).

Эпоху, характеризующуюся неравенством  $\rho_r > \rho_m$ , мы называем *эпохой господства излучения*, тогда как время, когда  $\rho_m > \rho_r$ , мы именуем *эпохой господства вещества*.

## 5.2. Фаза огненного шара

В текущую эпоху излучение свободно движется по Вселенной, и вероятность его рассеивания межзвездным газом или пылью очень мала. Этот материал встречается не только в галактиках, но и, возможно, более или менее однородно распределен по космическому пространству, «размазан» по нему настолько тонким слоем, что фотон, скорее всего, преодолеет несколько расстояний Хаббла (см. стр. 63), прежде чем будет рассеян или поглощен. Мы говорим, что в настоящее время Вселенная является прозрачной или *оптически тонкой*. Несложно увидеть, что так было далеко не всегда. Типичный размер галактики равен 10 кпс, тогда как среднее расстояние между галактиками имеет порядок одного Мпк. Если Вселенную «прокрутить назад», чтобы масштабный коэффициент  $Z$  стал равен 100, без изменения галактик, т. е.

$$Z = R(t_0)/R(t) = 100,$$

то все галактики расположатся вплотную друг к другу. Таким образом, весьма вероятно, что разделение на галактики произошло в эпохи при  $100 \geq Z > 1$ . Конечно, галактики не остались бы неизменными в процессе этой «обратной перемотки» развития Вселенной. Мы увидели бы, как пыль вновь оседает на звезды, из которых она была выброшена при взрывах, а звезды растворяются, превращаясь в облака газа, из которых они родились. Все атомы, породившие нашу сложную химию, превратились бы в водород с некоторой примесью гелия. Мы не располагаем прямыми свидетельствами того, насколько однородной была наша Вселенная в масштабе галактических масс в эпохи с  $Z > 100$ , однако полагаем естественной картину достаточно однородно распределенного водородно-гелиевого газа, содержащего отдельные области с более высокой плотностью, из которых впоследствии образуются галактики. Возможный процесс образования галактик мы обсудим в следующей главе.

Во время всего процесса «обратной перемотки» развития Вселенной плотность энергии, а следовательно, и температура излучения возрастают согласно уравнению (5.10). Рано или поздно излучение начнет нагревать газ до значительных температур. Крайне важен момент, когда вещество достигает температуры 3000 градусов по шкале Кельвина, т. к. именно при такой температуре начинается ионизация водорода. На этом этапе в игру вступает колоссальная рассеивающая способность свободных электронов, которая лишает Вселенную прозрачности для излучения. Этот момент мы называем эпохой *разделения* излучения и вещества. До этого времени они

находились в тепловом равновесии. Это означает, что излучение имеет тот же планковский спектр, что и абсолютно черное тело (раздел 1.4), поэтому совокупная плотность энергии излучения равна

$$\rho_r c^2 = \int_0^{\infty} u_r(\nu) c^2 d\nu,$$

где удельная плотность энергии  $u_r(\nu) = 4\pi I(\nu)/c$ , а  $I(\nu)$  — интенсивность (уравнение (1.2)). Таким образом,

$$\rho_r c^2 \propto \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{\exp(h\nu/kT_r) - 1} \propto T_r^4, \quad (5.12)$$

где  $T_r$  — температура излучения. Тогда из уравнения (5.10) следует, что

$$T_r \propto 1/R(t). \quad (5.13)$$

Когда  $R \rightarrow 0$ ,  $T_r \rightarrow \infty$ , что объясняет использование термина *фаза огненного шара* для описания оптически плотной фазы вселенной, родившейся в Большом взрыве. Поскольку эпохе разделения вещества и излучения предшествует тепловое равновесие, значит вещество и излучение имеют равные температуры:

$$T_m = T_r. \quad (5.14)$$

Что же происходит по завершении эпохи разделения излучения и вещества? Безусловно, уравнение (5.14) уже не будет иметь места, и вещество быстро остынет. Однако оказывается, что расширение Вселенной способствует сохранению спектра излучения аналогичным спектру абсолютно черного тела, тогда как температура излучения продолжает падать согласно уравнению (5.13) (см. задачу 5.1). Вышесказанное наиболее естественным образом объясняет реликтовое излучение, описанное в разделе 1.8. Более детальное резюме наблюдений приведено на рис. 5.1. На сегодняшний день открытие реликтового излучения является самым веским доказательством рождения Вселенной в горячем Большом взрыве. Спутник COBE, запущенный в 1989 году, предоставил прекрасное подтверждение того, что реликтовое излучение имеет спектр абсолютно черного тела (рис. 5.1б)).

Спектр реликтового излучения с высокой точностью совпадает со спектром излучения абсолютно черного тела Планка с температурой

$$T = 2,728 \pm 0,004 \text{ К}. \quad (5.15)$$



Из уравнения (1.8) ясно, что соответствующая плотность энергии равна

$$u_r = \rho_r c^2 = aT^4. \quad (5.16)$$

Подставляя (5.15) в (5.16), мы получаем современную плотность энергии излучения во Вселенной:

$$u_r(t_0) = 4,19 \times 10^{-14} \text{ Дж м}^{-3}. \quad (5.17)$$

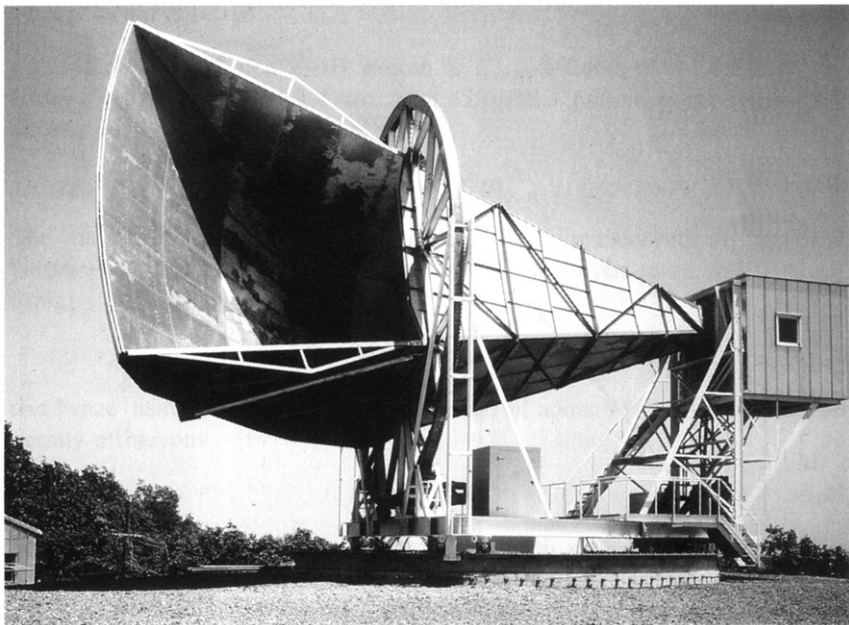


Рис. 5.1. а) Антенна в лабораториях Белла, с помощью которой Пензиас и Вильсон открыли реликтовое излучение

Величину  $\rho_r = u_r/c^2$  можно выразить в виде безразмерной плотности

$$\Omega_r = 8\pi G\rho_r/3H_0^2 = 2,5 \times 10^{-5} h^{-2}, \quad (5.18)$$

где  $h = H_0/(100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпс}^{-1})$ .



Рис. 5.1. б) Спектр реликтового излучения, измеренного спутником COBE, в сравнении со спектром абсолютно черного тела с температурой  $T = 2,735$  градусов по шкале Кельвина. Впоследствии ученые, работавшие с COBE, уточнили эту температуру, приняв ее равной  $2,728 \pm 0,004$  градусов по шкале Кельвина

Это равно примерно 0,001 массовой плотности в барионах, но, поскольку  $\rho_r \propto R^{-4}$ , а  $\rho_B \propto R^{-3}$ , в ранней Вселенной ( $R/R_0 \ll 0,001$ ) преобладала плотность излучения.

Далее, из уравнения (5.13) эпоху разделения излучения и вещества можно определить как

$$Z = R(t_0)/R(t) = 3000/2,7 \sim 1100.$$

Плотность вещества в это время составляла  $\rho_m \sim (10^3)^3 \rho_{m,0} \sim 10^{-18} \text{ кг м}^{-3}$  (принимая  $\rho_{m,0} \sim 10^{-27} \text{ кг м}^{-3}$ ) — примерно в тысячу раз больше средней плотности вещества в нашей Галактике.

### *Отношение числа фотонов к числу барионов*

Типичная энергия фотона реликтового излучения  $E_{\text{сред}} \cong 2,8 k_B T \cong 1,055 \times 10^{-22} \text{ Дж}$  (из уравнения (5.15) и раздела 1.4), поэтому, соглас-

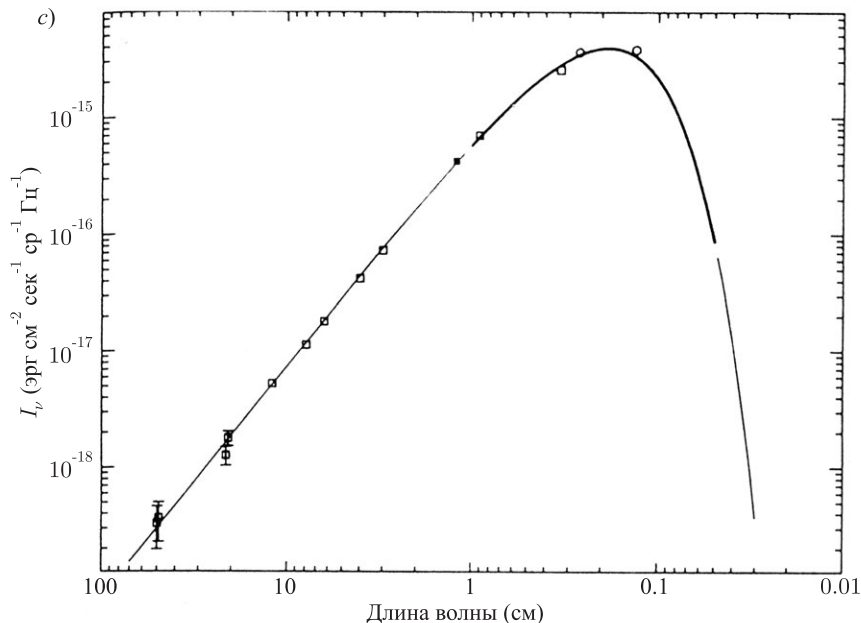


Рис. 5.1. в) (Продолжение.) Спектр реликтового излучения (Wilkinson, 1992). Масштаб выбран таким образом, чтобы подчеркнуть измерения в области Рэлея–Джинса с большими длинами волн. Измерения, выполненные спутником COBE, на рис. 5.2 показаны в виде сплошной кривой вблизи пика спектра; наиболее точные измерения с помощью радиометра Дикке изображены в виде квадратов, а температуры возбуждения двух первых возбужденных уровней межзвездного молекулярного циана — в виде кружков. Тонкой линией показан спектр излучения абсолютно черного тела Планка. В тех местах, где флаги ошибки не показаны, их размеры либо сравнимы с размерами линии или символа, либо не превышают таковых. Измерения на длинных и коротких волнах ограничены световым излучением галактики, интенсивность которого больше интенсивности внегалактического излучения на волнах, длина которых превышает 30 см или не достигает 400 мкм

но (5.16), современная численная плотность фотонов равна

$$n_\gamma \cong 4 \times 10^8 \text{ м}^{-3}. \quad (5.19)$$

Массовая плотность барионов определяется исходя из нуклеосинтеза (раздел 5.3) как  $\Omega_r \cong 0,02h^{-2}$ . Ее мы тоже можем преобразовать в плотность энергии с помощью

$$u_B = \rho_B c^2 = \Omega_B \cdot 3H_0^2 c^2 / 8\pi G = 3,4 \times 10^{11} \text{ Дж м}^{-3}, \quad (5.20)$$

и далее, зная, что масса покоя протона/нейтрона составляет около 939 МэВ, преобразуем плотность энергии в численную плотность барионов

$$n_B \cong 0,22 \text{ м}^{-3}. \quad (5.21)$$

Таким образом, несмотря на то что в настоящую эпоху масса-энергия барионов в тысячу раз превышает массу-энергию фотонов, на один барион приходится  $2 \times 10^9$  фотонов. Поскольку  $n_\gamma \cong U_{rad}/T \cong R^{-3}$ , да и  $n_B$  тоже  $\cong R^{-3}$ , в процессе расширения Вселенной отношение числа фотонов к числу барионов сохраняется (и часто называется *энтропией на барион*).

### *Эпоха рекомбинации/разделения*

Для ионизации одного атома водорода, находящегося на нулевом уровне, нужно 13,6 эВ энергии. В ранней Вселенной, когда температуры были очень высокими, фотоны обладали достаточной энергией, чтобы поддерживать водород (и гелий) в ионизированном состоянии. Чтобы определить, в какую эпоху закончилось это состояние ионизации, мы просто используем тот факт, что для фотона, испущенного абсолютно черным телом,  $E_{\text{сред}} \cong 2,8k_B T$ , так что температура, при которой излучение получило бы способность к ионизации водорода, равна

$$T \cong 13,6 \text{ эВ} / 2,8k_B \cong 50\,000 \text{ К}.$$

Однако здесь не учитывается большое число фотонов, приходящихся на один барион, в силу чего фотоны с большой энергией в дальней области планковского распределения вполне способны ионизировать водород при значительно более низких температурах.

Более детальный расчет дает  $T_{\text{разд}} \cong 3000 \text{ К}$ , т. е. разделение излучения и вещества произошло, как мы уже видели, при  $R(t_0)/R(t) = 3000/2,7 \sim 1100$ .

Такое разделение происходит внезапно. До этой эпохи фотоны перемещались исключительно на небольшие расстояния, после чего оказывались

рассеянными свободными электронами. По завершении разделения фотоны свободно передвигаются по Вселенной. Следовательно, реликтовое излучение возникает на сферической поверхности при красном смещении  $\sim 1000$  (поскольку  $1+z = R(t_0)/R(t)$ , см. раздел 7.4) на расстоянии  $300h^{-1}$  Мпк — поверхности последнего рассеяния. В момент последнего рассеяния фотоны были видимы, т. к. имели длину волны, равную  $\sim 0,5$  микрон.

### *Эпоха равенства вещества и излучения*

Теперь мы можем проследить тепловую историю Вселенной. Обозначим за  $\Omega_0$  плотность вещества (барионного + небарионного) в современной Вселенной. Плотность релятивистских частиц складывается из плотности фотонов,  $\Omega_r$  (уравнение (5.18)), и плотности трех видов нейтрино:

$$\Omega_\nu = 3 \times \left(\frac{7}{8}\right) \times \left(\frac{4}{11}\right)^{4/3} \quad \Omega_r = 0,68 \Omega_r = 1,7 \times 10^{-5} h^{-2}$$

(коэффициент  $\frac{7}{8}$  — это статистический вес нейтрино, а коэффициент  $\left(\frac{4}{11}\right)^{4/3}$  необходим, чтобы учесть более низкую температуру нейтрино по сравнению с фотонами (см. стр. 122)), поэтому совокупная плотность релятивистских частиц равна

$$\Omega_{\text{рел}} = 4,2 \times 10^{-5} h^{-2}. \quad (5.22)$$

В ранние эпохи плотности релятивистского и нерелятивистского вещества меняются в зависимости от эпохи согласно соотношениям  $(R_0/R)^4$  и  $(R_0/R)^3$  соответственно, поэтому

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{рел}}/\Omega_{\text{нерел}} &= 4,2 \times 10^{-5} \Omega_0^{-1} h^{-2} (R_0/R) = \\ &= 1, \quad \text{когда} \quad R/R_0 = 1/24000 \Omega_0 h^2 = R_{\text{равн}}/R_0, \end{aligned} \quad (5.23)$$

эпоха равенства вещества и излучения.

**По завершении** этой эпохи во Вселенной начинает преобладать вещество. Если  $k = 0$  и  $\Omega = 1$ , то  $R(t) \propto t^{2/3}$ , откуда  $T \propto R^{-1} \propto t^{-2/3}$ . Допуская, что  $t_0 \cong 1,3 \times 10^{10}$  лет, имеем

$$T/2,728K = (4,1 \times 10^{17} \text{ сек}/t)^{2/3}. \quad (5.24)$$

Это справедливо для

$$T < T_{\text{равн}} = 2,728(R_0/R_{\text{равн}}) = 65000\Omega_0 h^2 \text{ К.} \quad (5.25)$$

Тогда время равенства вещества и излучения определяется уравнением

$$t_{\text{равн}} \cong 1,1 \times 10^{11} (\Omega_0 h^2)^{-\frac{3}{2}} \text{ сек} = 3500 (\Omega_0 h^2)^{-\frac{3}{2}} \text{ лет.} \quad (5.26)$$

Поскольку ясно, что  $T_{\text{равн}} \gg T_{\text{разд}} (= 3000 \text{ К})$ , с помощью (5.24) можно найти  $t_{\text{разд}}$ :

$$t_{\text{разд}} \cong 1,1 \times 10^{13} \text{ сек} = 350\,000 \text{ лет.} \quad (5.27)$$

**До наступления** эпохи равенства вещества и излучения во Вселенной преобладало излучение и  $T \propto R^{-1} \propto t^{-1/2}$ ,

$$\begin{aligned} \text{поэтому } (T/T_{\text{равн}}) &= (t_{\text{равн}}/t)^{1/2} \\ \text{или } (t(\text{сек}))^{1/2} &= 1,3 \times 10^{10} K/T = 1,1 \text{ МэВ}/k_B T \end{aligned} \quad (5.28)$$

[вычислено для  $\Omega_0=1$ ,  $h=0,50$ , но для  $\Omega_0=0,3$ ,  $\lambda_0=0,7$ ,  $h=0,72$  получается практически тот же результат].

### 5.3. Образование гелия

При температуре между  $10^{10}$  и  $10^9$  градусами Кельвина некоторая часть водорода в результате реакций термоядерного синтеза превратилась в гелий, причем точный размер этой части зависит от плотности вещества в эту фазу. Для  $\rho_{m,0} \sim 10^{-27} \text{ кг м}^{-3}$ :

$$\rho_m(T = 10^{10} \text{ К}) \sim 10^{+1,8} \text{ кг м}^{-3},$$

в силу чего мы находим, что доля вещества, превратившаяся в гелий, составляла почти двадцать четыре процента по массе, что как раз и необходимо для объяснения состава нашей Галактики (рис. 5.4 и таблица 5.3). Это второе серьезное достижение космологии Большого взрыва.

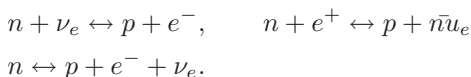
Итак, мы «прокрутили» фазу огненного шара назад до одной секунды после Большого взрыва. Экстраполируя все, что нам известно об элементарных частицах, мы можем подойти к моменту Большого взрыва еще ближе, но нельзя забывать, что даже самая оптимистичная трактовка 0,001-процентной изотропности излучения абсолютно черного тела подтверждает наши простые изотропные модели лишь до момента  $Z \sim 10^8$ , так что мы ступаем по тонкому льду.

А теперь рассмотрим эволюцию Вселенной в фазу огненного шара более подробно. Для любой элементарной частицы массы  $m$  существует эпоха, в которую температура такова, что  $kT \sim mc^2$ . До этой эпохи столкновение двух фотонов способно породить пару частиц — частицу и ее античастицу. Тепловое равновесие, в котором пребывают вещество и излучение, гарантирует, что при  $kT > mc^2$  существует примерно столько же частиц этого типа, сколько существует фотонов. Когда же температура опускается ниже  $mc^2/k$ , пары частиц уже более не могут рождаться, поэтому частицы и их античастицы быстро аннигилируют при условии, что их количество достаточно для свободного столкновения.

Элементарные частицы можно разделить на легкие частицы, не принимающие участия в сильных ядерных взаимодействиях, или *лептоны* (нейтрино, электроны, мюоны,  $\tau$ -лептоны и их античастицы)<sup>2</sup>, и *адроны*, которые участвуют в сильных ядерных взаимодействиях. Далее адроны можно подразделить на *барионы* (протоны, нейтроны и неустойчивые гипероны) и *мезоны*. Критические температуры для адронов превышают  $10^{12}$  градусов по шкале Кельвина, и эта фаза развития Вселенной называется эрой адронов. То, какой была эра адронов, зависит от того, какая теория сильных ядерных взаимодействий является верной. В то время огромное количество частиц, включая фотоны, лептоны и, может быть, мезоны и нуклоны (т.е. нейтроны и протоны), а также их античастицы, сосуществовало в тепловом равновесии друг с другом. Согласно кварковой теории сильных взаимодействий, затем адроны разделились на свободные кварки.

Дальнейшую историю фазы огненного шара можно разделить на четыре этапа:

- а)  $T \sim 10^{12}$  К ( $t \sim 10^{-4}$  с) — аннигиляция мюонов; отделение мюонных нейтрино и антинейтрино от всего остального.
- б)  $T < 10^{11}$  К ( $t > 0,01$  с) — разница масс нейтронов и протонов (1,3 МэВ, что соответствует  $T = 1,5 \times 10^{10}$  К) начинает сдвигать небольшое нуклонное «загрязнение» в направлении большего числа протонов и меньшего нейтронов через равновесие процессов слабого ядерного взаимодействия:



<sup>2</sup>Мюоны и  $\tau$ -лептоны в русскоязычной литературе нередко называют  $\mu$ -мезонами и  $\tau$ -мезонами, хотя они относятся не к мезонам, а к лептонам.

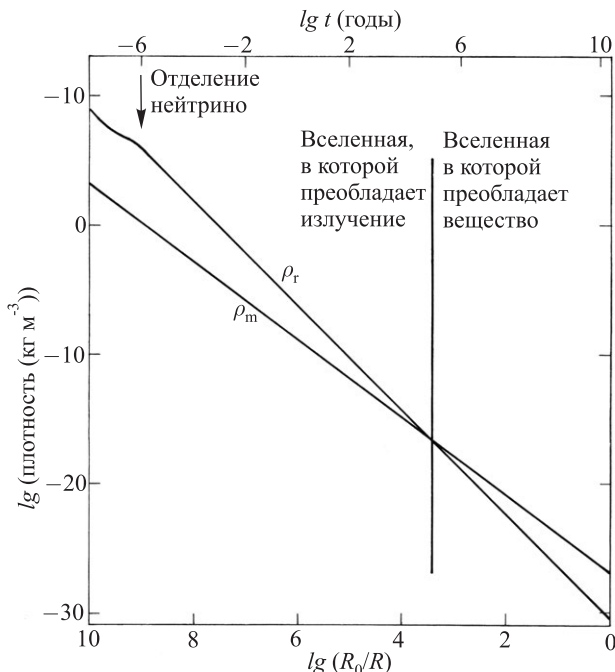


Рис. 5.2. Изменение плотности вещества и излучения в разные эпохи

Отношение нейтрон-протонного равновесия определяется температурой

$$N_n/N_p = \left( \frac{m_n}{m_p} \right) \exp \left[ \frac{-(m_n - m_p)c^2}{k_B T} \right] \simeq \exp(-1,5 \times 10^{10}/T). \quad (5.29)$$

При  $T \sim 10^{10}$  К ( $t \sim 1$  с) электронные нейтрино и антинейтрино начинают отделяться от всего остального.

- в)  $T \sim 5 \times 10^9$  К ( $t \sim 4$  с) — электроны и позитроны переживают взаимную аннигиляцию, что, наряду с охлаждением нейтрино, вызванным расширением Вселенной, приводит к тому, что нейтрон-протонное отношение «замораживается» на значении  $N_n/N_p \simeq 0,2$ . Сохраняется лишь процесс распада нейтрона ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ,  $\beta$ -распад), так что



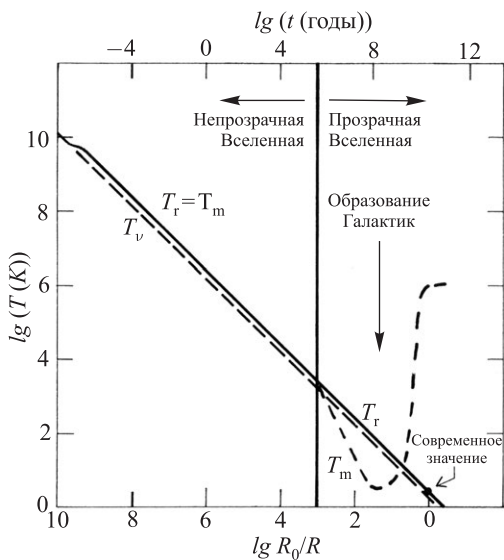


Рис. 5.3. Изменение температуры вещества и излучения в разные эпохи

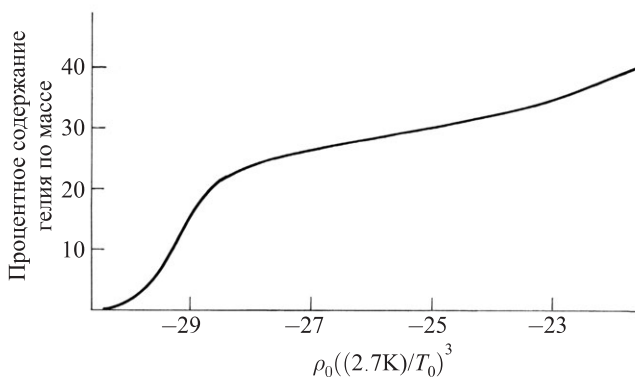


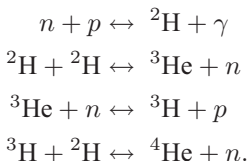
Рис. 5.4. Процентное содержание гелия, образовавшегося в фазу огненного шара, как функция современной плотности Вселенной

результатирующая доля нейтронов в общем количестве нуклонов равна

$$X_n = N_n / (N_n + N_p) \approx 0,17 \exp(-t/1013 \text{ секунд}). \quad (5.30)$$

В результате аннигиляции электронов и позитронов температура фотонов поднимается в  $(\frac{11}{4})^{\frac{1}{3}} \simeq 1,4$  раза по сравнению с температурой нейтрино (см. 121 и задачу 5.7).

г)  $T \sim 10^9 \text{ К}$  ( $t \sim 10^2 \text{ с}$ ) — начинается нуклеосинтез, в результате которого образуются  $^4\text{He}$ , незначительные количества  $^2\text{H}$  (дейтерий),  $^3\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$  и другие химические элементы (см. рис. 5.5). Их численные плотности слишком малы, чтобы обеспечить образование ядер непосредственно в ходе процессов столкновения многих тел типа  $2n + 2p \rightarrow ^4\text{He}$ . Сложные ядра должны образоваться в ходе нескольких двухчастичных ядерных реакций, например,



Важным этапом является формирование дейтерия, который из-за своей низкой энергии связи (2,2 МэВ) разрушается сразу после образования, пока температура не снизится до  $\sim 10^9$ .

Отсутствие устойчивых нуклидов с атомными номерами  $A = 5$  и  $8$  означает, что образуется очень мало химических элементов тяжелее гелия. Почти все нейтроны в конечном итоге превращаются в ядра  $^4\text{He}$ , которые пока что имеют самую большую энергию связи из всех ядер с  $A < 5$ . Нуклеосинтез останавливает процесс распада свободных нейтронов и закрепляет за нейтрон-протонным отношением значение, которое оно имело до начала нуклеосинтеза. По завершении нуклеосинтеза в космосе, по сути, не остается ничего, кроме свободных протонов и ядер гелия, поэтому массовая доля гелия попросту в два раза превышает долю нейтронов среди всех нуклонов перед началом нуклеосинтеза —  $2X_n$ . Эта величина мало зависит от плотности вещества во Вселенной, а значит, и от времени распада нейтронов согласно уравнению (5.30). Дейтерий же, напротив, крайне чувствителен к  $\rho_m$ , потому что его окончательное содержание зависит от процессов, его разрушающих, а поперечное сечение этих реакций

Таблица 5.1. Относительное содержание в космосе самых распространенных химических элементов

а) Гелий	
Место нахождения; метод оценки	Процентное содержание гелия по массе
Исходное значение в Солнце; на основе расчетов, связанных с эволюцией звезд	22 – 27
Солнечные космические лучи	20 – 26
Шаровидное скопление и другие старые звезды (за исключением некоторых аномальных звезд, не содержащих видимый гелий)	20 – 30
Планетарные туманности	40
Области $H_{II}$	27
Голубые компактные галактики	24
Самое высокое изначальное значение	24
б) Самые распространенные химические элементы (массовое содержание относительно водорода)	
Водород	1
Гелий	0,32
Углерод	$4,0 \times 10^{-3}$
Азот	$1,3 \times 10^{-3}$
Кислород	$1,05 \times 10^{-2}$
Неон	$1,7 \times 10^{-3}$
Магний	$6,4 \times 10^{-4}$
Кремний	$9,4 \times 10^{-4}$
Сера	$5,1 \times 10^{-4}$
Аргон	$2,5 \times 10^{-4}$
Железо	$2,25 \times 10^{-3}$
Никель	$1,2 \times 10^{-4}$
в) Дейтерий	
	(D/H)
Солнце	$3 \pm 1 \times 10^{-5}$
Межзвездный газ	$1,8 \pm 0,4 \times 10^{-5}$
Густые молекулярные облака	$2 - 5 \times 10^{-3}$ (из-за химического фракционирования)
Квазары с большим красным смещением	$1,6 - 4 \times 10^{-5}$

пропорционально  $\rho_m^2$ . Наблюдаемые изначальные содержания гелия, дейтерия и лития согласуются друг с другом (см. рис. 125), если барионную плотность современной Вселенной задать как

$$\Omega_{b,0} = 0,0125 \pm 0,0025 h^{-2},$$

где  $h = (H_0/100)$ , как и ранее.

Совсем свежие оценки количества дейтерия, полученные Титлером и его сотрудниками на основе линий поглощения в спектре излучения квазаров с большим красным смещением по нашей линии зрения, говорят о том, что вышеприведенное значение плотности следует изменить на

$$\Omega_{b,0} = 0,02 \pm 0,002 h^{-2}, \quad (5.31)$$

значение, в пользу которого свидетельствует также анализ флуктуаций реликтового излучения (см. раздел 5.5). Однако при таком значении плотности Вселенной нарушается согласование с содержанием в ней гелия, так что данная проблема еще ожидает своего решения.

Наконец, когда окружающая температура падает до 3000 градусов по шкале Кельвина ( $t \sim 3 \times 10^5$  лет), температура вещества становится недостаточной, чтобы поддерживать водород в ионизированном состоянии. Тогда протоны объединяются с электронами, образуя нейтральные атомы водорода. Вследствие этого, вещество становится прозрачным для излучения, и тогда происходит разделение излучения и вещества. Процесс «рекомбинации» происходит настолько быстро, что значительных искажений в спектре абсолютно черного тела в эту фазу не происходит, и, как уже обсуждалось в разделе 5.2, последующее расширение Вселенной сохраняет спектр излучения аналогичным спектру абсолютно черного тела, хотя температура изменяется согласно уравнению (5.13).

## 5.4. Очень ранняя Вселенная

В предыдущем разделе мы говорили об эволюции Вселенной со времени  $10^{-4}$  секунд после Большого взрыва, когда температура составляла  $10^{12}$  градусов по шкале Кельвина. Физика вещества при таких условиях хорошо изучена в процессе экспериментов, проводимых в наземных ускорителях частиц. Что касается времени до этой эпохи, нам приходится применять экстраполяцию, уходя в область гораздо менее изученной физики.

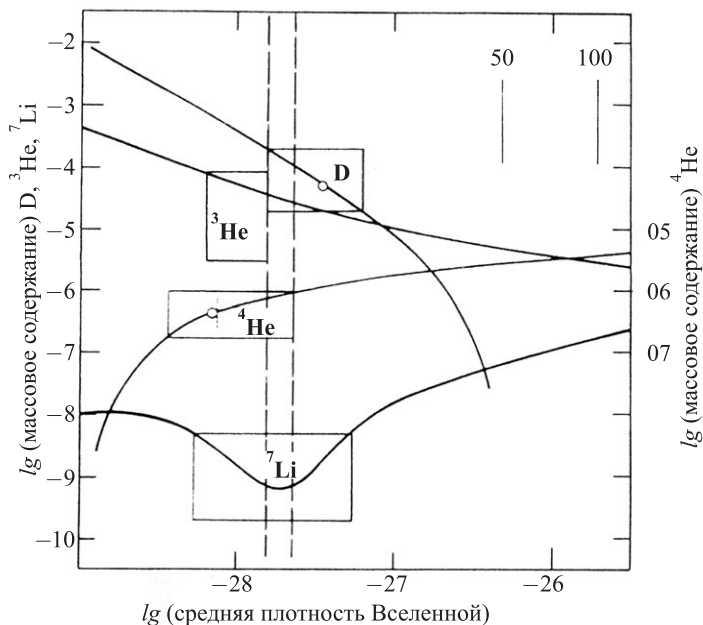


Рис. 5.5. Массовая доля химических элементов  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}$  (дейтерий) и  ${}^7\text{Li}$ , образовавшихся в фазу огненного шара, как функция современной плотности Вселенной по сравнению с наблюдаемыми в настоящее время значениями (в прямоугольниках). Создается впечатление, что необходима плотность, близкая к  $2 \times 10^{-28} \text{ кг м}^{-3}$  ( $\Omega_{b,0} h^2 \simeq 0,01$ ). Соответствующие значения критической плотности двух значений постоянной Хаббла обозначены вертикальными линиями. Последние оценки содержания дейтерия в облаках перед квазарами с большим красным смещением свидетельствуют в пользу более высокой барионной плотности,  $\Omega_{b,0} h^2 \simeq 0,02$ , в поддержку которой также выступает анализ флуктуаций реликтового излучения

Согласно современному взгляду на природу адронов, все они состоят из триплетов кварков, которые встречаются в шести разных видах или «ароматах»:  $u$ - и  $d$ -кварки,  $t$ - и  $b$ -кварки, а также странный ( $s$ ) и очарованный ( $c$ ) кварки. Протон состоит из двух  $u$ - и одного  $d$ -кварка, а нейтрон — из одного  $u$ - и двух  $d$ -кварков. Силу притяжения, которая удерживает кварки от разлетаия, переносят частицы, известные как «глюоны», а подробная теория, которая ее описывает, называется квантовой хромодинамикой (КХД).

Это название обусловлено тем, что еще одно из свойств кварков получило название «цвета» (кварк может существовать в одном из трех возможных цветовых состояний).

В момент  $t \sim 10^{-6}$  с ( $T \sim 10^{13}$  К) кварки и их античастицы аннигилируют друг с другом, а все, что остается, объединяется друг с другом, образуя равные количества нейтронов и протонов. До этой эпохи существовал только так называемый «суп» из кварков, лептонов и их античастиц.

Если вернуться в еще более далекое прошлое, в момент  $t \sim 10^{-12}$  с ( $T \sim 10^{15}$  К), то, как полагают ученые, до наступления этой эпохи электромагнитная сила и слабое ядерное взаимодействие (которое отвечает за  $\beta$ -распад) существовали как единая сила — *электрослабое* взаимодействие. В эту же эпоху происходит фазовый переход, в котором электрослабое взаимодействие разделяется на две силы, известные нам сегодня. Теория объединения двух сил в электрослабое взаимодействие, разработанная Вайнбергом и Саламом, подтвердилась в ходе экспериментов, проводимых на ускорителях частиц в ЦЕРНе, путем обнаружения  $W$ - и  $Z$ -частиц, которые, согласно теоретическим представлениям, должны переносить эту силу.

Хоть и на более зыбкой основе, но мы можем продолжить экстраполяцию назад во времени еще на  $10^{23}$  секунд, до  $t \sim 10^{-35}$  с. Ученые предполагают, что до этого времени сильное ядерное взаимодействие (благодаря которому протоны и нейтроны удерживаются в ядрах атомов) и электрослабое взаимодействие существовали в виде великой единой силы. Теории Великого объединения (GUT) предсказывают, что протон распадется, просуществовав примерно  $10^{31}$  лет, однако до сих пор ни один из экспериментов, действующих установки с высокой чувствительностью, не подтвердил этого предсказания.

В 1981 году Алан Гут предположил, что фазовый переход, связанный с разделением великой единой силы, мог оставить Вселенную (или по крайней мере ту ее часть, в которой живем мы) в состоянии «ложного вакуума», когда вакуум обладает колоссальной плотностью энергии, с ним связанной. Эта плотность энергии вакуума ведет себя как космическая отталкивающая сила (см. раздел 8.2), под действием которой Вселенная вступает в фазу экспоненциального расширения, раздувающего ее в невообразимые  $10^{28}$  раз, или еще больше, за очень короткое время. Период инфляции завершается, когда плотность энергии вакуума превращается в вещество и излучение, после чего расширение Вселенной продолжается, как описывалось ранее. Существование *инфляции* обеспечивает решение проблемы «горизонта» (раздел 4.9), поскольку те области Вселенной, которые мы через реликтовое излучение видим в небе в противоположных направлениях, хотя сегодня и не

связаны друг с другом, состояли в причинной связи до начала инфляции. Фаза инфляции также решает так называемую проблему «плоскостности». На сегодняшний день нам известно, что параметр плотности лежит в диапазоне  $0,03 < \Omega_0 < 1$ , открывающем достаточно широкий спектр возможностей. Однако в момент  $t = 1$  с после Большого взрыва величина  $|1 - \Omega_0|$ , определяющая, насколько Вселенная отклоняется от плоскостности, была менее  $10^{-15}$ , а в момент  $t = 10^{-35}$  с она не могла достигать даже  $10^{-50}$ . Таким образом, чтобы эволюционировать в то, что мы наблюдаем сегодня, в начале своего существования Вселенная должна была быть невероятно близка к плоской. По своему завершению фаза инфляции оставляет Вселенную в требуемом очень плоском состоянии и фактически предсказывает, что современная величина  $(\Omega + \lambda)$  будет находиться в пределах одной на  $10^4$  единицы (уравнение 4.32).

К настоящему моменту выдвинуто несколько разных версий того, как произошла инфляция. Их самой важной общей особенностью служит период экспоненциального расширения, которое произошло в очень юной Вселенной и которое решает проблемы горизонта и плоскостности. Однако мы не располагаем никакими доказательствами того, что подобная фаза вообще имела место, да и возможности получить такие доказательства фактически не предвидятся.

Продолжая экстраполяцию назад во времени еще дальше, при  $t \sim 10^{-43}$  с, мы достигаем так называемого планковского времени, когда для дальнейшей экстраполяции во времени необходима квантовая теория гравитации. И хотя на создание квантовой теории гравитации, которая смогла бы объединить все физические силы, было потрачено немало сил и времени, пока что общепринятой теории такого типа не существует. На сегодняшний день наиболее успешной попыткой является теория «суперструн» Грина и Шварца. Однако в обозримом будущем проверка подобных теорий опытным путем представляется маловероятной.

Наши современные представления об эволюции Вселенной схематически изображены на рис. 5.6.

## 5.5. Изотропность реликтового излучения

Высокая степень изотропности реликтового излучения как на больших, так и на малых углах имеет серьезные последствия для нашего представления о Вселенной. Рассмотрим различные виды анизотропии, по-

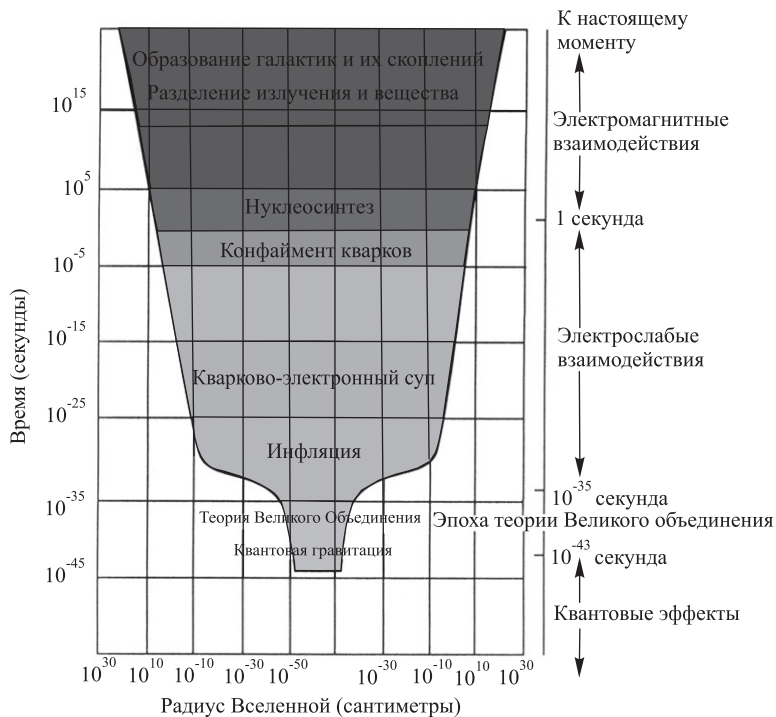


Рис. 5.6. Схематическое изображение эволюции Вселенной. На протяжении  $10^{-43}$  секунд после Большого взрыва во Вселенной преобладают квантовые эффекты, а четыре фундаментальные силы (электромагнитная сила, сильное и слабое ядерные взаимодействия и гравитация) существуют в виде единой силы. Сначала отделяется гравитация, а три остальные силы остаются в виде «великой единой силы». Когда через  $10^{-35}$  секунд после Большого взрыва сильное ядерное взаимодействие отделяется от «электрослабого» взаимодействия, начинается инфляция. Вещество во Вселенной состоит из «кваркового» супа (именно из кварков строятся протоны, нейтроны и мезоны), но преобладающей формой энергии остается излучение. Когда Вселенной исполняется одна микросекунда, кварки объединяются друг с другом, образуя протоны и нейтроны, а слабое взаимодействие отделяется от электромагнитной силы. Начинается процесс нуклеосинтеза, который длится до тех пор, пока Вселенной не исполнится около трех минут. Когда же Вселенной исполняется 300 000 лет, вещество остывает настолько, чтобы стать прозрачным для излучения, и тогда же начинается образование галактик и их скоплений



явления которых можно было бы ожидать, и кратко опишем современные наблюдения по каждому из них.

### *360-градусная, 24-часовая, или «дипольная», анизотропия*

Совокупное влияние движения Земли вокруг Солнца, движения Солнца по Галактике, движения Галактики в пределах Местной группы, движения Местной группы относительно скопления Девы, а также хаотического движения скопления Девы относительно субстрата должны приводить к возникновению суммарного движения Земли относительно фундаментальной космологической системы отсчета, или субстрата. Даже если бы реликтовое излучение было абсолютно изотропным относительно этой космологической системы отсчета, оно все равно должно было бы демонстрировать характеристическую дипольную анизотропию, обусловленную влиянием доплеровского смещения на силу света, наблюдаемую на Земле. Для излучения, имеющего спектр абсолютно черного тела с температурой  $T$ , наблюдаемая сила света тоже имела бы спектр абсолютно черного тела, но уже с температурой  $T(\theta)$ , которая зависит от направления согласно уравнению

$$T(\theta) = T_0(1 + v \cos \theta/c)(1 - v^2/c^2)^{1/2}, \quad (5.32)$$

где  $\theta$  — угол между направлением наблюдения и направлением движения Земли относительно субстрата, а  $v$  — скорость движения Земли. Излучение кажется более горячим в направлении приближения Земли и более холодным в противоположном направлении. Наблюдения, выполненные при помощи телескопа, установленного на поверхности Земли, свидетельствуют о существовании периодичности с промежутком в двадцать четыре часа звездного времени, что соответствует угловой шкале в 360 градусов.

Анизотропия этого типа была обнаружена в 1977 году группой ученых из Калифорнийского университета в Беркли с помощью самолета U2 и подтверждена группами ученых из Принстона и Флоренции, использовавшими высотные аэростаты. После внесения поправок на движение Земли вокруг Галактики и движения нашей Галактики в пределах Местной группы скорость движения Местной группы относительно реликтового излучения, измеренная спутником COBE, составила  $622 \pm 22 \text{ км с}^{-1}$  в направлении, заданном следующими галактическими координатами:  $l = 277^\circ \pm 2^\circ$ ,  $b = 30^\circ \pm 2^\circ$ .

Сначала такая скорость нашего хаотического движения через космическое пространство показалась слишком высокой. Однако исследования,

основанные на наблюдениях красных смещений галактик, обнаруженных спутником IRAS, показали, что данное движение можно понимать как следствие совокупного притяжения больших скоплений галактик, расположенных в пределах 100 Мпк от нас, при условии, что полное значение  $\Omega_0$  находится в пределах 0,3 – 1. Тогда из сравнения с уравнением (5.17) следует, что более девяноста процентов вещества в нашей Вселенной должно иметь небарионную природу.

### *180-градусная, 12-часовая, или «квадрупольная», анизотропия*

Если бы Вселенная вращалась или сдвигалась лишь в одном направлении (т. е. переживала анизотропное расширение), можно было бы ожидать возникновения крупномасштабной анизотропии, когда фон кажется горячее или холоднее средней температуры в двух противоположных направлениях на небе. Ничего подобного не наблюдается, и, если не считать вышеописанной дипольной анизотропии, на больших расстояниях реликтовое излучение изотропно с точностью до 0,001 процента.

### *Анизотропия на малых расстояниях*

Поскольку нам совершенно ясно, что на расстояниях, соответствующих галактикам и их скоплениям, скажем,  $10^8 - 10^{15} M_\odot$ , Вселенная неоднородна, мы предполагаем, что в эпоху рекомбинации имели место некоторые возмущения плотности, которые впоследствии могли увеличиться под действием их собственной гравитации. Чтобы к текущей эпохе во Вселенной, состоящей из обычного, барионного, вещества образовались галактики, амплитуда этих протогалактических возмущений плотности должна была составлять  $\Delta\rho/\rho > 0,1$  процента при космологическом параметре плотности  $\Omega_0 = 1$  и  $\Delta\rho/\rho > 1$  процента при  $\Omega_0 = 0,1$ . Соответствующие колебания температуры наблюдаемого реликтового излучения составили бы  $\Delta T/T \sim 10^{-4}$  на угловых шкалах от 0,5' до 20'. К 1980 году пределы наблюдений позволили получить  $\Delta T/T < 5 \times 10^{-5}$  на угловых шкалах от 3' до 1°, что противоречило условию образования галактик в чисто барионной Вселенной. Тогда интерес ученых сосредоточился на моделях, согласно которым большая часть вещества Вселенной пребывает в некой темной, небарионной, форме, которая могла отделиться от излучения в гораздо более раннюю эпоху, нежели барионное вещество. В широком смысле небарионное вещество можно разделить на два типа: *холодную темную материю*, частицы которой в эпоху отделения от излучения движутся медленно, и *горячую темную материю*, частицы которой при отделении от

излучения движутся со скоростями, близкими к скорости света. Примером горячей темной материи мог бы послужить нейтрино с ненулевой массой покоя. Примеров холодной темной материи в нашем распоряжении пока нет, но специалисты по физике частиц говорят о возможном существовании частиц, являющихся кандидатами на эту роль: аксионе и нейтралино.

В 1992 году команда ученых, работающих со спутником COBE, объявила об обнаружении на шкалах  $10^\circ$  анизотропии реликтового излучения. Амплитуда этих флуктуаций составляет около  $1 \times 10^{-5}$ , а их масштаб соответствует структурам, современный размер которых 1000 Мпк, — что намного больше любых структур, которые мы могли изучать до сегодняшнего дня в текущую эпоху. Последующие эксперименты, поставленные в наземных лабораториях и на аэростатах, а также данные, переданные спутником WMAP, подтвердили результат, полученный командой COBE, и распространили его на еще меньшие расстояния. Наблюдаемый спектр флуктуаций реликтового излучения удивительным образом соответствует спектру, предсказанному теорией (рис. 5.7), а это подтверждает, что 1) исходный спектр флуктуаций близок к гауссовому (что исключает возможность использования моделей теории струн для объяснения происхождения этих флуктуаций), 2) основная часть вещества Вселенной — это холодная темная материя, 3) пространственная геометрия Вселенной близка к плоской ( $k = 0$ ), 4) если только в ранней Вселенной не было каких-то разновидностей релятивистских частиц, о которых мы пока не знаем, плотность вещества  $\Omega_0$  значительно меньше единицы (предпочтительным является значение  $0,3 \pm 0,1$ ) и, чтобы удовлетворить 3), космологическая постоянная должна иметь ненулевое значение (см. рис. 5.8). В ходе космических экспериментов следующего поколения, например миссии Планка, которую планируется запустить в 2007 году, эти флуктуации должны обнаружиться в масштабе галактик и их скоплений, а также должны быть проведены еще более точные измерения космологических параметров.

Обнаружение этих флуктуаций — важный этап развития космологии, потому что теперь мы можем проверить разные сценарии, предлагаемые относительно природы темной материи и образования галактик. Эти флуктуации вполне могли зародиться еще в эпоху инфляции, всего через  $10^{-35}$  секунд после Большого взрыва.

### *Эффект Сюняева–Зельдовича*

Горячий газ в богатых скоплениях галактик взаимодействует с фотонами реликтового излучения путем комптоновского рассеяния, в результате чего в направлении скопления реликтовое излучение кажется холоднее

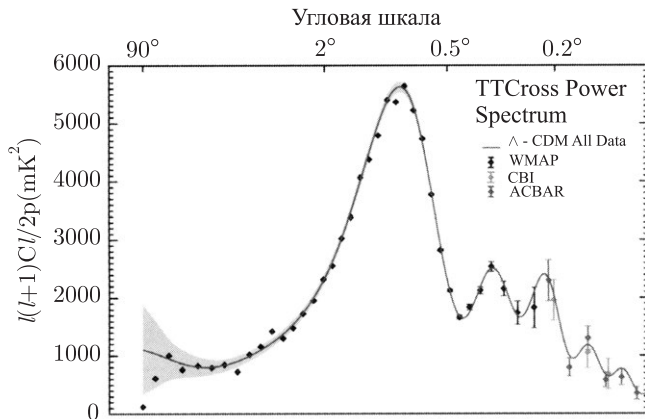


Рис. 5.7. Спектр реликтового излучения. Амплитуда энергетического спектра флуктуаций показана как функция угловой шкалы. Закрашенные кружочки — это данные WMAP; все остальные данные получены в ходе опытов на аэростатах и в наземных лабораториях

среднего на больших длинах волн и горячее среднего на малых длинах волн. Величина этого эффекта измерялась в направлении нескольких скоплений и составляет около 0,001 градуса по шкале Кельвина. Миссия Планка по наблюдению космического реликтового излучения должна обнаружить тысячи скоплений с помощью эффекта Сюняева–Зельдовича.

## 5.6. Эволюция флуктуаций плотности в фазе огненного шара

Мы можем обсуждать флуктуацию плотности как нечто понятное только с того момента, как она полностью оказывается в пределах горизонта (раздел 4.9). До этого момента различные части этой флуктуации не могут состоять в причинной связи друг с другом. Если  $M_h(t)$  — это масса, находящаяся в пределах горизонта во время  $t$ , то в эпоху господства излучения

$$M_h(t) \propto \rho(ct)^3 \propto t,$$

так как  $\rho \propto R^{-4}$ , а  $R \propto t^{1/2}$  (раздел 5.1). Во время перехода от эпохи господства излучения к эпохе господства вещества,  $t_{\text{равн}}$ ,  $M_h(\text{равн}) \sim$

$10^{15}(\Omega_0 h^2)^{-2} M_\odot$ , где  $h = H_0/100$ , так что флуктуации в масштабах галактик и их скоплений в эпоху господства излучения оказываются в пределах горизонта. После этого флуктуации барионного вещества как бы замерзают примерно на своей начальной амплитуде до начала рекомбинации, поскольку излучение и вещество в это время неразрывно связаны в одно целое. Флуктуации же небарионного вещества в эту фазу, напротив, непрерывно растут:  $(\Delta\rho/\rho) \propto t^{2/3}$  для любых расстояний.

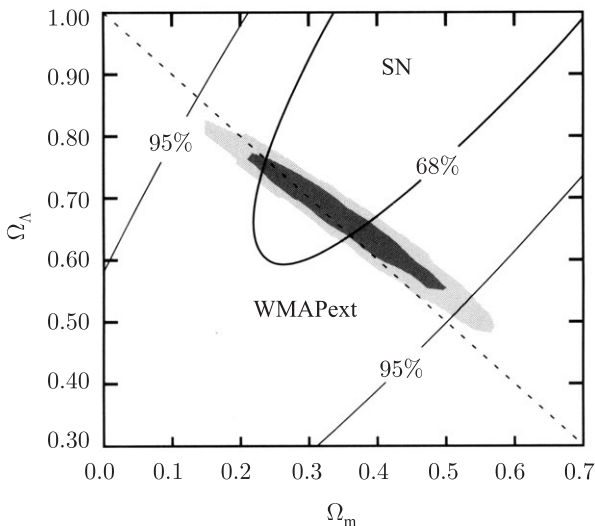


Рис. 5.8. Диаграмма " $\Omega_\Lambda (= \lambda_0) - \Omega_m (= \Omega_0)$ ", на которой закрашенная часть обозначает область предпочтения WMAP, а контуры показывают ограничения от сверхновых с большим красным смещением

Вообще существует четыре типа флуктуаций плотности: а) *адиабатические*, которые ведут себя подобно звуковым волнам и в которых флуктуации фотонов и вещества изменяются совместно; б) *изотермические*, когда изменяется только плотность вещества, но не его температура (т. е. мы имеем флуктуации вещества в однородной фотонной ванне); в) *изоэнтропические*, когда вещество и излучение изменяются с противоположными фазами, так что совокупная плотность энергии остается постоянной; г) *турбу-*

лентные, которые представляют собой крупномасштабные вихри связанных вещества и излучения.

Силк обнаружил, что в эпоху господства излучения адиабатические флуктуации с

$$M < 2 \times 10^{12} (\Omega_0/\Omega_b)^{3/2} (\Omega_0 h^2)^{-5/4} M_\odot, \quad (5.33)$$

где  $h = H_0/100$ , гасятся в результате перемещения фотонов из областей высокой плотности в области низкой плотности. В пределах меньших масштабов также гасятся турбулентные флуктуации. В этом случае энергия погашенных возмущений может исказить излучение, которое уже не будет иметь планковского спектра (см. следующий раздел).

Зельдович и Харрисон независимо друг от друга предположили, что амплитуда плотности возмущений в момент их появления в пределах горизонта равна  $\Delta\rho/\rho \approx 10^{-4}$ , независимо от масштаба (гипотеза, *свободная от масштаба*). Тогда можно показать, что результирующие флуктуации плотности вещества в эпоху рекомбинации на больших расстояниях имеют вид

$$\Delta\rho/\rho = 10^{-4} [M/M_h(t_{\text{равн}})]^{-2/3}. \quad (5.34)$$

Спектр возмущений плотности Харрисона–Зельдовича оказался весьма уместен для объяснения наблюдаемой иерархии скоплений галактик. Детальная эволюция спектра возмущений плотности зависит от космологических параметров и от природы небарионного вещества во Вселенной. Одним из успехов гипотезы о существовании инфляционной фазы при  $t \approx 10^{-35}$  в очень ранней Вселенной служит то, что такие модели могут генерировать флуктуации, спектр которых имеет вид Харрисона–Зельдовича.

## 5.7. Искажения спектра реликтового излучения

Если в ранние эпохи в поле излучения вбрасывается энергия, например, в процессе рассеяния адиабатических или турбулентных возмущений плотности, можно ожидать, что спектр этого излучения уже не будет соответствовать спектру абсолютно черного тела. Средняя температура вещества будет выше температуры излучения, вследствие чего комптоновское рассеивание переведет фотоны на более высокие энергии (и частоты). Тормозное излучение, исходящее от горячего газа, частично восполнит отсутствующие фотоны с низкими энергиями, и если выброс тепла происходит в достаточно ранние эпохи, то за ним вполне может последовать восста-

новление спектра абсолютно черного тела при новой, более высокой, температуре вещества.

Комптоновское искажение спектра реликтового излучения также может произойти по завершении рекомбинации, если в результате образования галактик или квазаров межгалактический газ (при условии существования такового) подвергнется повторной ионизации.

Наблюдаемый спектр реликтового излучения, измеренный спутником COBE (рис. 5.1 (б)), имеет форму планковского спектра с точностью 0,005 процента в диапазоне длин волн 0,05 — 5 см, так что любое искажение должно быть чрезвычайно малым. Это также исключает существование любого значительного населения догалактических объектов, которые излучали бы в децимиллиметровом диапазоне. Кроме того, исключается любая возможность связать реликтовое излучение с излучением локальных пылевых частиц.

## 5.8. Задачи

5.1. Показать, что подстановка  $\nu' = \nu/Z$  в выражение для интенсивности излучения черного тела  $I(\nu)$ , заданное уравнением (1.2), дает спектр излучения абсолютно черного тела с температурой  $T' = T/Z$ . Объяснить полученный результат.

5.2. Пусть  $t_1$  — эпоха электрон-позитронной аннигиляции, когда  $T = 5 \times 10^9$  К, а  $t_2$  — эпоха начала синтеза гелия, когда  $T = 10^9$  К. Вычислить  $t_1$  и  $t_2$  для двух случаев:

а) при  $t < 3 \times 10^5$  лет во Вселенной преобладает излучение, а затем до настоящего времени ( $t_0 = 10^{10}$  лет) преобладает вещество;

б) пока  $t < t_1$ , во Вселенной преобладает излучение, а затем до настоящего времени вещество.

Если при  $t = t_1$ ,  $X_n = X_p = 0,5$  вычислить количество нейтронов при  $t_2$ , принимая распад нейтронов согласно уравнению (5.30) для времени  $(t_2 - t_1)$ , для обоих случаев а) и б). Отсюда определить количество гелия для каждого случая, предполагая, что все сохранившиеся нейтроны используются для образования ядер гелия-4 (2 нейтрона + 2 протона).

Объяснить значение этих результатов для наблюдаемой Вселенной.

5.3. Предположим, что Вселенная содержит вещество с уравнением состояния  $p = w\rho c^2$ , где  $w$  — постоянная, значение которой находится в диапазоне  $-1 < w \leq 1$ . Найти решения для  $p(R)$ ,  $R(t)$  и, следовательно,  $p(t)$  для вселенных, содержащих такую материю (во фридмановских уравнениях принять  $k = 0$ ,  $\Lambda = 0$ ).

Каким будет решение при  $w = -1$ ?

5.4. Показать, что во Вселенной, где преобладает излучение,  $q = \Omega - \lambda$ .

5.5. Масса-энергия электрона равна  $m_e c^2 = 0,511$  МэВ. Являются ли электроны релятивистскими частицами в процессе разделения излучения и вещества? Приняв плотность электронов в текущую эпоху равной  $0,2 \text{ м}^{-3}$ , оценить плотность электронов в эпоху разделения излучения и вещества.

Поперечным сечением рассеяния фотонов на электронах является сечение Томсона  $\sigma_e = 6,7 \times 10^{-29} \text{ м}^2$ . При условии, что средняя траектория свободного движения (т. е. типичное расстояние, преодолеваемое между взаимодействиями) фотонов через электронный газ численной плотностью  $n_e$  выражается формулой  $d \simeq 1/n_e \sigma_e$ , вычислить среднюю траекторию свободного движения фотонов непосредственно перед разделением излучения и вещества.

С помощью средней траектории свободного движения фотонов вычислить типичное время между взаимодействиями (скорость света равна  $3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$ ).

Сравнить полученный результат с возрастом, который на тот момент имела Вселенная (около 300 000 лет). Какой из этого следует вывод?

5.6. Температура в центре Солнца равна примерно  $10^7$  градусам по шкале Кельвина. В каком возрасте такую температуру имела вся Вселенная? Что преобладало в ней в то время: вещество или излучение?

В коллайдере ЦЕРНа типичные энергии частиц имеют порядок 100 ГэВ (т. е.  $10^5$  МэВ). В каком возрасте была Вселенная, когда ее частицы имели примерно такие же типичные энергии? Какой была температура Вселенной в то время?

5.7. Энтропия на одну степень свободы частицы при температуре  $T$  задана уравнением

$$s = \frac{2\pi^2}{45} g T^3,$$

где  $g = 1$  для бозонов и  $g = 7/8$  для фермионов. Фотоны имеют две степени свободы (две возможные поляризации), равно как и электроны с позитронами (по два состояния спина для каждого).

При достаточно высоких температурах фотоны пребывают в тепловом равновесии с электрон-позитронной плазмой. Когда Вселенная остывает, электроны и позитроны аннигилируют в фотоны. Если принять, что данный процесс происходит при постоянной энтропии, насколько нагреваются фотоны по сравнению с нейтрино (температура которых остается неизменной)? Если известно, что температура реликтового излучения составляет 2,728 К, какую температуру, на ваш взгляд, будут иметь космические нейтрино?



## ГЛАВА 6

# От фазы огненного шара к современности

### 6.1. До образования галактик

Эпоха рекомбинации при  $z_{\text{рек}} \approx 1000$  отмечает момент, когда барионное вещество наконец-то получает возможность эволюционировать отдельно от излучения. Область, где вещество имеет плотность несколько выше средней, будет расширяться медленнее и начнет отделяться от окружающего вещества. Если исходный избыток плотности  $\Delta\rho/\rho$  велик, расширение данной области в конечном итоге остановится под действием своей собственной гравитации, и этот участок коллапсирует, образуя галактику или скопление галактик, в зависимости от его массы. Время этого расширения и коллапса равно

$$t_c \approx 10^6 h^{-1} \Omega_0^{-1/2} (z_{\text{рек}}/1000)^{-3/2} (\Delta\rho/\rho)^{-3/2} \text{ лет}, \quad (6.1)$$

вследствие чего сначала возникают самые сильные возмущения плотности.

Если, как сейчас полагают ученые, возмущения небарионного вещества присутствовали и даже значительно эволюционировали еще до начала эпохи рекомбинации, то в процессе рекомбинации барионы начинают проваливаться в потенциальные колодцы, созданные возмущениями небарионного вещества. Флуктуации плотности барионного вещества по своей амплитуде быстро догоняют флуктуации небарионного вещества, после чего два этих типа возмущений плотности эволюционируют совместно (рис. 6.1).

Детальная эволюция спектра возмущений плотности зависит от космологических параметров плотности и от природы темной материи. На рис. 6.2 приведен спектр возмущений плотности на различных масштабах в более поздние эпохи для трех разных сценариев, каждый из которых начинается со спектра Харрисона–Зельдовича. На больших масштабах этот

спектр для каждого случая имеет первичный вид  $\Delta\rho/\rho \propto M^{-2/3}$ . При этих предположениях свободный поток частиц горячей темной материи полностью подавил образование какой бы то ни было структуры на малых масштабах.

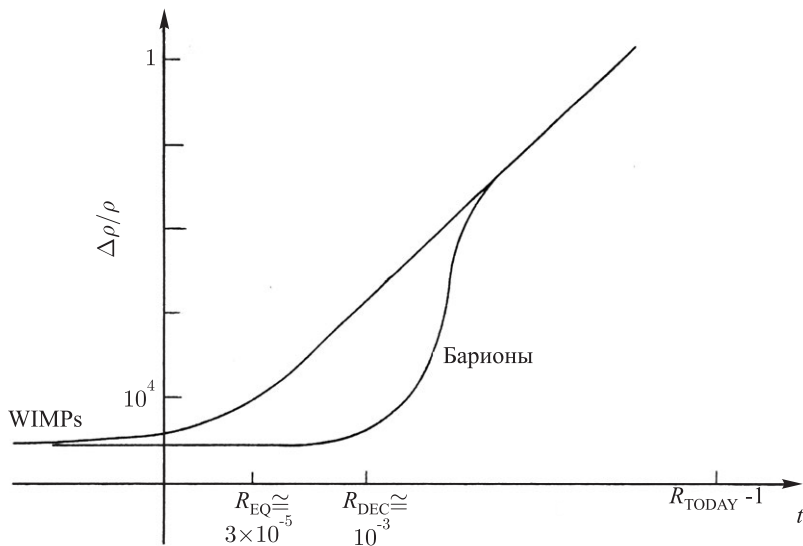


Рис. 6.1. Эволюция  $(\Delta\rho/\rho)$  в составляющих барионного вещества и холодной темной материи (WIMP, или слабо взаимодействующих массивных частиц). Возмущения WIMP начинают расти в эпоху равенства излучения и вещества. Однако рост возмущений плотности барионного вещества может начаться только после разделения излучения и вещества. По завершении этого разделения барионы проваливаются в потенциальные колодцы WIMP, и через некоторое время после начала расширения возмущения барионной плотности «догоняют» возмущения плотности WIMP

Возмущения плотности, присутствующие в эпоху рекомбинации, могут превратиться в галактики, если удовлетворяют важному критерию, обнаруженному Джинсом. Время, за которое происходит гравитационное сжатие, должно быть меньше времени, за которое звуковые волны пересекают данную иррегулярность; в противном случае силы давления воспрепятствуют коллапсу. Это означает, что величина возмущения плотности должна

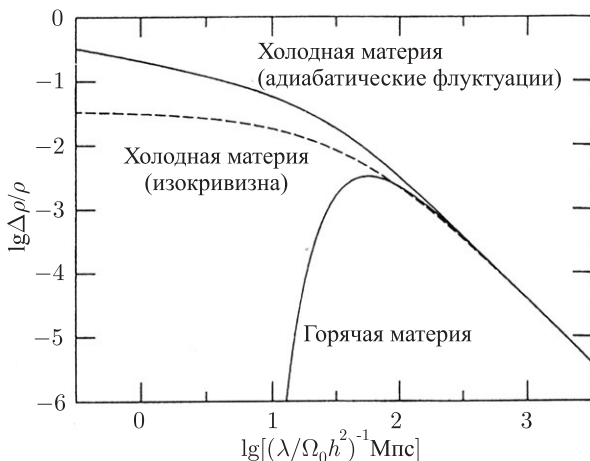


Рис. 6.2. Спектр возмущений плотности на различных масштабах,  $\Delta\rho/\rho(\lambda)$ , определенный через некоторое время после эпохи равенства излучения и вещества, для горячей и холодной темной материи с постоянной кривизной и адиабатическими флуктуациями и для холодной темной материи с изокривизной и флуктуациями, имеющими форму спектра Харрисона–Зельдовича. Для всех трех случаев:

$\Delta\rho/\rho \propto \lambda^{-2} \propto M^{-\frac{2}{3}}$  при  $\lambda \gg \lambda_{EQ}$ . Полная нормировка произвольна

превышать расстояние, которое проходит звуковая волна за время одного свободного падения ( $\sim (G\rho)^{-1/2}$ ):

$$L \sim v_s(G\rho)^{-1/2} = L_J, \quad (6.2)$$

где  $L_J$  — длина Джинса,  $v_s$  — скорость звука, а  $\rho$  — плотность газа. Соответствующая критическая масса (или масса Джинса) в эпоху рекомбинации равна (рис. 6.3)

$$M_J \sim 10^6(\Omega_0 h^2)^{-1/2} M_\odot. \quad (6.3)$$

Возмущения плотности для масс, несколько превышающих данную, если таковые присутствуют, завершат свой коллапс за несколько миллионов лет. Они могут коллапсировать сразу в черные дыры или разбиться на звезды. Одни ученые полагают, что именно так возникли шаровые скопления. Другие говорят о том, что данный процесс мог породить переходное поколение

массивных звезд, производящих излучение и тяжелые химические элементы. Это один из способов объяснить присутствие металлов в недрах старейших звезд нашей Галактики, которые, судя по всему, никогда не имеют долю тяжелых элементов  $\lesssim 10^{-4}$  относительно водорода. Если же еще до возникновения галактик во Вселенной существовали излучающие объекты, будь то звезды или аккреционные черные дыры, то они могли повторно ионизировать оставшийся газ. Однако тот факт, что спутник COBE не обнаружил в спектре реликтового излучения никаких отклонений от планковского вида, значительно ограничивает количество излучения, которое могло быть испущено догалактическими объектами.

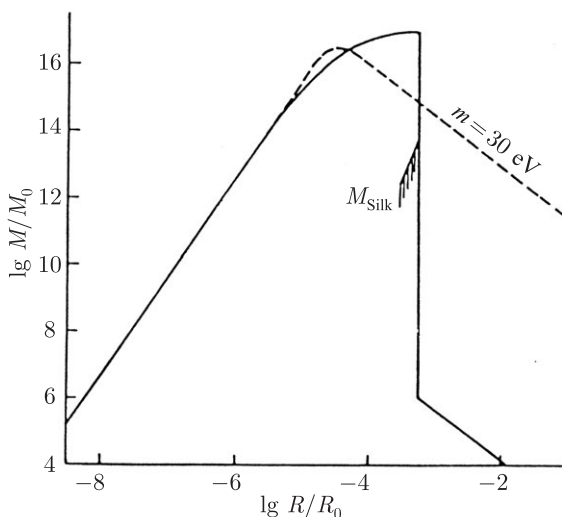


Рис. 6.3. График зависимости массы Джинса от коэффициента расширения. Сплошной линией изображен фотонно-барионный поток от идеальных газов. Пунктирной линией показаны бесстолкновительные частицы (горячей темной материи) с  $m = 30$  эВ

Наблюдения квазаров с большим красным смещением ( $z = 3 - 5$ ) свидетельствуют о том, что к данной эпохе межгалактическая среда подверглась сильной ионизации. Существуют некоторые свидетельства того, что при  $z \sim 6$  повторная ионизация еще не завершилась, однако результаты, полученные с помощью WMAP, говорят о том, что повторная ионизация

началась при  $z \sim 17$ . Эпоху между рекомбинацией ( $z \sim 1100$ ) и повторной ионизацией часто называют *темной эрой*. Повторную ионизацию вполне могли осуществить ранние поколения звезд, хотя некоторую роль в данном процессе также могли сыграть квазары.

## 6.2. Эпоха образования галактик и их скоплений

Существует несколько теорий образования галактик и их скоплений, которые согласуются с высокой степенью изотропности реликтового излучения. Из раздела 5.5 следует, что эта изотропность исключает возможность образования галактик и их скоплений под влиянием гравитации в чисто барионной Вселенной. В наше время выдвинуты три главные теории образования галактик:

- 1) *Адиабатические флуктуации во Вселенной, заполненной холодной темной материей*: холодная темная материя на малых расстояниях сгущается в комки, которые слипаются друг с другом, образуя гало галактик, в центрах которых оседает барионное вещество, образующее видимые области этих галактик. Затем под влиянием гравитации галактики объединяются друг с другом, образуя скопления и сверхскопления (сценарий «снизу-вверх»).
- 2) *Адиабатические флуктуации во Вселенной, заполненной горячей темной материей*: самые большие структуры (сверхскопления) образуются сначала в виде «блинов», которые впоследствии разделяются, рождая галактики (сценарий «сверху-вниз»). Адиабатические флуктуации в барионной Вселенной переживают аналогичную эволюцию, но требуют существования слишком больших флуктуаций реликтового излучения, чтобы обеспечить соответствие наблюдениям.
- 3) *Изотермические флуктуации*, когда возмущения плотности вещества происходят в однородном поле излучения, в настоящее время считаются нефизическими, а вот *изоэнтропические флуктуации*, когда совокупная плотность энергии остается однородной, Пиблз выдвигал в качестве возможной модели барионной Вселенной. Такие флуктуации приводят к сценарию развития Вселенной «снизу-вверх». Прочие *специальные* модели включают *сценарий космического взрыва*, согласно которому наблюдаемые пустоты обусловлены астрофизическими взрывами, например, в квазарах, и галактики образуются в возникающих

ударных фронтах, а также *теорию космических струн*, согласно которой образованию галактик способствуют линейные дефекты, оставшиеся от фазовых переходов в очень ранней Вселенной.

Спектр возмущений плотности, наблюдаемый на больших масштабах, позволяет нам отличать вышеописанные сценарии друг от друга. Под флуктуации реликтового излучения и статистику образования крупномасштабных скоплений галактик наиболее точно подходит модель Вселенной, заполненной холодной темной материей, с малой  $\Omega$  и ненулевой космологической постоянной (рис. 6.4). Этот сценарий предполагает, что вклад нейтрино в массовую плотность,  $\Omega_\nu$ , очень мал ( $\lesssim 0,001$ , что соответствует массам нейтрино  $\lesssim 0,1$  эВ/ $c^2$ ). Однако пока что не исключена и возможность более важной роли нейтрино, скажем, с  $\Omega_\nu \sim 0,1 - 0,2$ .

Объединение галактик в скопления можно описать с помощью *ковариационной функции*,  $\zeta(r)$ , определяемой как избыточная вероятность обнаружения галактики на расстоянии  $r$  от случайно выбранной галактики:

$$dp = n[1 + \zeta(r)dV], \quad (6.4)$$

где  $n$  — средняя численная плотность галактик, а  $dV$  — малый элемент объема. Изучив несколько каталогов галактик, Пиблз и его сотрудники обнаружили, что

$$\zeta(r) \sim (r/10)^{-1,8}, \quad (6.5)$$

где  $r$  измеряется в Мпс. Числовые модели объединения галактик в скопления свидетельствуют о том, что уравнение (6.5) на самом деле является грубым приближением того, что можно было бы ожидать, имея спектр возмущений плотности в эпоху рекомбинации вид (5.21). Пример модели  $n$ -тел, изображающей Вселенную, показан на рис. 6.5.

Как только протогалактические фрагменты начинают отделяться от окружающего их газа, их окончательная участь зависит от эффективности процесса звездообразования в фазу коллапса. Если весь газ в протогалактическом фрагменте превратился в звезды еще до коллапса данного фрагмента, то рождается эллиптическая галактика. В противном случае образуется газовый диск, поддерживаемый центробежной силой и окруженный эллипсоидальной составляющей, — спиральная галактика. Учеными были построены модели, подробно объясняющие светимость и распределение цвета, кривые вращения и градиенты количества металлов, наблюдаемые у галактик разных типов.

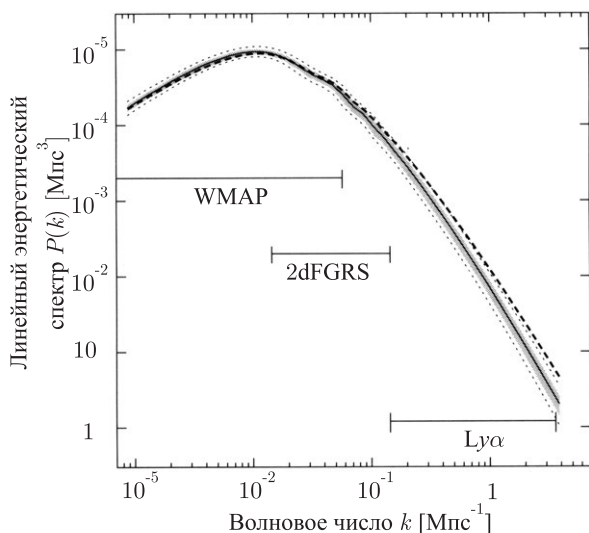


Рис. 6.4. Спектр возмущений плотности  $P(k)$ , полученный из анализа реликтового излучения (WMAP), анализа крупномасштабных структур (наблюдения красного смещения галактики 2dF) и анализа систем, объединенных в скопления, по поглощению Лайман-альфа, в сравнении с общепринятой моделью

В настоящее время считается, что важную роль в эволюции галактик играют их взаимодействия и слияния. Многие эллиптические и линзообразные галактики (а быть может, вообще все) вполне могли появиться в результате слияний космических систем, богатых газом.

Ученые также достигли немалых успехов в оценке общей скорости звездообразования в галактиках как функции космологической эпохи (рис. 6.5). Обращая свой взгляд в прошлое, мы видим, что скорость звездообразования постоянно увеличивается в направлении  $z = 1$  и, возможно, уменьшается при  $z > 2$ .

### 6.3. Межгалактический газ в скоплениях галактик

Как нам теперь известно, богатые скопления галактик являются мощными источниками рентгеновского излучения из-за присутствия в них горя-

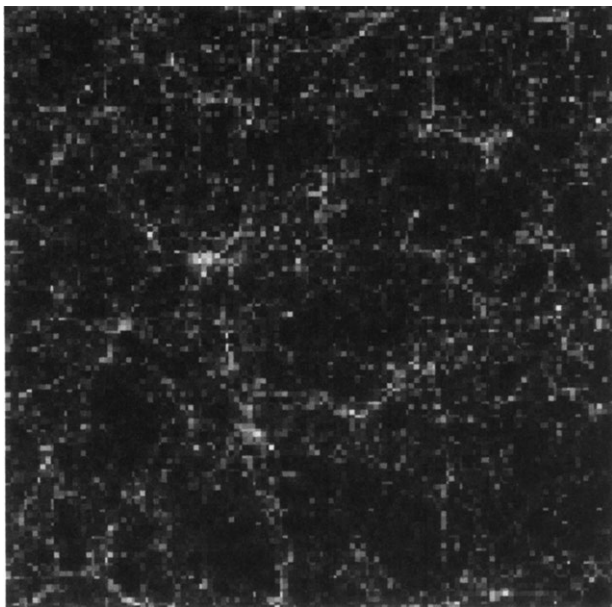


Рис. 6.5. Модель  $n$ -тел, демонстрирующая рост структуры во Вселенной с положительной космологической постоянной и малым значением  $\Omega_0$ , где преобладает холодная темная материя. (Любезно предоставлено консорциумом Virgo)

чего ( $\sim 10^8$  K) межгалактического газа. Это открытие имеет важные следствия для эволюции галактик. Обнаруженная линия испускания рентгеновского излучения, обусловленная существованием в этих скоплениях ионизированного железа, демонстрирует не только присутствие горячего газа, испускающего тормозное излучение, но также показывает, что большая часть этого газа прошла обработку в недрах звезд. Ученые предложили три механизма извлечения этого обработанного газа из галактик. Согласно первому, газ покидает галактики в составе ветров от сверхновых. Второй механизм основан на приливном взаимодействии двух галактик в процессе сближения. Третий же связан с вытягиванием этого газа из галактик в процессе их движения через межзвездный газ под действием гравитационного поля скопления. Последний механизм требует либо изначального присутствия в скоплении значительного количества межгалактического газа, либо предварительного действия одного из двух других механизмов.



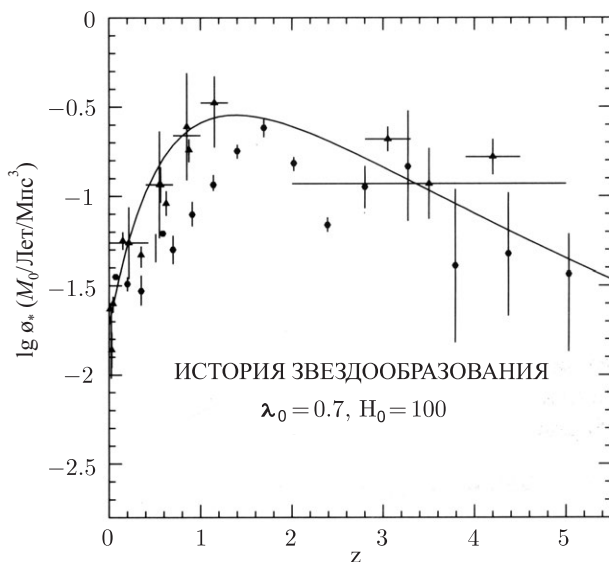


Рис. 6.6. История звездообразования во Вселенной. Зависимость средней скорости образования звезд (солнечные массы/годы/Мпс<sup>3</sup>) от красного смещения, полученного в ходе исследований на оптических, инфракрасных и децимиллиметровых длинах волн

Процесс вытягивания газа из спиральных галактик в скопления служит многообещающим объяснением происхождения линзообразных (S0) галактик, однако ученые все еще спорят о том, все ли линзообразные галактики произошли от спиральных галактик, лишенных большей части газа. Вообще, создается впечатление, что скопления галактик с большими значениями красного смещения действительно имеют большую долю голубых (преимущественно спиральных) галактик, чем аналогичные скопления галактик в нашу эпоху. В наше время самые богатые скопления галактик содержат в основном эллиптические и линзообразные галактики.

## 6.4. Массы галактик и их скоплений

Из четвертой главы можно сделать вывод о том, что тот факт, продолжит ли Вселенная расширяться бесконечно или рано или поздно снова

коллапсирует в огненный шар, зависит (при  $\Lambda = 0$ ) от средней плотности вещества во Вселенной: меньше она или больше критического значения

$$\rho_{ES} \sim 5 \times 10^{-27} (H_0/50)^2 \text{ кг м}^{-3} \quad (6.6)$$

(это эквивалентно безразмерной плотности  $\Omega_0 = 1$ ; значение плотности Эйнштейна – де Ситтера  $\rho_{ES}$  определяется уравнением (4.34)). Постараемся же определить среднюю плотность вещества в галактиках и в других возможных формах его существования.

Чтобы найти среднюю плотность вещества в галактиках, сначала нужно определить среднюю массу галактик, а затем умножить ее на среднее число галактик в единице объема, определенное путем подсчета галактик (раздел 7.8).

Для определения массы галактик нам придется использовать разные методы в зависимости от их типа.

#### *а) Спиральные галактики*

Основная часть вещества в дисках спиральных галактик, находясь в равновесии между центробежной силой и гравитацией, движется по приблизительно круговой орбите. Следовательно, для вещества, удаленного от центра галактики, мы имеем

$$V^2/r \sim GM/r^2 \quad \text{или} \quad M \sim rV^2/G. \quad (6.7)$$

Кривую вращения  $V(r)$  можно определить, наблюдая линию нейтрального водорода на длине волны 21 см, испытывающую доплеровское смещение (рис. 6.7). Однако мы видим, что в случае М31 кривая вращения не падает во внешних частях галактики, как предсказывает уравнение (6.7), что свидетельствует о существовании большого гало несветящейся материи, окружающего видимую галактику и содержащего девяносто процентов общей массы этой галактики. Аналогичный аргумент существует и в отношении нашей собственной Галактики. Теоретические аргументы свидетельствуют о том, что перемычка не может образоваться в дисковой галактике, если только диск не окружает массивное гало. Нам не известно, какую форму принимает вещество, из которого состоит гало: это могут быть карликовые звезды с очень малой светимостью (белые или коричневые карлики), черные дыры или экзотические частицы типа *нейтралино* или *аксионов*. Прямые поиски компактных объектов в гало нашей Галактики с помощью

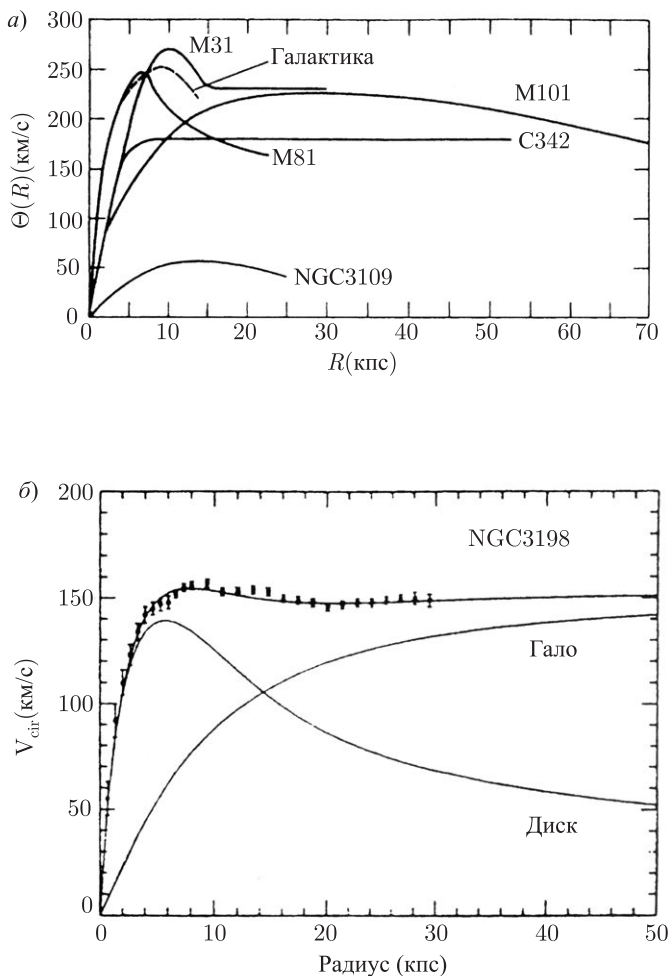


Рис. 6.7. а) Скорость вращения в различных галактиках как функция удаления от центра. б) Модель наблюдаемой кривой вращения спиральной галактики NGC3198 типа Sc, на которой изображены вклады видимого звездно-газового диска и темного гало. Рисунок взят из работы van Alabada et al. (1985 г.), *Astrophysics Journal* 295, стр. 305

гравитационного микролинзирования (раздел 4.4) свидетельствуют о том, что, самое большое, двадцать процентов массы гало может существовать в виде звезд с низкой массой, что (вкуче с успешным использованием теорий, постулирующих существование холодной темной материи, в процессе моделирования роста структур во Вселенной) говорит о том, что самым вероятным объяснением избыточной массы гало служит небарионная холодная темная материя.

### б) Эллиптические галактики

В данном случае нам придется воспользоваться так называемой *вириальной теоремой*, которая гласит, что для системы, пребывающей в равновесии, гравитационная энергия равна удвоенной кинетической, или  $MV^2 \sim GM^2/r$ , что эквивалентно уравнению (6.7). Мы оцениваем среднюю кинетическую энергию на единицу массы на основе доплеровского распределения линий испускания в спектре ядра галактики. И вновь оказывается, что эллиптические галактики окружены гало темной материи, которое содержит девяносто процентов общей массы галактики.

### в) Отношение массы к светимости

Сравнивая отношения массы к светимости для галактик различных типов, например, в двойных системах, мы можем оценить массы отдельных галактик исходя из их полной светимости. Если это отношение определено для всей оптически видимой области галактики, то для спиральных галактик типичное значение  $M/L \sim 3 - 10$  (в солнечных единицах), а для эллиптических галактик оно составляет  $10 - 80$ . Однако если применить вириальную теорему к двойным галактикам и к группам галактик, мы получим  $M/L \sim 100$ , что также свидетельствует в пользу того, что спиральные галактики окружены массивными гало материи с низкой светимостью в виде карликовых звезд, черных дыр или любого другого вещества, которое не вносит существенного вклада в общую светимость галактики.

Методы б) и в) можно использовать для оценки массы скоплений галактик. В этом случае вириальная теорема имеет вид

$$M = \bar{r}\bar{V}^2/G, \quad (6.8)$$

где средние значения, обозначенные черточками, берутся по всем галактикам в скоплении, а  $r$  теперь обозначает расстояние между галактиками.

Типичные массы находятся в диапазоне  $10^{13} - 10^{15} M_{\odot}$ , а типичные средние плотности внутри скоплений составляют  $10^{-25} \text{ кг м}^{-3}$ .

Расхождения между методами б) и в) и вириальной теоремой в отношении масс, которые предполагаются в десять раз больше видимых ( $M/L \sim 100 - 500$ ), вновь свидетельствуют о некой «недостающей материи». Как обширная рентгеновская эмиссия от богатых скоплений, так и появление в них радио-«хвостов» предполагают наличие в скоплениях межгалактического газа (раздел 2.11). Карты распределения этого газа, полученные с помощью рентгеновских спутников, свидетельствуют о том, что масса этого газа значительно превышает его массу в галактиках, входящих в данное скопление, и составляет по меньшей мере десять процентов от динамических оценок общей массы скопления. Если бы скопления галактик характеризовали среднее распределение вещества во Вселенной, это означало бы, что  $\Omega_0$  должна быть меньше единицы, поскольку, как нам известно, вклад барионов в общую плотность Вселенной составляет всего  $0,04(72/H_0)^2$ . Если же  $\Omega_0 = 1$ , значит либо динамические оценки общей массы скопления занижены, либо масса газа, испускающего рентгеновские лучи, завышена, т. е. барионы каким-то образом попадают в центры богатых скоплений, или что  $H_0$  гораздо меньше 72.

## 6.5. Средняя плотность вещества во Вселенной, обусловленная галактиками

Функция светимости галактик, т. е. число галактик на единицу объема со светимостью в диапазоне  $(L, L + dL)$ , может быть представлена выражением

$$\phi(L)dL = \phi_*(L/L_*)^{-\alpha} \exp(-L/L_*)dL, \quad (6.9)$$

где  $\phi_*$  — постоянная,  $L_* = 3,2 \times 10^{10} L_{\odot}$ , а  $\alpha \cong 1,25$ . Оценки общей плотности светового потока галактик в голубом диапазоне лежат в пределах  $5 - 12 \times 10^7 L_{\odot} \text{ Мпс}^{-3}$  (принимая  $H_0 = 50$ ). Используя отношение  $M/L = 5$  для выражения звездной составляющей галактик, мы находим

$$\rho_{g,0} \sim 2 \times 10^{-29} (H_0/50)^2 \quad \text{кг м}^{-3} \quad (6.10)$$

или  $\Omega_{g,0} \sim 0,004$ , с по меньшей мере двукратной неопределенностью в обе стороны. Это значение в десять раз ниже плотности барионного вещества, полученной на основе теории первичного нуклеосинтеза (уравнение 5.31)

и в семьдесят пять раз ниже значения общей плотности вещества, приведенного в разделе 4.8. Таким образом, мы имеем две отдельные проблемы, связанные с темной материей: 1) в текущую эпоху только десять процентов всех барионов Вселенной объясняется вкладом звездной составляющей галактик, 2) из барионов состоит всего тринадцать процентов общей массы Вселенной.

На рис. 6.8 показано, какой относительный вклад вносят галактики с разной массой в среднюю плотность Вселенной. Большая часть этой массы существует в виде галактик с большими массами:  $10^{10} - 10^{12} M_{\odot}$ . Полученную кривую мы экстраполировали в нижнюю часть графика к отдельным шаровым скоплениям, хотя мы не уверены в том, что на данном уровне кривая не поднимется вновь до своего максимума.

Важным достижением минувшего десятилетия стал рост крупномасштабных обзоров красных смещений галактик, которые позволяют осуществлять динамические оценки  $\Omega_0$  на больших расстояниях. Особенно значительное влияние оказали обзоры красных смещений на основе обзора спутника IRAS на 60 мкм, потому что они впервые обеспечили изображения галактики, охватывающие все небо и не затененные межзвездной пылью. Эти обзоры пригодились для составления карт распределения галактической плотности, а следовательно, и для оценки  $\Omega_0$  как путем вычисления совокупного притяжения галактик и их скоплений в пределах  $150h^{-1}$  Мпк и последующего сравнения этой величины с пекулярной скоростью нашей Галактики, так и путем непосредственного сравнения пекулярных скоростей галактик в данном поле с их значениями, предсказанным на основе распределения галактической плотности. В результате обоих исследований были найдены значения  $\Omega_0$  в диапазоне  $0,3 - 1$ .

Последующие обзоры красных смещений на оптических длинах волн ( $2dF$ , SLOAN) в основном давали результаты, близкие к нижней границе этого диапазона, так что современным общепринятым значением  $\Omega_0$  является  $0,3 \pm 0,1$ .

## 6.6. Недостающее барионное вещество

Наиболее подходящим кандидатом на роль вещества, обеспечивающего девяносто процентов барионной плотности  $\Omega_B = 0,04(72/H_0)^2$ , служит межгалактический газ, т.к. мы не можем надеяться, что процесс образования галактик протекает со стопроцентной эффективностью. Но это мы

обсудим в следующем разделе. А пока рассмотрим некоторые другие возможные формы вещества.

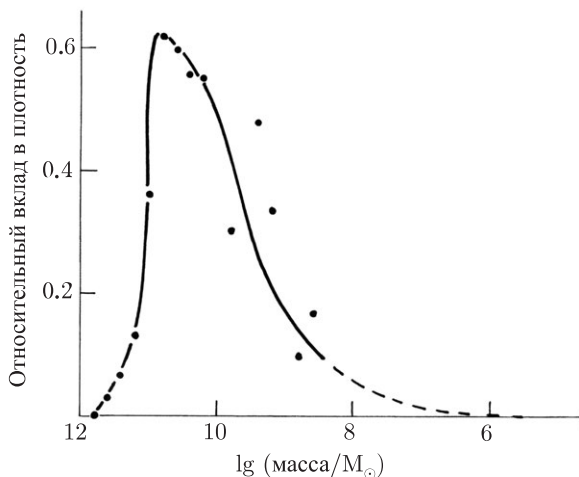


Рис. 6.8. Относительный вклад, который вносят галактики с разной массой в среднюю плотность вещества во Вселенной

### *Карликовые галактики*

Несмотря на то что, согласно рис. 6.8, вклад карликовых галактик в среднюю плотность вещества во Вселенной невелик, нам известны лишь немногие подобные объекты (фактически только те, что входят в Местную группу галактик), так что их численная плотность весьма неопределенна. Оценки, приведенные на рис. 6.6, должны отличаться более чем в сто раз, чтобы получить критическую плотность. Мы по-прежнему не знаем, велики ли количества межгалактических шаровых скоплений и отдельных звезд. Определению этого, возможно, поспособствует прямое измерение оптического фонового излучения.

### *Компактные объекты и квазары*

Самое простое представление о квазарах и других активных ядрах галактик состоит в том, что они представляют собой ярко светящиеся объекты в центрах галактик, питаемые массивными черными дырами. В таком

случае их вклад в среднюю плотность вещества составляет пренебрежимо малую долю (менее одного процента) от плотности звездных масс: уравнение (6.10).

### *Мертвые галактики и черные дыры*

Мы вполне можем рассчитывать на то, что обычные галактики, о которых шла речь в разделе 2.6, сохранят свой настоящий вид на протяжении времени, значительно превышающего время Хаббла. Однако не исключена и возможность того, что более раннее поколение галактик в настоящее время уже невидимо из-за истощения звездных источников ядерной энергии (в таких галактиках могли образоваться только массивные звезды). Сейчас эти мертвые галактики могут существовать в виде скопления нейтронных звезд или черных дыр.

Другая аналогичная возможность состоит в том, что сильные возмущения плотности, имевшие место в очень ранней Вселенной, привели к образованию первичных черных дыр. Хокинг ввел концепцию черных дыр с очень низкой массой (вплоть до  $10^{-8}$  кг) и показал, что такие дыры способны к быстрому испарению и взрывам, вызванным действием квантовой гравитации вблизи горизонта событий черной дыры (границы, отделяющей события, которые мы в принципе можем наблюдать, от событий, которые мы не сможем увидеть ни при каких условиях). Черная дыра с массой  $M$  испаряется в процессе излучения фотонов, элементарных частиц и гравитонов за время

$$t(M) \sim 10^{10} (M/10^{12} \text{ кг})^3 \text{ лет.} \quad (6.11)$$

Таким образом, влияние излучения Хокинга пренебрежимо мало, когда речь идет о черных дырах с массой Солнца или галактики. В настоящее время в процессе взрыва черной дыры с массой  $10^{12}$  кг произошел бы выброс гамма-лучей и других частиц. Тот факт, что мы не обнаруживаем подобных событий и предельных значений наблюдаемого гамма-излучения, накладывает жесткие ограничения на размер вклада подобных объектов в плотность вещества во Вселенной в текущую эпоху ( $\Omega < 10^{-8}$ ). Однако черные дыры с массой от  $10^{13}$  кг до  $10^7 M_{\odot}$  могли бы внести небольшую долю ( $\sim$  одного процента) в значение критической плотности. Тем не менее первичные черные дыры с низкой массой в любом случае исключили бы из оценок общей массы барионного вещества, определенной с помощью теории нуклеосинтеза.



*Планеты, камни и пыль*

На количество холодного и твердого вещества во Вселенной могут быть наложены лишь весьма приблизительные ограничения. Если средняя плотность частиц равна  $\rho_d \sim 10^3 \text{ кг м}^{-3}$ , а их вклад в среднюю плотность Вселенной задан уравнением (6.6), то, для того чтобы мы имели возможность вести наблюдения на хаббловском расстоянии в отсутствие интенсивного поглощения света, эти частицы должны иметь размер более одного миллиметра:

$$\frac{4\pi}{3} a^3 \rho_d \eta_d \sim 5 \times 10^{-27}, \quad \eta_d \pi a^2 c \tau_0 < 1, \quad (6.12)$$

где  $a, \eta_d$  — это радиус и численная плотность этих частиц. Таким образом, реального наблюдательного ограничения количества вещества во Вселенной, существующего в виде крупных частиц пыли, камней или планет, попросту нет.

*Космические лучи*

Местная плотность энергии космических лучей  $\rho_{cr}$  примерно равна плотности реликтового излучения и соответствует

$$\rho_{cr} \sim 1,6 \times 10^{-30} \text{ кг м}^{-3} \ll \rho_{ES}. \quad (6.13)$$

Но даже это значение может оказаться справедливым только для нашей Галактики. Вообще, ядра, входящие в состав космических лучей, с энергиями меньше  $10^{17}$  эВ ограничиваются только нашей Галактикой из-за влияния ее магнитного поля, так что мы практически абсолютно уверены в том, что они родились именно в нашей Галактике. Средняя же плотность энергии электронов космических лучей не должна превышать одной тысячной от местного значения; в противном случае обратное комптоновское взаимодействие с реликтовым излучением и фотонами объединенного света звезд создало бы слишком сильный рентгеновский фон (раздел 1.5). Однако ядра, входящие в состав космических лучей, с более высокой энергией покидают нашу Галактику всего за  $3 \times 10^6$  лет (такой вывод можно сделать исходя из количества химических элементов, созданных космическими лучами: Li, Be, B), поэтому такая плотность (уравнение (6.13)) вполне может оказаться

универсальной. Если это действительно так, то при критической плотности (уравнение (6.6)) межгалактического газа просто не было бы, поскольку 1) космические лучи нагрели бы его до такой степени, что возникло бы слишком интенсивное рентгеновское излучение, и 2) образование рентгеновских лучей при вторичном распаде  $\pi^0$ -мезонов космических лучей превысило бы наблюдаемый фон в диапазоне 50 – 100 МэВ.

## 6.7. Межгалактический газ (и газ внутри скоплений)

Если существует однородный межгалактический газ (а также газ внутри скоплений) с плотностью, сравнимой с общей плотностью барионов (уравнение (5.31)), значит на его физическое состояние можно наложить достаточно строгие ограничения.

### *Атомарный водород ( $H_I$ )*

Присутствие атомарного водорода можно определить следующими методами.

- а) *Поглощение на линии с длиной волны 21 см:* отсутствие поглощения при наблюдениях радиогалактики Суг А и других радиогалактик свидетельствует о том, что плотность межгалактического нейтрального водорода составляет

$$\rho_{H_I} < 10^{-28} \text{ кг м}^{-3}.$$

- б) *Испускание на линии с длиной волны 21 см:* и это тоже никогда не наблюдалось.

- в) *Поглощение мягкого рентгеновского излучения:* фотон рентгеновского излучения ионизирует атом водорода (или гелия), который затем переживает рекомбинацию, но при этом испускает фотон с меньшей энергией. Непрозрачность водорода для  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  пропорциональна  $(\lambda/912)^3$ , а неспособность увидеть поглощение в областях вплоть до  $50 \text{ \AA}$  говорит о том, что

$$\rho_{H_I} < 10^{-28} \text{ кг м}^{-3}.$$

- г) *Поглощение  $\alpha$ -линии Лаймана:* на длине  $1216 \text{ \AA}$  в области коротких волн  $\alpha$ -линии Лаймана должен появиться минимум. Для квазаров она в результате красного смещения очень удобно сдвигается в видимую

область спектра, а отсутствие такого минимума свидетельствует о том, что для равномерно распределенного атомарного водорода

$$\rho_{H_I} < 10^{-33} \text{ кг м}^{-3}.$$

Однако в спектрах квазаров с большим красным смещением вблизи  $\alpha$ -линии Лаймана обычно обнаруживается целый «лес» линий поглощения, которые появляются из-за прохождения сквозь облака нейтрального водорода с низкой плотностью, причем средняя их плотность считается значительно более низкой, чем общая плотность барионного вещества ( $\Omega \sim 0,003$ ).

### *Ионизированный водород ( $H_{II}$ )*

Ионизированный водород, скорее всего, имеет температуру  $T > 10^5 K$ , поскольку холодный ионизированный газ очень быстро подвергается рекомбинации, да и механизмы ионизации, например, фотоны ультрафиолетового света или космических лучей, испущенных галактиками и квазарами, тоже нагревают газ. Повторное нагревание газа не могло произойти сразу после разделения излучения и вещества (раздел 5.2), поскольку в противном случае возникли бы видимые искажения спектра черного тела с температурой 2,7 К. Наиболее точные современные оценки говорят, что повторная ионизация произошла при  $z = 6 - 17$ .

В горячем ионизованном газе свободные электроны, движущиеся под влиянием электростатических полей друг друга, испускают *свободно-свободное* (или *тепловое тормозное*) излучение. Серьезные ограничения на его температуру накладывает радио- и рентгеновский фон.

*Радиофон* (20 см): газ мог нагреться только до  $10^5 - 10^6$  градусов по шкале Кельвина при красных смещениях  $z < 100$ .

*Жесткие рентгеновские лучи* ( $E > 1$  кэВ):  $T \lesssim 3 \times 10^8 K$  при  $\rho = \rho_{ES}$ . Ранее предлагалось, что фон с 1 – 100 кэВ обусловлен газом с температурой  $4 \times 10^8 K$  и  $\rho \sim 0,5\rho_{ES}$  (см. раздел 7.11), однако в настоящее время считается, что такой фон обусловлен главным образом квазарами, причем некоторые из них затенены плотной пылевой завесой.

*Мягкие рентгеновские лучи* ( $E = 0,25$  кэВ): мы уже обнаружили газ с

$$\rho \sim \rho_{ES}, \quad T \sim 10^6 K,$$

но это объясняется гало горячего газа, которое окружает нашу Галактику. Этот горячий межгалактический газ ослабляет свет от далеких источников

(но не от фона в целом) путем томсоновского рассеяния (т. е. рассеяния на свободных электронах) в  $\exp(-\tau_e)$  раз, где

$$\tau_e = 0,023[(1+z)^{3/2} - 1]$$

согласно модели Эйнштейна – де-Ситтера.

Мы ожидаем, что гало, состоящее из горячего ионизованного газа, является общей особенностью галактик, в которых рождаются звезды. Наблюдения, проведенные для обнаружения линий испускания высоко ионизованного кислорода (OVI), обнаружили этот газ в приблизительно нужных количествах, чтобы объяснить недостающее барионное вещество.

Другими слабыми эффектами являются поглощение низкочастотных радиоволн, (фарадеево) вращение плоскости поляризации отдаленных источников, при условии существования межгалактического магнитного поля, и задержка времени прибытия света от переменных источников (*дисперсия*), зависящая от частоты.

### *Молекулярный водород*

Мы могли бы ожидать, что межгалактический молекулярный водород будет поглощать ультрафиолетовое излучение в диапазонах Лаймана и Вернера. Отсутствие же минимума, соответствующего поглощению, в коротковолновой части  $\alpha$ -спектра Лаймана свидетельствует о том, что молекулярный водород не может составлять значительную долю вещества во Вселенной, хоть мы и знаем, что именно он составляет большую часть газа в нашей Галактике.

В заключение хочется отметить нашу практически абсолютную уверенность в том, что основная масса недостающих барионов находится в виде ионизованного газа с температурой  $10^5 - 10^6$  градусов по шкале Кельвина. Этот газ имеет пятнистую, нитевидную структуру и «загрязнен» тяжелыми химическими элементами, образованными в галактиках и исторгнутыми из них.

## **6.8. Небарионная темная материя**

### *Нейтрино*

В разделе 5.3 мы кратко упоминали о том, что, согласно нашим предположениям, космические нейтрино и антинейтрино отделились от вещества и излучения на ранней стадии фазы огненного шара. Ожидаемая плотность

их энергии составляет около семидесяти процентов плотности энергии фотонов, т. е. пренебрежимо мала по сравнению с веществом в текущую эпоху. Этот поток нейтрино совершенно неуловим для современного оборудования (раздел 1.3). Если бы нейтрино имели ненулевую массу ( $\gtrsim 10$  эВ/с<sup>2</sup>), они могли бы внести самый большой вклад в вещество Вселенной. В ходе нескольких экспериментов ученые обнаружили осцилляции нейтрино, которые свидетельствуют об их ненулевой массе. Однако согласно современным оценкам, общая плотность вещества, находящегося в форме нейтрино, составляет всего  $\Omega_\nu \sim 0,001$ .

### *Прочая небарионная материя*

Теории, которые ставят своей задачей объединение всех физических сил в очень ранней Вселенной, легко создают новые частицы, которые могут обладать возможностью «поставок» значительной доли вещества Вселенной. Особый интерес при этом представляют частицы, которые в момент отделения от излучения движутся медленно («холодная темная материя»), например, аксионы или нейтралино. Нейтралино — это самая легкая из новых частиц, предсказанных суперсимметрией, являющейся весьма многообещающим продолжением Стандартной модели физики частиц. В настоящее время в США и Европе проводятся подземные эксперименты, в ходе которых ученые пытаются обнаружить такие частицы, и, в случае существования нейтралино, у них есть весьма высокие шансы обнаружить его в следующее десятилетие.

### *Гравитационное излучение*

В текущую эпоху это излучение вполне может оказаться преобладающей формой энергии: современные детекторы гравитационных волн имеют слишком низкую чувствительность, чтобы это проверить. Однако изотропность реликтового излучения свидетельствует о том, что волны гравитационного излучения должны иметь длины, не превышающие восьми Мпк, если, конечно, оно вносит значительный вклад в критическую плотность.

## **6.9. Задачи**

6.1. Проверить, насколько галактики, входящие в Местную группу (таблица 1.1, стр. 6), соответствуют рис. 6.6. Каковы, на ваш взгляд, причины подобного, далеко не идеального, соответствия?

6.2. Применить вириальную теорему (уравнение (6.8)) к Местной группе галактик (принять, что общая скорость галактик равна произведению  $\sqrt{3}$  на радиальную скорость). Насколько точно масса, определенная с помощью вириальной теоремы, соответствует полной наблюдаемой массе и почему?

6.3. Во Вселенной, где преобладает вещество, относительные вариации плотности  $\delta = \delta\rho/\rho$  удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\delta} + 2\frac{\dot{R}}{R}\dot{\delta} - 4\pi G\rho\delta = 0.$$

Написать данное уравнение в частном виде для пространственно плоской Вселенной, в которой  $\Lambda = 0$ . Найдя решение для  $\delta(t)$  в виде степенного ряда, также найти решения с растущей и убывающей модой для эволюции относительной вариации плотности.

## ГЛАВА 7

# Наблюдательная космология

### 7.1. Введение

Изотропное реликтовое излучение, имеющее температуру 2,7 градус по шкале Кельвина, двадцатичетырехпроцентное содержание гелия в космосе и схожесть возрастов галактик с возрастом Вселенной выступают в поддержку моделей рождения Вселенной в Большом взрыве, полученных на основе общей теории относительности при условии принятия космологического принципа. Можем ли мы проверить эти модели более подробно? В частности, существует ли возможность определить современное значение параметра замедления  $q$  (раздел 4.7) и тем самым сделать вывод о том, какое будущее ожидает Вселенную? В этой главе мы рассмотрим самые разные космологические проверки, в которых используются дискретные источники излучения, а также флуктуации реликтового излучения, применявшиеся в попытке ответить на данный вопрос. Самые многообещающие из них базируются на флуктуациях реликтового излучения и использовании сверхновых типа Ia в качестве стандартных свечей. Проверки, в ходе которых в роли «щупов» выступают галактики, оказываются неразрывно связанными с *эволюцией* свойств галактик в зависимости от космической эпохи.

Основные проверки включают сравнение светимости и углового диаметра (раздел 3.2) с красным смещением, подсчет источников (разделы 1.7 и 3.5) и объединенное фоновое излучение (раздел 1.8). Именно подсчет радиоисточников впервые показал, что бурная эволюция должна оказывать влияние на некоторые населения источников.

### 7.2. Теория Ньютона

Предположим, что мы обитаем в расширяющейся ньютоновой Вселенной, которая имеет евклидову геометрию. Свет от источника, расположенного на расстоянии  $d$  и удаляющегося со скоростью  $v = H_0 d$  (где  $H_0$  —

постоянная Хаббла: раздел 3.3), будет испытывать доплеровское смещение

$$\frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} = 1 + z = Z, \quad (7.1)$$

где  $\lambda_e$ ,  $\nu_e$  и  $\lambda_0$ ,  $\nu_0$  — длины волн и частоты, на которых свет испускается и наблюдается соответственно, а  $\Delta\lambda = \lambda_0 - \lambda_e$ , причем  $z$  определено как

$$z = v/c. \quad (7.2)$$

Поток света  $S$  от источника связан со светимостью  $P$  законом обратных квадратов

$$S = P/d^2, \quad (7.3)$$

а видимый угловой диаметр  $\theta$  (рад) объекта, имеющего линейный размер  $l$ , определяется уравнением

$$\theta = l/d. \quad (7.4)$$

Число источников на стерадиан с расстояниями, не превышающими  $d$ , равно  $\eta d^3/3$ , где  $\eta$  — число источников на единицу объема (*численная плотность*), так что если все источники имеют одинаковую светимость  $P$ , то число источников со световым потоком ярче, чем  $S$ , на стерадиан равно

$$N(S) = \frac{1}{3}\eta(P/S)^{3/2}. \quad (7.5)$$

Мы можем ожидать, что отношения (7.2)–(7.5) в общем случае будут справедливы для  $v \ll c$ , т. е. для  $z \ll 1$ , но при этом мы знаем, что они будут нарушаться при  $v \rightarrow c$  из-за эффектов специальной теории относительности.

### 7.3. Космология в рамках специальной теории относительности: модель Милна

В данном разделе мы будем принимать во внимание эффекты специальной теории относительности, но пренебрежем влиянием гравитации. Если рассматривать частицы, которые движутся вместе с субстратом, и наблюдать за ними из инерциальной системы отсчета, получается, что на них не действуют никакие силы, так что все они движутся с одной скоростью друг относительно друга. Фундаментальный наблюдатель, связанный с од-



ной из этих частиц, продолжает использовать евклидовы пространственные координаты и измеряет скорость частицы, характеризуемой радиус-вектором  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$ , как равную  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ . Единственное движение, не противоречащее космологическому принципу, выражается формулой

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{r}/t \quad (7.6)$$

(из уравнения (4.8); это соответствует принятию  $R(t) \propto t$ , как и следовало ожидать из раздела 4.6). В момент  $t = 0$  все частицы должны были находиться в начале координат, после чего в процессе изотропного расширения Вселенной они начинают удаляться друг от друга с одинаковой скоростью.

Можно показать, что доплеровское смещение имеет вид

$$\frac{\nu_e}{\nu_0} = Z = \frac{1 + v/c}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (7.7)$$

(что согласуется с ньютоновым выражением (7.2) при условии, что  $v/c \ll 1$ ), так что теперь световой поток от далекого источника выражается как

$$(P/r^2)Z^{-4}, \quad (7.8)$$

где  $r$  — расстояние от источника в момент испускания света, а коэффициент  $Z^{-4}$  учитывает различные релятивистские эффекты, возникающие при движении источника и воздействующие на его видимую яркость. Если сигнал принимается в момент времени  $t_0$ , значит он был испущен в момент  $t_0 - r/c$  и уравнение (7.6) означает, что

$$r = v(t_0 - r/c) \quad \text{или} \quad r = vt_0/(1 + v/c).$$

В этом случае, если использовать уравнение (7.7), уравнение (7.8) принимает вид

$$S = \frac{P}{(ct_0(z + z^2/2)^2)}. \quad (7.9)$$

Число источников, красное смещение которых не превышает или равно  $Z$ , настерадиан равно

$$N(Z) = \eta_0(ct_0)^3(Z^2/8 - 1/8Z^2 - \frac{1}{2}\ln Z), \quad (7.10)$$

где  $\eta_0$  — местная численная плотность источников в текущую эпоху.

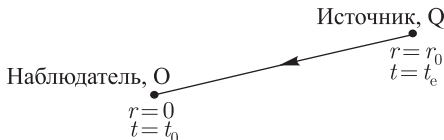


Рис. 7.1. Радиальная нулевая геодезическая, связывающая события испускания и приема сигнала, посланного из  $Q$  в  $O$

Несмотря на то что модель Милна могла бы послужить хорошим приближением в текущую эпоху (в разделе 4.6 мы уже говорили о том, что все модели, созданные в рамках общей теории относительности с  $k = -1$  при больших  $t$  стремятся к модели Милна), она не может быть справедливой вблизи  $t = 0$ , поскольку при  $t \rightarrow 0$  плотность вещества становится бесконечной, в силу чего мы уже не можем пренебрегать влиянием гравитации.

## 7.4. Космология в рамках общей теории относительности: красное смещение

Здесь точкой отсчета служит метрика Робертсона–Уокера (раздел 4.5):

$$ds^2 = dt^2 - \frac{R^2(t)}{c^2} \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right), \quad (7.11)$$

а также тот факт, что для двух событий  $(r, \theta, \phi, t)$ ,  $(r + dr, \theta + d\theta, \phi + d\phi, t + dt)$ , связанных световым сигналом, интервал

$$ds = 0 \quad (\text{раздел 4.4}).$$

Рассмотрим фотон, который испущен источником, расположенным в точке  $Q$ , в момент времени  $t_e$ , так что событие испускания имеет вид  $(r_0, \theta_0, \phi_0, t_e)$ , и предположим, что этот фотон получен наблюдателем  $O$ , расположенным в начале координат, в момент времени  $t_0$ , так что событие наблюдения имеет вид  $(0, \theta_0, \phi_0, t_0)$  (см. рис. 7.1).

Ясно, что световой сигнал перемещается по радиальной прямой линии симметрично, поэтому  $d\theta = d\phi = 0$  и

$$ds^2 = 0 = dt^2 - \frac{R^2(t)dr^2}{c^2(1 - kr^2)}$$

для любого элемента светового луча, который связывает  $Q$  с  $O$ , или

$$\frac{dr}{(1 - kr^2)^{1/2}} = -\frac{cdt}{R(t)} \quad (7.12)$$

для входящего сигнала. Интегрируя это выражение от  $Q$  до  $O$ , имеем

$$\int_0^{r_0} \frac{dr}{(1 - kr^2)^{1/2}} = \int_{t_c}^{t_0} \frac{cdt}{R(t)}. \quad (7.13)$$

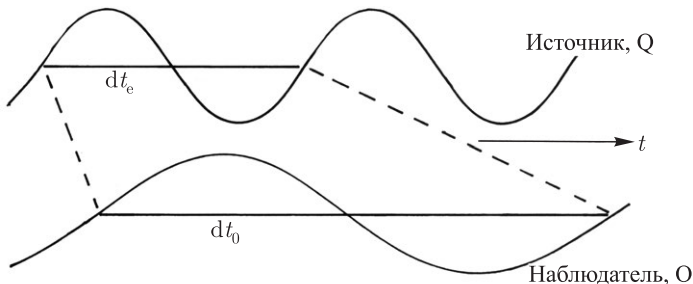


Рис. 7.2. Красное смещение световой волны, испущенной далеким источником

Вспомним теперь, что мы выбрали  $r$  как *содвигущуюся* координату (раздел 4.5), поэтому и в более поздний момент времени  $t_0 + dt_0$  источник по-прежнему определяется выражением  $r = r_0$  (изменение расстояния учитывается в масштабном коэффициенте  $R(t)$ ). Таким образом, левая часть уравнения (7.13) не меняется со временем для некоторой определенной пары источник–наблюдатель. Рассмотрим теперь второй сигнал, испущенный  $Q$  в момент времени  $t_e + dt_e$ , и предположим, что этот более поздний сигнал получен  $O$  в момент  $t_0 + dt_0$ . Тогда уравнение (7.13) для этого сигнала принимает вид

$$\int_0^{r_0} \frac{dr}{(1 - kr^2)^{1/2}} = \int_{t_c + dt_c}^{t_0 + dt_0} \frac{cdt}{R(t)}. \quad (7.14)$$

Вычитая уравнение (7.14) из уравнения (7.13), получаем

$$\int_{t_e}^{t_e + dt_e} \frac{cdt}{R(t)} = \int_{t_0}^{t_0 + dt_0} \frac{cdt}{R(t)}$$

или

$$\frac{dt_e}{R(t_e)} = \frac{dt_0}{R(t_0)}$$

(принимая  $dt_e/t_e, dt_0/t_0 \ll 1$ ). Предположим теперь, что два события испускания светового сигнала соответствуют последовательным гребням волны (рис. 7.2). Тогда

$$\frac{\nu_e}{\nu_0} = \frac{dt_0}{dt_e} = \frac{R(t_0)}{R(t_e)} = 1 + z. \quad (7.15)$$

Если Вселенная расширилась так, что  $R(t_0) > R(t_e)$ , значит мы можем говорить о красном смещении ( $z > 0$ ).

Если бы мы могли наблюдать свет, испущенный источником в момент времени  $t_e = 0$ , так что  $R(t_e) = 0$ , он имел бы бесконечную длину волны, обусловленную красным смещением. Однако поскольку при  $R(t)/R(t_0) < 10^{-3}$  Вселенная непрозрачна (раздел 5.2), мы знаем, что не можем видеть источники, красное смещение которых превышает 1000.

Некоторые модели с  $\Lambda > 0$  можно вообще исключить из рассмотрения из-за тех предсказаний, которые они делают в отношении красных смещений. Так, сразу же можно отвергнуть статическую модель Эйнштейна, поскольку она вообще не предсказывает красного смещения. Кроме того, имеется два типа моделей, которые не принимают Большой взрыв в качестве момента рождения Вселенной: модель Эддингтона–Леметра EL2 (рис. 4.12) и модели «подпрыгивающей» Вселенной. В каждом из вышеописанных случаев мы имели бы максимальное красное смещение, описанное выражением

$$1 + z_{max} = R_0/R_{min},$$

а в моделях «отскакивания» более далекие объекты демонстрировали бы еще и голубое смещение. Если красные смещения квазаров — величина космологическая, то  $z_{max} \gtrsim 6$ .

Модели Леметра (раздел 4.7) разрешают возраст Вселенной, значительно превышающий время Хаббла  $\tau_0$ . Поскольку эти модели имеют положительную кривизну (см. рис. 4.6, стр. 93) и являются пространственно конечными, значит существует захватывающая возможность оглядеть всю Вселенную и даже увидеть фантом Млечного Пути (в реальности свету не хватает времени, чтобы совершить подобное круговое путешествие, в силу чего мы имеем горизонт — раздел 4.10). На сегодняшний день у нас нет никаких свидетельств чего-либо подобного. На самом деле, поскольку

в общей теории относительности крупномасштабная топология Вселенной не определена, фантомные изображения в принципе могут возникнуть в рамках любой модели. Другим воздействием длительного «инерционного» периода (рис. 4.13) является большое средоточие объектов с красными смещениями, заданными выражением

$$1 + Z \sim R_0/R_c.$$

И опять-таки ничего подобного мы не видим, значит при  $z < 6$  это невозможно.

## 7.5. Горизонт

*Горизонт частиц* в момент времени  $t_0$  разделяет все частицы Вселенной на те, которые наблюдатель  $O$  видел, и те, которые он не видел до наступления  $t_0$ . Мы можем показать, что горизонт частиц существует для всех моделей с  $\Omega_0 > 0$  (т. е. для всех физически реалистичных моделей).

Согласно уравнению (7.13), горизонт частиц определяется выражением

$$\int_0^{t_0} \frac{cdt}{R(t)} = \int_0^{r_{ph}} \frac{dr}{(1 - kr^2)^{\frac{1}{2}}} = \chi_{ph}, \quad (7.16)$$

где  $r_{ph}$  — радиальная координата точки на горизонте частиц  $O$ . Соответствующее радиальное собственное расстояние до горизонта (т. е. измеренное с помощью радиолокационных методов) выражается как  $R_0\chi_{ph}$ . Для моделей, представляющих интерес сегодня, эта величина лежит в диапазоне  $3 - 4ct_0$ .

Данная величина превышает  $ct_0$  (расстояние, которое фотон преодолевает за время  $t_0$ ), поскольку собственное расстояние  $R_0\chi$  определяется как сумма расстояний, измеренных с помощью радиолокационных методов наблюдателями, рассеянными по всей Вселенной и выполняющими измерения в одно и то же время  $t_0$ . Сам фотон пересек все эти области в более ранние эпохи, когда Вселенная имела меньший размер.

Таким образом, ответ на вопрос «Насколько велика Вселенная?» состоит в том, что, какую бы космологическую модель мы ни приняли, сегодня мы можем видеть лишь конечную ее часть. Вообще, если не рассматривать частный случай монотонно расширяющихся моделей с  $\lambda = 0, k = -1$ , мы всегда будем видеть только конечную часть Вселенной, поскольку величина  $\chi_{ph}$  остается конечной при  $t_0 \rightarrow \infty$  (или, в случае пульсирующих моделей, при  $t_0 \rightarrow t_f$ , в момент «Большого сжатия»).

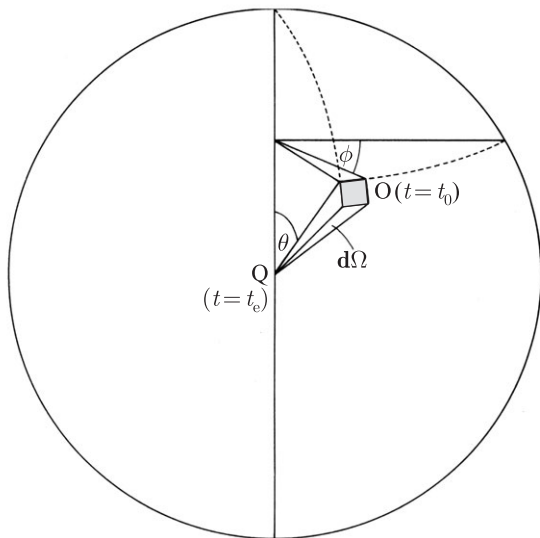


Рис. 7.3. Свет, испущенный в малый элемент телесного угла  $d\Omega$ , получает наблюдатель  $O$ , расположенный на малом прямоугольном элементе площади, образующей часть сферы  $r = r_0$  с центром в точке  $Q$

## 7.6. Фотометрическое расстояние

Чтобы вычислить световой поток от далекого источника  $Q$ , рассмотрим сферическую поверхность  $r = r_0$  с центром в точке  $Q$ , проходящую через наблюдателя  $O$ . Тогда элемент площади в  $O$ , определенный четырьмя точками  $(\theta, \phi)$ ,  $(\theta + d\theta, \phi)$ ,  $(\theta, \phi + d\phi)$  и  $(\theta + d\theta, \phi + d\phi)$ , будет стягивать телесный угол

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi$$

в  $Q$  (см. рис. 7.3). Чтобы вычислить площадь этого элемента, заметим, что «собственное» расстояние (т. е. расстояние, определенное с помощью радиолокационных методов) между двумя событиями задается как

$$(-c^2 ds^2)^{1/2} \Big|_{dt=0},$$

в силу чего площадь данного элемента равна

$$R(t_0)r_0 d\theta \cdot R(t_0)r_0 \sin \theta d\phi = R_0^2 r_0^2 d\Omega. \quad (7.17)$$

Для единичной площади

$$d\Omega = (R_0^2 r_0^2)^{-1}.$$

Энергия, испущенная за секунду в  $d\Omega$ , равна  $P d\Omega$ , поэтому световой поток, полученный  $O$  на единицу площади, составляет

$$S = \frac{P}{R_0^2 r_0^2} Z^{-2}, \quad (7.18)$$

где один коэффициент  $Z^{-1}$  обусловлен тем, что фотоны прибывают к месту назначения с меньшей энергией, чем та, которую они имеют при испускании (поскольку  $E = h\nu$ ), а второй коэффициент  $Z^{-1}$  учитывает то, что фотоны, согласно уравнению (7.15), прибывают к месту назначения реже, чем испускаются.

На основе определения зависимости расстояния от светимости (уравнение (3.1)) уравнение (7.18) предполагает, что

$$D_{lum} = R_0 r_0 Z, \quad (7.19)$$

где величина  $r_0$  связана с красным смещением уравнениями (7.13) и (7.16). Уравнение (7.13) можно записать как

$$\int_{R_0/Z}^{R_0} \frac{c dR}{R \dot{R}} = \begin{cases} \sin^{-1} r_0, & \text{если } k = 1, \\ r_0, & \text{если } k = 0, \\ \sinh^{-1} r_0, & \text{если } k = -1. \end{cases} \quad (7.20)$$

Затем можно показать, что при  $\Lambda = 0$

$$D_{lum} = c\tau_0 \{2[\Omega_0 z + (\Omega_0 - 2)(\sqrt{1 + \Omega_0 z} - 1)]/\Omega_0^2\}. \quad (7.21)$$

До первого порядка по  $z$  мы имеем закон Хаббла

$$D_{lum} = c\tau_0 z,$$

но полное выражение (7.21) зависит от космологического параметра плотности  $\Omega_0$ , поэтому, наблюдая  $D_{lum}(z)$ , мы можем надеяться определить  $\Omega_0$  (а также  $\Lambda$ , если последняя имеет ненулевое значение).

Переходя к звездным величинам (раздел 3.2), мы получаем

$$\begin{aligned} m &= M + 5 \lg \frac{D_{lum}(z)}{10pc} = \\ &= M + 5 \lg(c\tau_0/10pc) + 5 \lg \frac{2[\Omega_0 z + (\Omega_0 - 2)(\sqrt{1 + \Omega_0 z} - 1)]}{\Omega_0^2}. \end{aligned} \quad (7.22)$$

## 7.7. К-поправка

В вышеприведенных рассуждениях  $P$  и  $S$  представляют собой общую энергию, испущенную источником за секунду, и общую энергию, принятую наблюдателем за секунду на единицу площади соответственно. На практике мы обычно ведем наблюдения в некотором относительно узком диапазоне длин волн. Обозначим за  $P(\nu_e)d\nu_e$  энергию, испущенную за секунду в диапазоне частот  $(\nu_e, \nu_e + d\nu_e)$ , и предположим, что соответствующая энергия, полученная в верхних слоях атмосферы Земли, равна  $S(\nu_0)d\nu_0$ , где  $\nu_e = Z\nu_0$ . Тогда, согласно уравнению (7.18),

$$S(\nu_0)d\nu_0 = P(\nu_e)d\nu_e / D_{lum}^2,$$

где  $D_{lum}$  определяется по уравнению (7.19), поэтому

$$S(\nu_0) = P(\nu_0 Z) Z / D_{lum}^2. \quad (7.23)$$

Теперь допустим, что атмосфера Земли, телескоп и система обнаружения излучения приводят к регистрации доли  $\phi(\nu_0)$  энергии, попадающей в атмосферу на частоте  $\nu_0$ .

Тогда поток света, измеренный, скажем, в диапазоне  $B$ , равен

$$\begin{aligned} S_B &= \int_B \phi(\nu_0) S(\nu_0) d\nu_0 \\ &= \frac{Z}{D_{lum}^2} \int_B \phi(\nu_0) P(\nu_0 Z) d\nu_0. \end{aligned} \quad (7.24)$$

Выражая вышеописанное в звездных величинах, получаем

$$m = M + 5 \lg[D_{lum}(z)/10pc] + K(z), \quad (7.25)$$

где

$$K(z) = -2,5 \lg \left[ Z \int_B \phi(\nu_0) P(\nu_0 Z) d\nu_0 \right] / \int_B \phi(\nu_0) P(\nu_0) d\nu_0. \quad (7.26)$$

$K$ -поправка была вычислена для фотометрических диапазонов  $U$ ,  $B$  и  $V$  для различных типов галактик на основе наблюдений близлежащих галактик в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Для радиоволн или



квazarов в видимой части спектра хорошей аппроксимацией нередко служит степенной спектр  $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ ; тогда уравнение (7.23) принимает вид

$$S(\nu_0) = P(\nu_0)Z^{1-\alpha}/D_{lum}^2, \quad (7.27)$$

а уравнение (7.26) превращается в

$$K(z) = 2,5(\alpha - 1) \lg(1 + z), \quad (7.28)$$

поскольку  $Z = 1 + z$ .

На децимиллиметровых волнах, где  $\alpha \sim -4,5$ ,  $K$ -поправка подавляет эффект потускнения  $D_{lum}$ , в силу чего галактики с большими красными смещениями становятся видимыми при наблюдениях с высокой чувствительностью.

На рис. 7.4 приведены точные кривые  $m - z$  для различных значений  $q_0 = \Omega_0/2$  (если принять  $\lambda = 0$ ) в сравнении с наблюдаемой зависимостью красное смещение–звездная величина для самых ярких галактик в 103 скоплениях. Наиболее точным значением  $q_0$  для этих данных оказалось

$$q_0 = 1,6 \pm 0,4. \quad (7.29)$$

Однако истинная неопределенность значительно больше, поскольку со временем светимость галактик изменяется. Если в прошлом галактики давали больше света (из-за более высокой скорости образования звезд, например), значит величина  $q_0$  имеет меньшее значение и наоборот. Другим важным эффектом является «каннибализм» галактик, когда самые массивные галактики в скоплении разрастаются, сливаясь с другими галактиками.

Рассеяние точек на рис. 7.4 вблизи средней линии возникает потому, что эти галактики имеют неодинаковые светимости. Если на такой диаграмме изобразить все галактики, это рассеяние будет огромным, поскольку абсолютные звездные величины галактик варьируются в диапазоне по крайней мере двенадцати звездных величин (коэффициент 100 000 по оптической светимости  $P$ ). То же самое касается квазаров, если принять, что их красные смещения являются космологическими величинами. Ясно, что мы не можем использовать диаграмму зависимости красное смещение–звездная величина для определения космологических параметров всех галактик или квазаров.

Интересным методом оценки космологических параметров стало использование сверхновых типа Ia, расположенных на больших расстояниях.

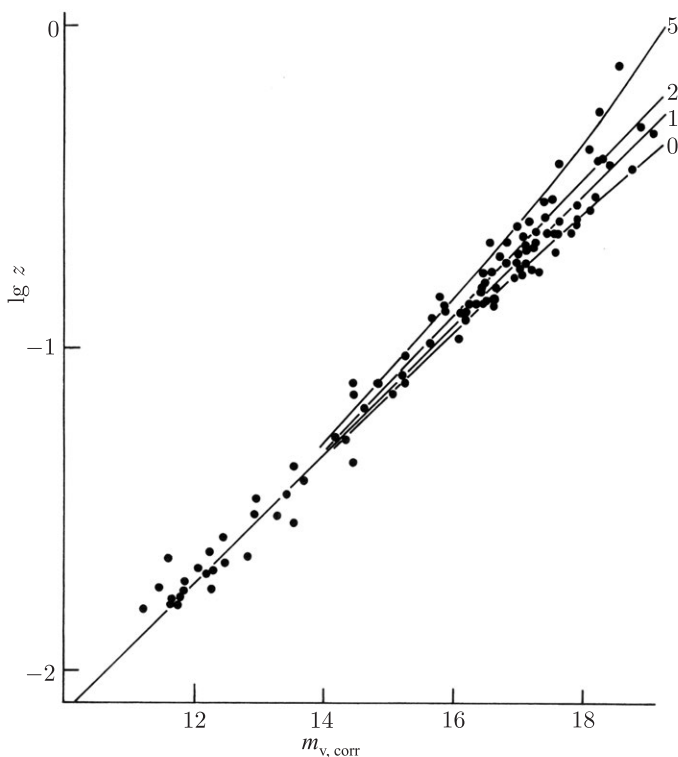


Рис. 7.4. Кривые зависимости красное смещение – звездная величина для космологических моделей с различными значениями  $q_0$  в сравнении с данными Сандажа и Висванатхана для самых ярких галактик в 103 скоплениях. Максимальное красное смещение в наблюдениях Хаббла от 1927 года имело величину 0,003. По горизонтальной ось отложена  $m_{v,corr} = m_v - K(z)$

Сверхновые типа Ia образуются, когда перенос массы со звезды-компаньона переводит белый карлик за предел устойчивости Чандрасекара, равный 1,4 массам Солнца. Считается, что после этого белый карлик взрывается, а яркость его на протяжении недели увеличивается в гигантское количество раз, после чего за следующие несколько месяцев неуклонно снижается. В фазу своей максимальной светимости сверхновая светит ярче материнской га-

лактики. С помощью современных телескопов сверхновые типа Ia можно наблюдать и исследовать при красных смещениях, превышающих 1.

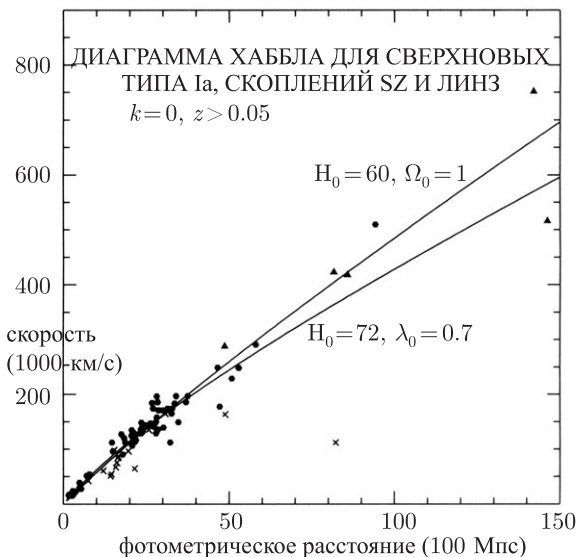


Рис. 7.5. Диаграмма расстояния скорость – светимость для сверхновых типа Ia (закрашенные кружки), скоплений S-Z (крестики) и систем гравитационных линз, характеризующихся временной задержкой (закрашенные треугольники)

Две независимые команды астрономов составили обширные каталоги сверхновых с красным смещением и воспользовались ими для изучения  $D_{lum}(z)$ . Все они считают, что их данные невозможно подогнать под модели с  $\Lambda=0$  при любом значении  $\Omega_0$  и что необходима  $\Lambda > 0$ . На рис. 7.5 изображена диаграмма расстояния скорость – светимость для сверхновых типа Ia в сравнении с общепринятой моделью, характеризуемой  $\lambda_0=0,7$ ,  $\Omega_0=0,3$ ,  $H_0=72$  (так что  $k=0$ , согласно уравнению (4.32)), и моделью Эйнштейна – де Ситтера с  $H_0 = 60$ .

И все же данный метод сопряжен с некоторыми неопределенностями: 1) мы не уверены в том, что сверхновые типа Ia при  $z = 1$  абсолютно идентичны сверхновым в текущую эпоху из-за влияния звездной эволюции

и изменяющегося содержания тяжелых химических элементов; 2) мы знаем, что не все сверхновые в фазу своей максимальной светимости имеют одинаковую светимость, и способ корректировки этого момента в настоящее время не имеет под собой никакой теоретической основы; 3) сложно внести поправку на затухание под действием межзвездной пыли в материнской галактике, которое может оказаться более сильным при  $z = 1$ , нежели в текущую эпоху. Однако у нас нет никаких сомнений в том, что использование сверхновых для наглядного изучения геометрии Вселенной уже проявило свой колоссальный потенциал.

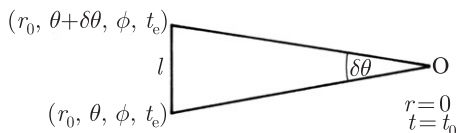


Рис. 7.6. Объект размера  $l$ , на который опирается угол  $\delta\theta$  с вершиной, совпадающей с наблюдателем  $O$

Двумя другими методами, потенциально способными распространить проверку фотометрическим расстоянием на высокие значения красного смещения, являются временная задержка, которую обеспечивают гравитационные линзы и которая проявляется в многочисленных линзированных изображениях переменных источников типа квазаров, и эффект Сюняева–Зельдовича в скоплениях галактик, которые содержат газ, испускающий горячие рентгеновские лучи (см. рис. 7.5).

## 7.8. Угловой диаметр

Рассмотрим объект, имеющий размер  $l$  и расположенный на расстоянии  $r = r_0$ , на который опирается угол  $\delta\theta$  с вершиной в начале координат (рис. 7.6). Согласно метрике (уравнение (7.11)), собственное расстояние между концами этого объекта по определению равно

$$R(t_e)r_0\delta\theta = l, \quad (7.30)$$

поэтому

$$\delta\theta = \frac{lZ}{R_0r_0}. \quad (7.31)$$

Тогда из уравнения (3.5) угловой диаметр составляет

$$D_{diam} = R_0 r_0 Z^{-1}.$$

Данная формула применялась к ярким галактикам в скоплениях (рис. 7.7); полученное значение  $q_0$  составляло  $0,15 \pm 0,3$ . Эту проверку также можно применить к богатым скоплениям галактик, которые, видимо, имеют ядро четко определенного линейного размера (рис. 7.8), получив формальный результат:  $q_0 \cong -0,3 \pm 0,6$ . Однако на это может повлиять динамическая эволюция скоплений.

Обратите внимание на то, что все теоретические кривые, за исключением кривой для  $q_0 = 0$ , проходят через минимум по  $\delta\theta$ , после которого  $\delta\theta$  начинает увеличиваться с красным смещением. И если бы мы увидели это в реальности, это послужило бы важной проверкой для данных моделей. Поскольку минимум приходится на достаточно большое красное смещение, если только  $q_0$  не имеет чрезмерно большого значения, наиболее подходящим объектом для подобной проверки являются квазары. На рис. 7.9 приведен график зависимости среднего радиоразмера компактных радиоисточников в квазарах и радиогалактиках от красного смещения. При  $\Omega_0 = 1$  мы наблюдаем замечательно точное соответствие приведенного графика теоретической кривой (уравнение (7.25)), причем, судя по всему, имеются свидетельства ожидаемого минимума по зависимости  $\theta - z$ . Однако возможная эволюция популяции радиоисточников вносит в данный способ определения  $\Omega_0$  ноту неопределенности.

В 1990-х годах проверке с помощью углового диаметра нашлось новое применение. При анализе амплитуды реликтового излучения как функции угловой шкалы, при угле примерно в один градус наблюдается резкий пик (известный как первый пик Доплера) (рис. 5.7). Этот пик ожидается, поскольку возмущения плотности ведут себя подобно акустическим осцилляциям в период, предшествующий эпохе рекомбинации. Во время рекомбинации мы ожидаем сильный всплеск на шкале горизонта. Поскольку в ранней Вселенной скорость звука  $\simeq c/\sqrt{3}$ , радиус акустического горизонта равен  $R_{\chi_{ph}}/\sqrt{3}$  (см. раздел 7.5), определенному при  $t_{\text{раз}}$  (350 000 лет, см. стр. 117). Затем мы можем использовать уравнение (7.31), чтобы найти, какая комбинация космологических параметров приведет к тому, что угловой размер этого пика будет равен одному градусу. Точный анализ приводит к следующему выводу: Вселенная удивительно близка к пространственно плоской ( $k = 0$ ), причем  $-0,02 < kc^2/R_0^2 H_0^2 < 0,02$ , согласно заключению команды WMAP.

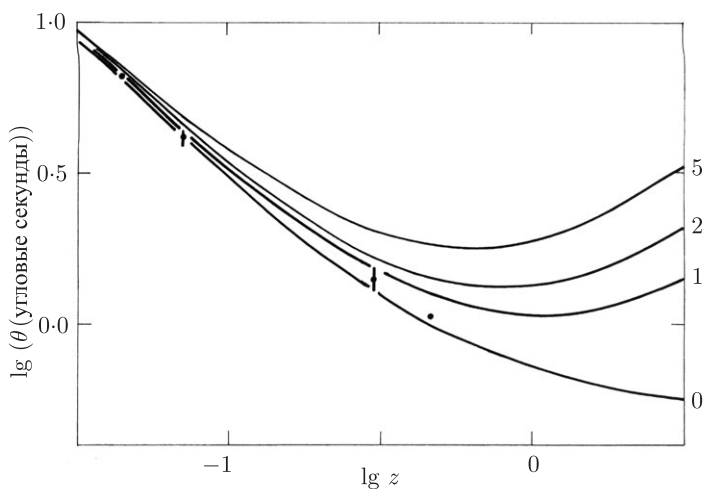


Рис. 7.7. Диаграмма зависимости угловой диаметр – красное смещение для галактик в скоплениях. Теоретические кривые помечены значением  $q_0$

## 7.9. Подсчет источников

Рассмотрим население источников, однородно и хаотично распределенных по веществу Вселенной подобно изюму в кексе. Численная плотность этих источников равна

$$\eta(t) \propto \rho(t), \quad (7.32)$$

если вероятность того, что некоторый кусочек вещества является источником, не зависит от  $t$ . Собственный объем элемента в  $Q$  равен (рис. 7.10)

$$dV = \frac{Rdr}{(1 - kr^2)^{1/2}} \cdot Rrd\theta \cdot Rr \sin \theta d\phi, \quad (7.33)$$

а на один стерадиан сферической оболочки

$$dV = \frac{R^3(t)r^2dr}{(1 - kr^2)^{1/2}}.$$

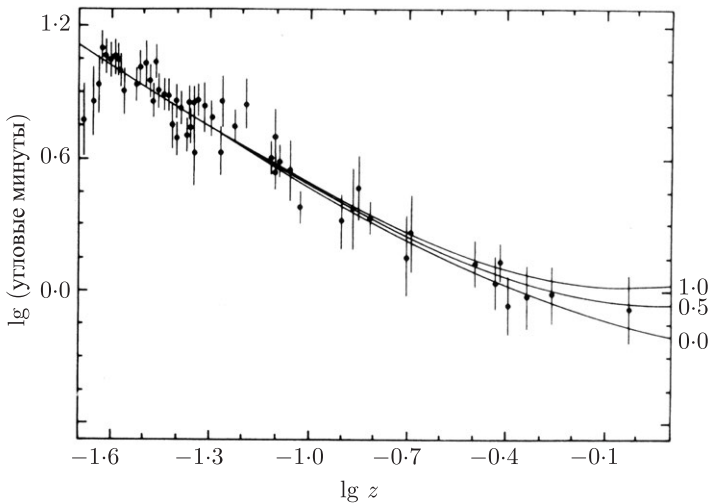


Рис. 7.8. Диаграмма зависимости угловой диаметр – красное смещение для скоплений галактик

Тогда, согласно уравнениям (4.11) и (7.32), число источников в одном стереadiane этой оболочки

$$\frac{\eta(t)R^3(t)r^2dr}{(1-kr^2)^{1/2}} = \frac{\eta_0 R_0^3 r^2 dr}{(1-kr^2)^{1/2}},$$

где  $\eta_0 = \eta(t_0)$ .

Общее число источников на стереadian вплоть до  $r = r_0$  составляет

$$N(r_0) = \eta_0 R_0^3 \int_0^{r_0} \frac{r^2 dr}{(1-kr^2)^{1/2}}. \quad (7.34)$$

Это можно объединить с уравнением (7.18), чтобы получить  $N(S)$  — число источников на стереadian, которые ярче, чем  $S$ , — при условии, что все источники имеют одинаковую светимость.

Оказывается, что

$$\frac{d \lg N}{d \lg S} > -1,5 \quad \text{для всех } S, q_0.$$

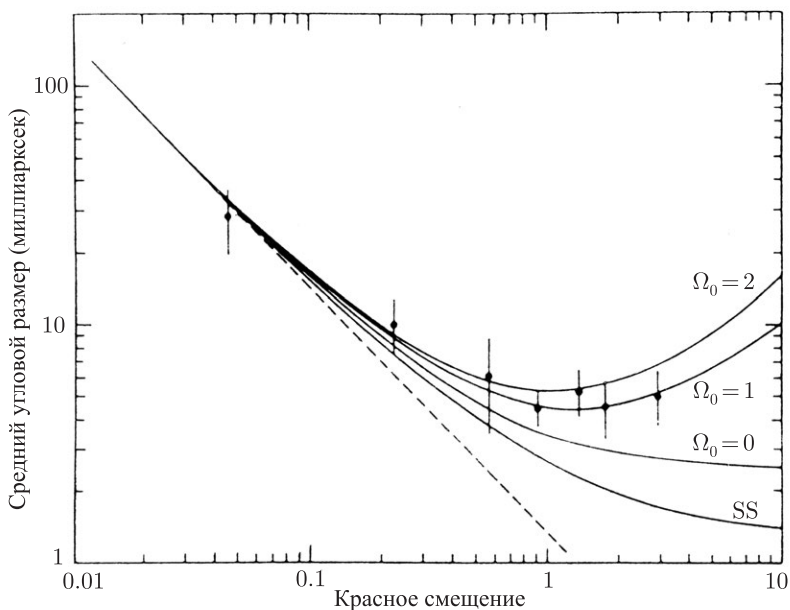


Рис. 7.9. Зависимость среднего углового диаметра от красного смещения для 82 компактных радиоисточников в сравнении с моделями, в которых  $\Lambda = 0$ , для стандартного источника размера 41 пк и  $\Omega_0 = 0, 1, 2$ . Также приводится кривая для модели устойчивого состояния (см. главу 8). Рисунок из статьи Kellermann (1993 г.), *Nature* **361**, 134

На рис. 7.11 приведен оптический подсчет галактик. Определить  $q_0$  невозможно из-за наблюдательных неопределенностей и незнания эволюции галактики.

Подсчеты радиоисточников (рис. 7.12) имеют гораздо более крутой вид, чем любые теоретические кривые, что свидетельствует о существовании серьезных эволюционных воздействий. Источники (главным образом квазары и радиогалактики) в прошлом должны были либо иметь более высокую светимость, либо более высокую вероятность свечения источника.

На рис. 7.13 приводятся подсчеты наблюдаемых галактик в широком спектре длин волн (децимиллиметровые, дальние инфракрасные, средние



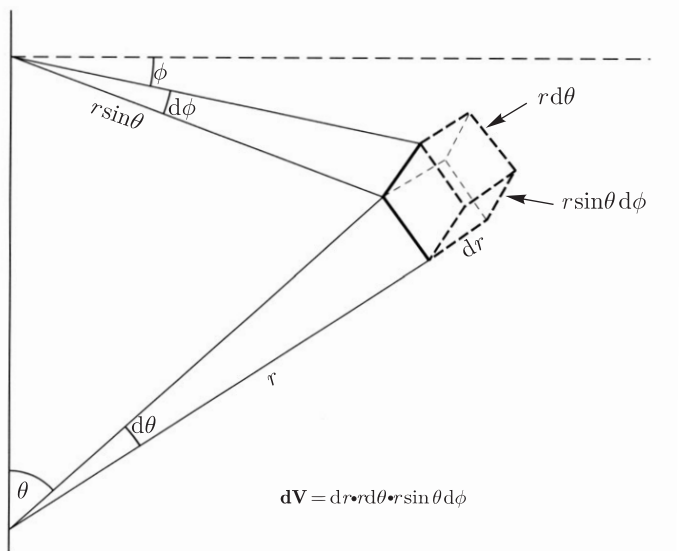


Рис. 7.10. Малый элемент объема

инфракрасные), а также предсказания для Вселенной с сильной эволюцией светимости,  $\Omega_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 0,7$ , которая согласуется с тем, что нам известно об истории образования звезд в галактиках (см. рис. 6.6).

*Подсчеты нормальных галактик в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах*

Подсчеты галактик в дальнем  $B$ -диапазоне имеют слишком крутой вид при тусклых звездных величинах для пассивно развивающихся моделей, которые разрешают только эволюцию звезд в галактиках. На протяжении нескольких лет ученые утверждали, что распределение красных смещений для галактик из дальних выборок соответствуют модели, в которой эволюция отсутствует, и нет никакой возможности «приплести» сюда большое красное смещение, которого следовало бы ожидать при эволюции светимости. Однако очень дальние выборки галактик, полученные с помощью Hubble Deep Field, наряду с наблюдениями красных смещений галактик в ближнем инфракрасном диапазоне, свидетельствуют о том, что сильная эволюция светимости все же существует вплоть до  $z = 1 - 2$ .

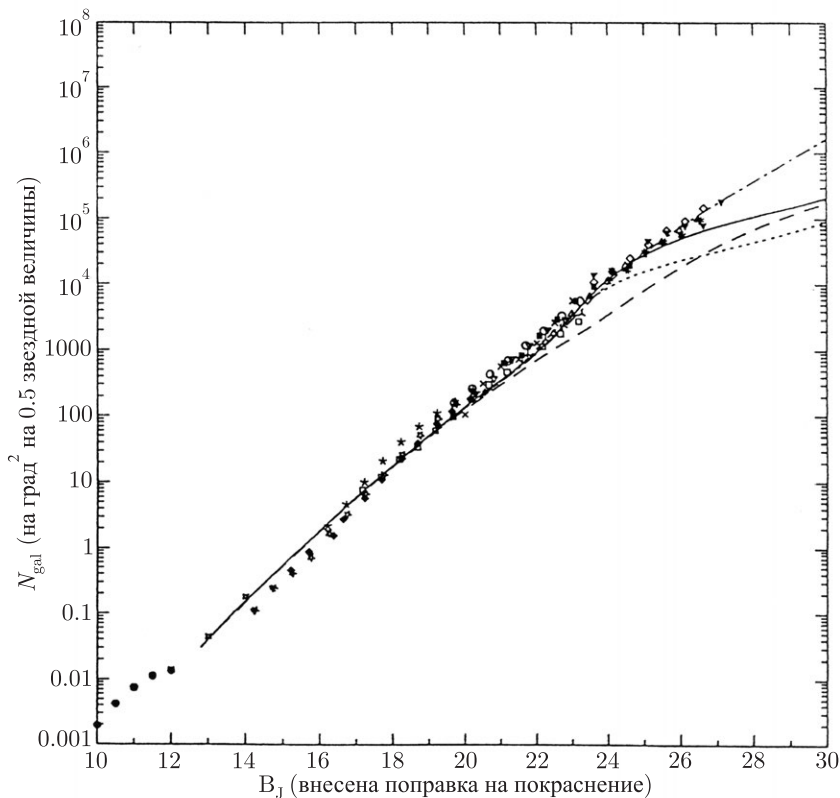


Рис. 7.11. Подсчет галактик в  $B_J$ -диапазоне (разными символами обозначены разные наблюдения) в сравнении с моделью, в которой эволюция звезд отсутствует и  $\Omega_0 = 0, 1$  (пунктирная кривая), а также с моделями, которые разрешают эволюцию звезд в галактиках и  $\Omega_0 = 0, 1$  (сплошная кривая) и 1 (точечная кривая). Штрих-пунктирная кривая означает то же, что и последняя кривая, но функция светимости становится круче в тусклом конце диапазона для  $z > 1$ . Рисунок из работы T. Shanks

*Подсчеты активных галактик в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах*

Подсчеты радиоисточников свидетельствуют о сильной эволюции радиогалактик и радиогромких квазаров. Эта эволюция близка к эволюции

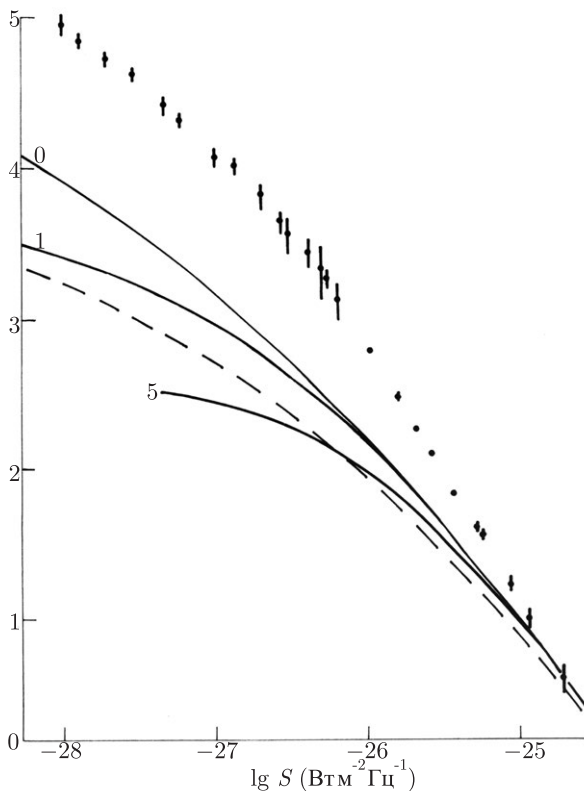


Рис. 7.12. Подсчеты радиоисточников в сравнении с теоретическими кривыми для различных  $q_0$  (сплошные кривые) и для модели устойчивого состояния (пунктирная кривая — см. раздел 8.3), демонстрирующие сильное эволюционное воздействие на население радиоисточников

чистой «светимости», в которой функцию светимости можно аппроксимировать выражением

$$\phi(L, z) = \phi(L, L^*(z)), \quad (7.35)$$

где

$$L^*(z) \propto \begin{cases} (1+z)^{3,1}, & 0 < z < 2, \\ \simeq \text{constant}, & 2 < z < 5. \end{cases}$$

Оптические наблюдения (преимущественно радиотихих) квазаров также показывают сильную эволюцию, которая тоже близка к эволюции чистой светимости этого же вида.

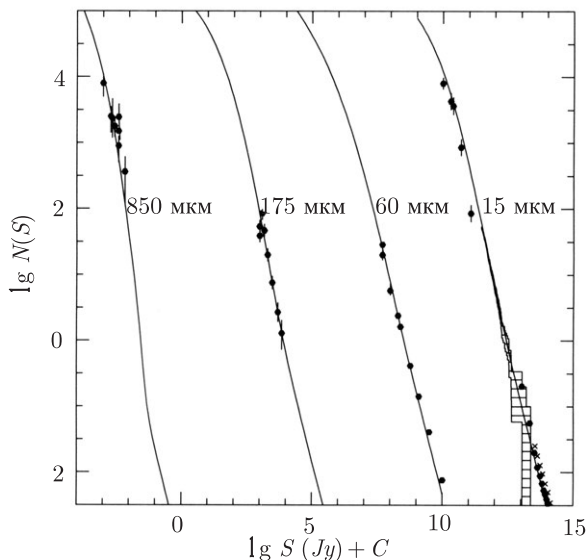


Рис. 7.13. Предсказанные и наблюдаемые подсчеты галактик на длинах волн 850 и 175 мкм (децимиллиметровый диапазон,  $C = 0,5$ ), 60 мкм (дальний инфракрасный диапазон,  $C = 9$ ), 15 мкм (средний инфракрасный диапазон,  $C = 14$ ). Предсказанные кривые рассчитаны в предположении, что  $\Omega_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 0,7$ , которая переживает сильную эволюцию светимости вида, показанного на рис. 6.6 (Rowan–Robinson, 2001)

В подсчетах, проведенных с помощью спутника ROSAT в дальнем рентгеновском диапазоне, преобладают квазары, а полученные данные также свидетельствуют о сильной эволюции.

*Подсчеты галактик с интенсивным звездообразованием в дальнем инфракрасном, децимиллиметровом и радиодиапазонах*

Обзоры галактик, проведенные спутником IRAS на длине волны 60 мкм, совершенно определенно свидетельствуют в пользу сильной эволю-

ции, протекавшей с аналогичной скоростью, что и эволюция, наблюдавшаяся в квазарах и радиогалактиках. Веские свидетельства в пользу существования эволюции получены также в результате подсчета источников на волнах длиной 15, 60, 175 и 850 мкм (рис. 7.13).

По причине сильной связи между светимостью в дальнем красном диапазоне и радиосветимостью для спиральных галактик подсчет радиоисточников с яркостью деци-мЯн на частоте 1,4 Гц и обзоры выборок тусклых радиоисточников могут наложить жесткие ограничения на эволюцию населения галактик с интенсивным звездообразованием. Ниже уровня в один мЯн в населении радиоисточников преобладают галактики с интенсивным звездообразованием, которые, судя по всему, переживают мощную эволюцию, протекающую со скоростью, аналогичной уравнению (7.35).

Наиболее вероятным механизмом, движущим эволюцией в этих различных типах активных галактик, являются взаимодействия галактик друг с другом, или слияния, которые могут способствовать сгущению газа в направлении ядер галактик, тем самым питая черную дыру, существующую в их центре, и вызывая всплеск звездообразования.

### *Средний инфракрасный диапазон*

Наблюдения, проведенные с помощью Инфракрасной космической обсерватории (ISO) на длине волны 15 мкм, дают результаты в диапазоне, составляющем шесть порядков плотности светового потока (рис. 7.13). Такие модели требуют существования вклада от вспышек звезд, инфракрасных облаков и пылевых торов, окружающих активные ядра галактик.

## **7.10. Проверка с помощью соотношения светимость–объем**

Эволюционные эффекты также можно отчетливо увидеть с помощью проверки соотношения *светимость–объем*, объединяющей проверки с помощью зависимости светимость–расстояние и подсчета источников в одну, более серьезную, проверку при условии наличия полной выборки источников вплоть до некоторого предельного уровня светового потока  $S_{min}$ . Для источника из этой выборки, имеющего световой поток  $S$  и красное смещение  $z$ , с помощью уравнения (7.18) можно вычислить светимость  $P$  для некоторой выбранной космологической модели. Затем источники со светимостью  $P$  нужно равномерно распределить относительно содвигущегося объема  $V(z)$  (т. е. предусматривая влияние расширения Вселенной). Безусловно, появится красное смещение  $z_{max}$ , при котором источник, имею-

щий светимость  $P$ , будет исчезать из нашей выборки (его световой поток будет падать ниже  $S_{min}$  для  $z > z_{max}$ ), поэтому в действительности вышеописанную однородность распределения можно проверить только, скажем, для  $0 < V(z) \leq V(z_{max}) = V_m$ . На практике лучше всего вычислить  $V/V_m$  для каждого источника в выборке, после чего посмотреть на распределение светимости относительно  $V/V_m$ . На рис. 7.14 показаны такие распределения для радиогалактик и квазаров в третьем Кембриджском каталоге радиоисточников (см. таблицу 7.1). Распределения квазаров и радиогалактик с более высокой светимостью поразительно неоднородны (при больших значениях  $V/V_m$  находится больше источников), что свидетельствует о присутствии эволюционных эффектов.

## 7.11. Объединенное фоновое излучение

Интенсивность объединенного реликтового излучения от населения источников со светимостью  $P$  и численной плотностью в текущую эпоху  $\eta_0$ , согласно уравнению (7.12), равна

$$I = \int_{S=0}^{\infty} S dN(S) \quad \text{Вт м}^{-2} \text{ср}^{-1} \quad (7.36)$$

$$= \eta_0 P R_0 \int_{Z=1}^x \frac{dr}{Z^2(1 - kr^2)^{1/2}} = \eta_0 P c \int_{t=0}^{t_0} \frac{R(t)}{R_0} dt. \quad (7.37)$$

Отсюда следует, что

$$I < \eta_0 P c \tau_0$$

для всех моделей.

Если теперь учесть, что интенсивность фона в диапазоне частот  $(\nu_0, \nu_0 + d\nu_0)$  равна  $I(\nu_0)d\nu_0$ , то

$$I(\nu_0) = \eta_0 c \int_{t=0}^{t_0} p(\nu_0 Z) dt, \quad (7.38)$$

где  $Z = R_0/R(t)$ .

На рис. 7.15 показан наблюдаемый фон как функция частоты для различных населений источников.

Таблица 7.1. Некоторые крупнейшие каталоги современной астрономии  
В оптическом диапазоне

1 *Реферативный каталог ярких галактик*

Этот каталог, составленный Ж. и А. де Вокулерами, содержит главным образом галактики из Нового общего и индексного каталогов (NGC<sup>†</sup> и IC<sup>†</sup>) туманностей, которые в свою очередь основаны на Общем каталоге В. и Дж. Гершелей. Он содержит информацию о 2599 галактиках и считается полным до тринадцатой звездной величины.

2 *Каталог галактик и их скоплений Цвикки*

Этот каталог, составленный Ф. Цвикки и его сотрудниками, содержит 31 000 галактик Северного полушария, яркость которых выше  $m_{pg} = 15,7$ , а также 9700 скоплений галактик.

• *Каталог богатых скоплений галактик Абеля*

Насчитывает 2700 богатых скоплений галактик.

• *Каталоги необычных объектов*

а) *Списки компактных галактик Цвикки*; б) *Атлас пекулярных галактик Арпа*; в) *Каталог взаимодействующих галактик Воронцова-Вельяминова*; г) *Каталог голубых галактик Маркариана*.

• *Цифровое наблюдение неба с помощью SLOAN*, охватывающей четверть всего неба, 300 миллионов объектов. В инфракрасном диапазоне<sup>†</sup>.

*Каталог точечных источников IRAS*, содержащий источники, обнаруженные на длинах волн 12, 25, 60 и 100 мкм

*Обзор всего неба 2MASS* на 1,25, 1,6 и 2,2 мкм, один миллион галактик.

В радиодиапазоне<sup>†</sup>

*Исправленный третий Кембриджский каталог источников Северного полушария с яркостью более девяти Ян* [ $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ ] при 178 МГц.

*Каталог источников Южного полушария Паркса*.

*Обзоры NVSS и FIRST VLA*.

В рентгеновском диапазоне<sup>†</sup>

*Четвертый каталог Ухуру* ярких источников в диапазоне 2–8 кэВ, составленный по данным спутника Ухуру.

*Обзор всего неба ROSAT* при 0,1–2 кэВ.

---

<sup>†</sup> Содержит также некоторые галактические источники.

## Радиофон

Здесь главный вклад обеспечивает Млечный Путь, однако мы можем показать, что внегалактические источники, имеющие крутой спектр (сред-

ний спектральный индекс  $\alpha \sim 0,8$  — раздел 1.4, стр. 18), добавляют интенсивность около  $10^{-21,6} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1} \text{ ср}^{-1}$  на частоте 178 МГц, что примерно в десять раз превышает величину, предсказанную при условии отсутствия эволюции. Это еще раз подтверждает тот факт, что эволюция должна была иметь место, как и предсказывают подсчеты источников.

### *Микроволновый и инфракрасный фон*

В микроволновом диапазоне преобладает излучение абсолютно черного тела с температурой 2,7 градуса по шкале Кельвина. По причине значительных вкладов, которые в фоновое излучение вносят атмосфера Земли и эмиссия от межзвездной и межпланетной пыли, обнаружение дальнего инфракрасного и децимиллиметрового фона от галактик сопряжено с очень тщательным отделением этих фоновых излучений. В настоящее время это достигнуто на длине волн 140–850 мкм. Предсказанный вклад межзвездной галактической пыли и галактик с бурным звездообразованием показан на рис. 7.15.

### *Оптический фон*

Предсказанный объединенный фон от света звезд в галактиках довольно прилично не дотягивает до пределов наблюдений. Проблема состоит в том, что яркость земной атмосферы (для наблюдений, которые проводятся с Земли), зодиакального света и света звезд Млечного пути заглушает космический фон.

*Ультрафиолетовый и мягкий рентгеновский фон* Наблюдения со спутников и космических кораблей свидетельствуют о существовании фонового излучения, источники которого сосредоточены в направлении плоскости Галактики, что может быть обусловлено рассеиванием пыли в ультрафиолетовом диапазоне и эмиссией от горячего ( $10^5$ – $10^6$  К) межзвездного газа на длинах волн мягких рентгеновских лучей. На высоких галактических широтах можно увидеть изотропную составляющую, которая, возможно, обусловлена гало горячего газа, окружающим нашу Галактику. Внегалактический фон в диапазоне длин волн 100–912 Å (0,01–0,09 мкм) недоступен для наблюдений из-за межзвездного поглощения.

### *Жесткий рентгеновский и гамма-фон*

Спутник «Эйнштейн» обнаружил, что самый большой вклад в фон с 1–3 кэВ вносят квазары. Значительный вклад в фон с 2–10 кэВ также вносят такие дискретные источники, как скопления галактик ( $\sim 10$  про-



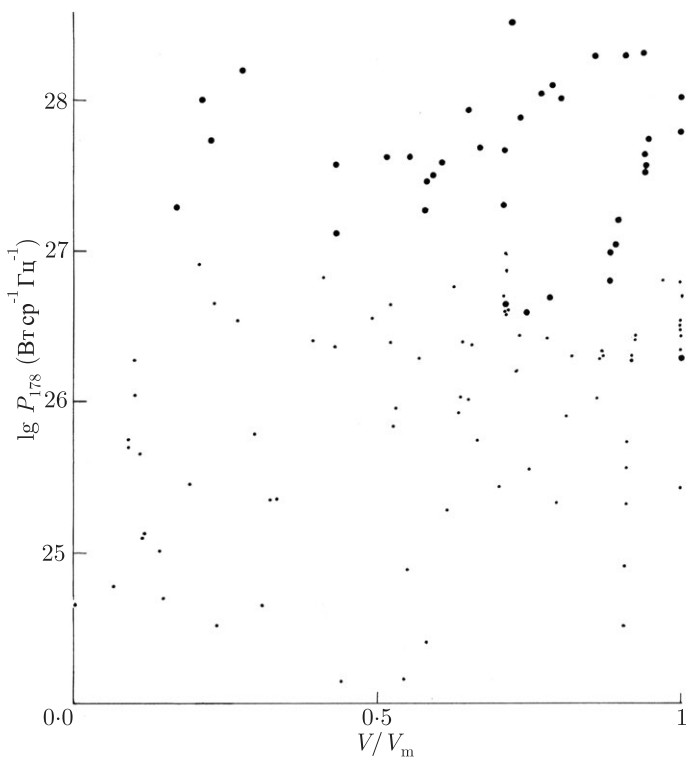


Рис. 7.14. Проверка с помощью соотношения светимость-объем. Зависимость распределения монохромной светимости радиоисточников (на частоте 178 МГц) от величины  $V/V_m$  для всех квазаров (крупные точки) и радиогалактик (мелкие точки) исправленного третьего Кембриджского каталога радиоисточников (см. таблицу 7.1) с видимой звездной величиной ярче 19,5 и с  $|b| > 10^\circ$ ,  $\delta > 10^\circ$ , где  $b$  — галактическая широта, а  $\delta$  — магнитное склонение. Распределение квазаров и радиогалактик с более высокой светимостью неоднородно, значит со временем свойства этих населений изменились весьма значительно. Все расчеты выполнены в рамках модели Милна ( $q_0 = 0$ ), однако для других космологических моделей получены аналогичные результаты

центров) и линии испускания галактик ( $\sim 30$  процентов). Эти результаты подтвердились по завершении миссий ROSAT и CHANDRA.

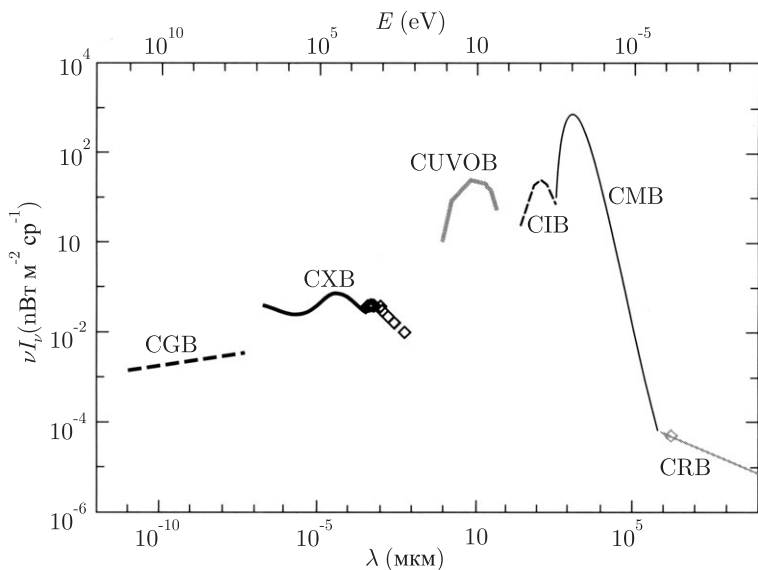


Рис. 7.15. Интенсивность объединенного фонового излучения. CRB: космический радиотфон, CMB: космическое реликтовое излучение, CIB: космический инфракрасный фон от межзвездной галактической пыли и галактик с интенсивным звездообразованием, CUVOB: космический ультрафиолетовый и оптический фон, CXB: космический рентгеновский фон, CGB: космический фон гамма-излучения. (Любезно предоставлено Э. Двеком и М. Хойзером)

В диапазоне 2–130 кэВ фон можно «подогнать» под тепловое тормозное излучение от горячего ( $4, 4 \times 10^8$  К) межгалактического газа ( $\Omega = 0, 46$ ), однако существует значительная сложность, связанная с объяснением энергии, необходимой для нагревания этого газа, да и плотность эта в любом случае значительно превышает известную плотность барионов. Таким образом, гораздо вероятнее, что жесткий рентгеновский фон создан в основном квазарами и прочими активными ядрами галактик, причем не исключено, что некоторые из них сильно затенены межзвездной пылью.

Дополнительный вклад в общий фон Вселенной вносит обратное комптоновское излучение (раздел 1.4, стр. 14) от обычных галактик, радиогалактик и квазаров, обусловленное взаимодействием релятивистских электронов, которые отвечают за радиосинхротронное излучение перечислен-

ных объектов, с фотонами излучения абсолютно черного тела. Однако если только магнитные поля данных объектов не являются удивительно слабыми, их общий вклад в фоновое излучение, скорее всего, невелик.

Фон гамма-излучения демонстрирует заметное усиление в направлении плоскости Галактики, что, как считают ученые, вызвано распадом  $\pi^0$ -мезонов, созданных космическими лучами с высокой энергией, которые пронизывают межзвездный газ нашей Галактики. Основной вклад в изотропную составляющую фонового излучения, судя по всему, вносят квазары и сейфертовские галактики. Более экзотическими можно считать излучение Хокинга от первичных черных дыр и  $\pi^0$ -распад, обусловленный аннигиляцией вещества-антивещества (эпилог, стр. 216).

Таблица 7.2. Свойства некоторых космологических моделей

Величина	Модель Милна	Модель Эйнштейна – де Ситтера	Модель де Ситтера	Модель устойчивого состояния
$k$	-1	0	0	0
$\lambda = \Lambda/3H_0^2$	0	0	1	1
$R(t)$	$ct$	$R_0(t/t_0)^{\frac{2}{3}}$	$R_0 \exp(t - t_0)/\tau_0$	$R_0 \exp(t - t_0)/\tau_0$
$\tau_0(1/H_0)$	$t_0$	$3t_0/2$	постоянная	постоянная
$q_0$	0	$\frac{1}{2}$	-1	-1
$\Omega_0$	0	1	0	$\frac{1}{2}$
$R_0$	$c\tau_0$	$c\tau_0$	$c\tau_0$	$c\tau_0$
$r_0(z)$	$(Z - 1/Z)/2$	$2(1 - Z^{-\frac{1}{2}})$	$z$	$z$
$D_{lum}(z) =$ $= R_0 r_0(z)Z$ $D_{diam}(z) =$ $= R_0 r_0(z)/Z$				
$N(z)/n_0(c\tau_0)^3$	$(Z^2 - Z^{-2})/8 - \ln Z/2$	$8(1 - Z^{-\frac{1}{2}})^3/3$	$z^3/3$	$\ln Z - (2z + 3z^2)/2Z^2$
$I(\nu_0)/\eta_0 c\tau_0 P(\nu_0)$	$1/(1 + \alpha)$	$2/(3 + 2\alpha)$	$1/\alpha$	$1/(3 + \alpha)$

Примечание:

$Z = 1 + z$ .

## 7.12. Задачи

7.1. Дать подробные предсказания проверок, описанных в этой главе, для случаев  $q_0 = 0, 1/2$ .

7.2. Для Вселенной, в которой  $k = 0$ ,  $R(t) = R_0(t/t_0)^n$ , где  $n < 1$ , используя уравнения (7.16) и (7.20), вывести, что

$$r_0 = (ct_0/(1-n)R_0)[1 - (1+z)^{1-1/n}].$$

Для  $n = 2/3$  вывести, что собственное расстояние до квазара с красным смещением  $z = 5$  равно  $c\tau_0[6 - \sqrt{6}]/3$ .

7.3. Показать, что для населения источников одного линейного размера  $l$  в модели Эйнштейна–де Ситтера при  $z = 5/4$  существует минимальный наблюдаемый угловой диаметр.

7.4. Если допустить, что во Вселенной с критической плотностью преобладает вещество, сколько лет было Вселенной (в виде доли ее современного возраста), когда квазар, видимый при красном смещении, равном пяти, испустил свой свет? Если измерять расстояния в современной Вселенной, насколько далек этот квазар (при измерении в виде доли расстояния до границы видимой Вселенной)?

При каком красном смещении был бы виден квазар, будь он расположен на расстоянии Хаббла  $cH^{-1}$ ?

7.5. Галактика, видимая при красном смещении 2, по оценкам на основе ее звездного населения, имеет возраст более полутора миллиардов лет. Если допустить, что она образовалась при красном смещении, равном пяти, использовать это наблюдение, чтобы наложить верхний предел на параметр Хаббла  $h$ , принимая, что Вселенная имеет критическую плотность.

7.6. Для Вселенной Эйнштейна–де Ситтера показать, что собственное расстояние до горизонта в эпоху разделения излучения и вещества равно  $3ct_{\text{разд}}$ . Показать, что угол, при котором наблюдается первый доплеровский пик реликтового излучения, имеет вид  $\theta = \sqrt{3}t_{\text{разд}}(1 + z_{\text{разд}})/2\tau_0$ . Показать, что при  $H_0 = 50$  и  $z_{\text{разд}} = 1100$  это соответствует одному градусу.

## ГЛАВА 8

# Другие космологические теории

### 8.1. Введение

До сего момента мы описывали исключительно стандартные, изотропные, однородные модели, созданные в рамках общей теории относительности для Вселенной, рожденной в горячем Большом взрыве, и их следствия. В данной главе мы обратим внимание на некоторые альтернативные идеи как в рамках общей теории относительности, так и за ее пределами.

Прежде всего остановимся на некоторых проблемах моделей, предлагаемых в рамках общей теории относительности для Вселенной, рожденной в горячем Большом взрыве, и решении этих проблем предлагаемым сценарием, в котором присутствует эпоха инфляции. Затем, по историческим причинам, мы расскажем о теории устойчивого состояния. Помимо этого, мы рассмотрим некоторые теории гравитации, в которых гравитационная «постоянная»  $G$  со временем изменяется, плюс анизотропные и неоднородные модели в рамках общей теории относительности. Кроме того, мы упомянем о космологических следствиях теорий «Великого объединения», которые делают попытку объединить сильное, электромагнитное и слабое взаимодействие в физике, а также обсудим модели, вообще не приемлющие горячий Большой взрыв. Наконец, мы обратимся к «магическим» числам Эддингтона и «антропному» принципу.

### 8.2. Проблемы моделей, созданных в рамках общей теории относительности для Вселенной, рожденной в горячем Большом взрыве: решение, предлагаемое теорией инфляции

В рамках стандартных моделей Фридмана существует три проблемы:

- *Проблема плоскостности.* Нам известно, что в наше время  $|\Omega(t) + \lambda - 1| = |k|c^2/R^2H^2 < 1$  (вообще говоря, измерение флуктуаций

реликтового излучения свидетельствует о том, что данная величина меньше 0,1). Далее,  $R^2 H^2 \propto t^{-2/3}$  в эпоху господства вещества (если пренебречь влиянием кривизны и лямбды) и  $R^2 H^2 \propto t^{-1}$  в эпоху господства излучения. Таким образом, в эпоху равенства излучения и вещества ( $t \sim 10^{12}$  сек)  $|\Omega(t) + \lambda - 1| < 10^{-5}$ , в эпоху нарушения симметрии теории Великого объединения ( $t \sim 10^{-35}$  сек)  $|\Omega(t) + \lambda - 1| < 10^{-52}$  (и если  $\Lambda$  постоянна, то в ранние эпохи величиной  $\lambda$  можно пренебречь).

Почему же в ранние эпохи Вселенная была так близка к пространственно плоской?

Эту проблему также можно представить как проблему «тонкой настройки»: если бы в ранние эпохи величина  $\Omega$  значительно превышала единицу, то Вселенная пережила бы повторный коллапс в Большом сжатии задолго до образования звезд и галактик. Если бы в ранние эпохи  $\Omega$  была много меньше единицы, плотность вещества по завершении рекомбинации оказалась бы слишком низкой, чтобы могли образоваться галактики. Тонкая настройка  $\Omega$  в ранние эпохи нужна, чтобы получить такую Вселенную, которую мы видим сегодня.

- *Проблема горизонта.* Когда мы смотрим на реликтовое излучение в противоположных направлениях, мы смотрим на области, которые были разделены расстоянием более чем в семьдесят диаметров горизонта, а потому никогда не вступали в причинную связь друг с другом. Как же случилось, что они одинаковы до одной доли на  $10^5$ , даже несмотря на то что этому не предшествовало никакого причинного процесса?
- *Проблема монополя.* Ученые предполагают, что в результате фазовых переходов, имевших место в ранней Вселенной, должны были образоваться магнитные монополи (и другие дефекты топологии), плотность которых должна была быстро воспреобладать над излучением. Однако ни одного из них обнаружено не было.

### *Теория инфляции*

Гут (в 1981 году) предложил теорию, которая могла бы разрешить все эти проблемы, — теорию инфляции. Сразу после фазового перехода, например перехода в рамках теории Великого объединения, Вселенная оказыва-

ется в состоянии *ложного вакуума*, когда вакуум обладает колоссальной плотностью энергии (фактически очень большим значением  $\Lambda$ ).

Тогда уравнение Фридмана имеет вид  $H^2 = \Lambda/3$ , откуда  $\dot{R} = \sqrt{(\Lambda/3)R}$  и

$$R(t) \propto \exp(\sqrt{(\Lambda/3)t}). \quad (8.1)$$

Предполагается, что такое экспоненциальное расширение продолжается гораздо дольше, чем характерное время расширения  $1/\sqrt{(\Lambda/3)}$ , что подводит  $|k|c^2/R^2H^2$  сколь угодно близко к нулю. В конце периода инфляции энергия вакуума переходит в излучение и вещество (конечно, главным образом в излучение) и начинается обычное расширение с  $|\Omega(t) - 1|$  (эта величина теперь, как и требуется, очень мала). В процессе инфляции современная видимая Вселенная раздулась из крошечной области, которая значительно не дотягивала до горизонта, пока не началась инфляция. Точно так же экспоненциальное расширение привело бы к невероятному уменьшению плотности монополей. Еще одно из преимуществ теории инфляции состоит в том, что в период превращения энергии вакуума в излучение и вещество могут возникать возмущения плотности, необходимые для образования галактик и их скоплений.

Во время инфляции  $H$  постоянна, поэтому  $|k|c^2/R^2H^2 \propto R^{-2}$ . Если представить, что инфляция началась в  $10^{-36}$  сек (эпоху фазового перехода в рамках теории Великого объединения) и продолжалась до  $10^{-34}$  сек, то

$$R_{\text{кон.}}/R_{\text{нач.}} \equiv \exp[(t_{\text{кон.}} - t_{\text{нач.}})/\text{нач.}] = e^{99} = 10^{43},$$

что сократило бы величину  $|k|c^2/R^2H^2$  в  $10^{86}$  раз.

Однако концепция инфляции создает новую проблему:

- *проблему лямбды*. Значение  $\Lambda$ , необходимое для начала инфляции, примерно в  $10^{120}$  раз больше значения, измеренного в наши дни (с помощью сверхновых типа Ia и флуктуаций реликтового излучения). Несмотря на то что физический механизм исчезновения энергии вакуума по окончании инфляции не известен, нам, видимо, все же легче поверить в то, что  $\Lambda$  падает до нуля, чем в то, что она уменьшается в  $10^{120}$  раз и к настоящему времени не играет в космологии никакой роли.

Не исключено, что один из выходов может заключаться в том, чтобы принять, что  $\Lambda$  не является постоянной, а изменяется со временем и ведет себя как новое скалярное поле: такие модели называются *квинтэссенционными*.

### 8.3. Начальная сингулярность

Пенроуз и Хокинг показали, что начальная сингулярность обладает чрезвычайно общими свойствами, если удовлетворяется строгое энергетическое условие  $\rho c^2 + 3p > 0$  (обратите внимание, что при  $\Lambda \neq 0$  это условие не удовлетворяется). Мы ожидаем, что квантовая теория гравитации будет работать на планковском масштабе  $E_{Pl} = \sqrt{(hc^2/G)} = 1,22 \times 10^{19}$  ГэВ или при планковском времени  $t_{Pl} = \sqrt{(hG/c^5)} = 5,39 \times 10^{-44}$  сек.

Большое количество теоретических усилий было вложено в попытку объединить все физические силы и тем самым добиться квантования гравитации. Лучшим кандидатом на сегодняшний день является *теория суперструн* (или теория струн) — общая теория, построенная в пространстве с одиннадцатью измерениями, причем большинство дополнительных измерений в настоящее время существуют только на субатомном уровне. И все же мы должны честно признать, что на сегодняшний день теория струн еще не сделала никаких конкретных предсказаний, касающихся космологии.

### 8.4. Космология устойчивого состояния

Эту теорию в 1948 году выдвинули Бонди, Голд и Хойл. Космологический принцип был поднят до уровня «*совершенного*» космологического принципа: Вселенная выглядит совершенно одинаковой для всех фундаментальных наблюдателей *во все времена*.

Из этого непосредственно следует, что хаббловское время должно быть постоянным:

$$\tau = R/\dot{R} \quad \text{постоянно для любых } t.$$

Таким образом,

$$R \propto \exp(t/\tau), \quad \text{или} \quad R = R_0 \exp(t - t_0)/\tau. \quad (8.2)$$

Второе следствие заключается в том, что плотность вещества постоянна и, чтобы этот принцип имел место, вещество должно рождаться непрерывно с постоянной скоростью на единицу объема

$$\frac{1}{R^3} \frac{d}{dt} (\rho R^3) = 3\rho/\tau. \quad (8.3)$$



Также можно показать, что трехмерные пространства при постоянном  $t$  имеют трехмерную кривизну  $k/R(t)^2$ , известную под названием гауссовой кривизны, которая должна зависеть от времени за исключением случая, когда  $k = 0$ .

Таким образом, мы показали, что метрика устойчивого состояния имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - \frac{\exp(2t/\tau)}{c^2}(dx^2 + cy^2 + dz^2), \quad (8.4)$$

как и в случае модели де Ситтера (раздел 8.1).

Если использовать полевые уравнения, аналогичные уравнениям общей теории относительности, но с дополнительным слагаемым, которое выражает рождение вещества, оказывается, что

$$8\pi G\rho\tau^2/3 = 1. \quad (8.5)$$

Следовательно, для  $\tau \sim 2 \times 10^{10}$  лет мы имеем  $\rho \sim 5 \times 10^{-27}$  кг м<sup>-3</sup>, что примерно в 200 раз превышает плотность вещества в галактиках (уравнение (6.10)), в 20 раз превышает плотность барионов и в три раза плотность всего вещества во Вселенной. Соответствующая скорость рождения (предположительно холодного нейтрального однородного водорода) равна  $10^{-44}$  кг м<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>, но обнаружить ее невозможно. Звездная величина–красное смещение для теории устойчивого состояния имеет тот же вид, что и в случае модели де Ситтера:

$$m = A + 5lg[z(1+z)] \quad (8.6)$$

(где  $A$  — постоянная), что эквивалентно  $q_0 = -1$ , а это довольно маловероятно, если верить данным, полученным от ярких скоплений галактик (рис. 7.4, стр. 169), и принять во внимание, что в рамках данной модели эволюция недопустима.

Число источников на стерадиан вплоть до красного смещения  $z$  равно

$$\begin{aligned} N(z) &= \int_0^{r_0(z)} \eta R^3 r^2 dr = \eta (c\tau)^3 \int_0^z (1+z)^{-3} z^2 dz = \\ &= \eta (c\tau)^3 \left[ \ln(1+z) - \frac{2z+3z^2}{2(1+z)^2} \right]. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Соответствующая кривая  $N(S)$  имеет наклон менее  $-1,5$ , тогда как кривые подсчета радиоисточников имеют более крутую форму (рис. 7.12, стр. 179).

Последним же ударом по теории устойчивого состояния стало изотропное излучение абсолютно черного тела с температурой  $2,7\text{ К}$ , которому данная теория никак не могла дать убедительного объяснения, тогда как для космологии, в которой существует Большой взрыв, это один из самых больших успехов.

Однако нельзя забывать, что в 1948 году общепринятой оценкой хаббловского времени было всего  $2 \times 10^9$  лет, что составляет только десять процентов от возраста нашей Галактики. Космология устойчивого состояния обеспечила изящный выход из этой сложности, который теперь получен благодаря новым измерениям постоянной Хаббла.

По аналогии с рядом современных сценариев, в которых присутствует инфляция, Хойл и его соратники предложили внести в теорию устойчивого состояния некоторое изменение, которое позволяет Вселенной оставаться в устойчивом состоянии на больших масштабах, но при этом отдельные ее области, включая ту, где обитаем мы, могут переживать эволюцию.

## 8.5. Теории, в которых $G$ изменяется во времени

Теории этого типа были впервые предложены Милном, Дираком и Иорданом. Впоследствии Бранс и Дикке, Хойл и Нарликар, а также Дирак предложили более изящные теории этого типа.

Изменение  $G$  во времени оказывает значительное влияние на эволюцию Земли и Солнца, а также на орбиты Луны и планет. Если бы за время жизни Земли гравитация претерпела серьезные изменения, это могло бы повлиять на радиус Земли. Когда-то ученые предполагали, что в определенную эпоху все материки умещались на гораздо более маленькой Земле. По мере уменьшения гравитационной постоянной Земля расширялась, пока не достигла своего настоящего размера, в результате чего материки оказались разведенными друг от друга. Точно так же звезда в фазе сжигания водорода (например, Солнце) имеет светимость

$$L \propto G^7, \quad (8.8)$$

а значит, она тоже была значительно ярче в прошлом, если  $G$  уменьшается с  $t$ . Воздействие всего вышесказанного на жизнь на Земле только усилилось бы под влиянием того факта, что если  $G$  уменьшается, то Земля должна

удаляться от Солнца. Если  $G \propto t^n$ , то температура Земли  $T \propto t^{9n/4}$ , принимая, что Земля всегда поглощает одну и ту же долю энергии, падающей от Солнца. Палеоклиматологи утверждают, что поток солнечной энергии, падающей на поверхность Земли, не сильно меняется на протяжении всей ее истории. Несколько уменьшившийся поток солнечного света приводит к тому, что Земля покрывается льдом, который может исчезнуть только при очень значительном увеличении потока света от Солнца. Этот аргумент выглядит противоречащим даже Стандартной модели (в которой  $G$  постоянна), поскольку принято считать, что за время жизни Земли светимость Солнца значительно возросла. Существование жизни на Земле уже три тысячи миллионов лет назад существенно ограничивает температуру ее поверхности в то время до значений, гораздо более низких, чем температура кипения воды. А слишком быстрое падение  $G$  привело бы к тому, что Солнце уже превратилось бы в красного гиганта.

Изменяющаяся  $G$  приводит к изменению расстояния до Луны и периода этого небесного тела, а измерения данных параметров приводят к самым надежным ограничениям, накладываемым на изменения  $G$ , полученные к настоящему времени. Также изменяются и орбиты планет, что вполне могло бы проявиться в ходе радиолокационных экспериментов по задержке времени.

В настоящее время верхним пределом изменения  $G$  на основе вышеописанных аргументов считается

$$|\dot{G}/G| \lesssim 10^{-11} \quad \text{лет}^{-1},$$

и этого достаточно, чтобы вступить в противоречие с простейшими моделями, основанными на изменяющейся  $G$ , в которых  $G \propto t^{-1}$ , принимая постоянную Хаббла  $H_0 \gtrsim 5 \cdot 10^{-11} \text{ лет}^{-1}$ . Однако в связи с этими экспериментами существует множество проблем интерпретации, в силу чего крайне желательны более высокочувствительные измерения. Кроме того, необходимо подчеркнуть, что ряд теорий с изменяющейся  $G$  также предсказывает и другие изменения (например, чтобы не менять закон сохранения энергии), способные замаскировать вышеописанные эффекты.

Еще более строгие ограничения на  $\dot{G}$  можно получить, если принять, что  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$  синтезируются в фазу огненного шара горячего Большого взрыва:

$$|\dot{G}/G| \lesssim 10^{-12} \quad \text{лет}^{-1}.$$

Космология Бранса–Дикке представляет лишь продолжение общей теории относительности. Помимо тензорного гравитационного поля, которое описывается метрическим тензором (раздел 4.4), в ней присутствует еще и скалярное поле (*гравитационная «постоянная»*), представляющая собой исключительно функцию времени.

Бранс и Дикке принимают  $\Lambda = 0$  и стремятся удовлетворить *принципу Маха*, который гласит, что местные инерциальные свойства должны определяться гравитационным полем остального вещества Вселенной. Для этого они принимают

$$G^{-1} \sim \sum_{\text{Вселенная}} m/rc^2. \quad (8.9)$$

Модели для случая  $k = 0$  особенно просты, поскольку

$$R \propto t^q, \quad G \propto t^{-r},$$

где

$$q = 2(1 + \omega)/(4 + 3\omega), \quad r = 2/(4 + 3\omega), \quad (8.10)$$

а  $\omega$  — это «константа связи» между скалярным полем и геометрией. Если  $\omega \rightarrow \infty$ , мы имеем модель Эйнштейна–де Ситтера. Обратите внимание, что для произвольной  $\omega$  величина  $G\rho t^2$  постоянна. Теория Дирака от 1937 года получена для  $\omega = -2/3$ .

Теория Бранса–Дикке делает предсказания, несколько отличающиеся от предсказаний общей теории относительности в отношении отклонения света Солнцем и опережения перигелия планет. Однако анализ данных по движению Луны для обнаружения эффекта «Нордтведта» (нарушения принципа эквивалентности) дает предел для  $\omega > 3000$ , а это значит, что данные модели отличаются от моделей общей теории относительности пренебрежимо мало.

В рамках теорий Хойла, Нарликара и Дирака (1973 год) эксперименты по отклонению света и опережению перигелия дали бы те же результаты, что и общая теория относительности. Изменение  $G$  возникает, потому что существуют две шкалы измерения времени: атомное время и космологическое время, — которые более не совпадают.

## 8.6. Анизотропные и неоднородные вселенные, хаотическая космология

Тот факт, что изотропность вкупе с принципом Коперника (который гласит, что мы находимся не в особенном месте) предполагает однород-

ность и высокую степень изотропности реликтового излучения, совершенно естественным образом привел к изучению изотропных и однородных моделей. Однако Вселенная явно неоднородна в масштабах, не достигающих размеров галактик и их скоплений, а в главе 6 мы видели, что в очень ранние эпохи во Вселенной имели место существенные иррегулярности плотности. Мы, конечно, можем принять довольно пассивную точку зрения, которая гласит, что Вселенная была создана с гладкой и изотропной структурой на больших масштабах, тогда как на малых расстояниях ее структура была именно такой, которая необходима, чтобы развиться во Вселенную галактик и их скоплений, которые мы видим сейчас. Однако куда интереснее было бы предположить, что Вселенная зародилась в состоянии регулярности, если не считать малых и неизбежных «статистических» возмущений. Тогда мы могли бы надеяться, что со временем эти возмущения разрастутся, образуя галактики и их скопления. Такая точка зрения получила название «неподвижной» космологии.

Более эффективное предположение, получившее название «хаотической» космологии, выдвинул Мизнер. Он заявил, что современная Вселенная появилась бы *при любых начальных условиях*. Идея состоит в том, что, насколько бы анизотропной и неоднородной ни была Вселенная изначально, гравитация и другие физические процессы привели бы к тому, что по прошествии достаточного времени она все равно эволюционировала бы в свое настоящее состояние.

Механизмом, который Мизнер изначально предложил для сглаживания исходной неравномерности распределения вещества, была вязкость нейтрино, однако в настоящее время ученые показали, что данный механизм не способен устранить ни произвольную анизотропию, ни какую бы то ни было неоднородность в масштабе  $1 M_{\odot}$ . Более многообещающий механизм погашения анизотропии предложили Зельдович и другие советские космологи. В самые первые мгновения после Большого взрыва быстро изменяющееся гравитационное поле ( $10^{-43} \text{ с} < t < 10^{-23} \text{ с}$ ) приводит к спонтанному рождению пар частиц и излучению за счет гравитационной энергии (аналогичному излучению Хокинга от черных дыр — см. раздел 6.6). Анизотропия и однородность могут быть сглажены из-за дополнительного рождения частиц, которое происходит в областях с более высокой энергией. К сожалению, экспериментальных средств проверки данных предположений, судя по всему, просто не существует.

Возражение, выдвигаемое против хаотической космологии, заключается в том, что устранение произвольно большой части первичного хаоса

должно быть «оплачено» соответствующим объемом энтропии излучения. Эта величина измеряется числом фотонов на барион, которое в текущую эпоху равно  $\sim 10^9$  и в данном контексте представляется слишком низким.

## 8.7. Теории Великого объединения и суперсимметрия

Успешное объединение Вайнбергом и Саламом слабого и электромагнитного взаимодействий, основанное на группе « $SU(2) \times U(1)$ », а также создание кварковой теории сильных взаимодействий на основе группы  $SU(3)$  привело Рати и Салама, Джорджи и Глэшоу, а также других ученых к предложению теорий «Великого» объединения, задача которых состоит в объединении сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий. В настоящее время ученых также занимают еще более амбициозные «теории всего», объединяющие все вышеописанные взаимодействия с гравитацией.

Теории великого объединения, простейшая из которых описывается структурой группы  $SU(5)$ , имеют некоторые интересные следствия для космологии. Эти теории предпринимают попытку поместить кварки на ту же основу, что и частицы, переносящие электрический заряд, например электроны, а чтобы это стало возможно, кварки должны уметь превращаться в электроны и позитроны. Из-за такой возможности протон в результате преобразования трех кварков, из которых он состоит, может распасться на позитрон и пион. Этот процесс занимает в среднем  $10^{31}$  лет, но, если на протяжении нескольких лет исследовать большую массу вещества, можно измерить очень медленную скорость его распада. Согласно современным оценкам, протон имеет время жизни более  $5 \times 10^{32}$  лет. Такое несохранение барионов требует существования сверхтяжелых частиц (либо «калибровочных» частиц, либо «бозонов Хиггса») с массой  $\sim 10^{14}$  ГэВ/с<sup>2</sup>. В очень ранней Вселенной ( $T > 10^{28}$  К,  $t < 10^{-35}$  сек), когда энергия фотона сравнима с энергией массы покоя этих сверхтяжелых частиц, процессы несохранения барионов могут сыграть очень важную роль и превратить исходную Вселенную с произвольным уровнем асимметрии барионов во Вселенную с как раз таким избытком барионов, который мы наблюдаем сегодня: один на  $10^9$  фотонов. В эпоху аннигиляции барионов и антибарионов ( $T \sim 10^{12}$  К) мы получаем Вселенную, которая состоит главным образом из барионов, что мы и наблюдаем.

Другим подходом к объединению сильного и слабого ядерных взаимодействий является *суперсимметрия*. Каждый фермион (будь то кварк или

лептон) имеет среди бозонов суперсимметричного партнера, а каждый бозон (фотон,  $W$ - или  $Z$ -частица, глюон, бозон Хиггса) имеет пару из семейства суперсимметричных фермионов. Тяжелые суперсимметричные частицы могут распадаться на более легкие, однако самая легкая суперсимметричная частица должна быть устойчивой, и посему именно она является наилучшим кандидатом на роль частиц холодной темной материи.

## 8.8. Магические числа Эддингтона

Эддингтон заметил, что, если определить соотношения

$$\frac{\text{электромагнитная сила между протоном и электроном}}{\text{гравитационная сила между протоном и электроном}} = \frac{e^2}{Gm_em_p} = 0,23 \times 10^{40}$$

и

$$\frac{\text{радиус Вселенной}}{\text{радиус классического электрона}} = \frac{c\tau_0}{e^2/m_ec^2} \sim 3,3 \times 10^{40-1},$$

получатся два больших безразмерных числа одного порядка, и было бы крайне удивительно, если бы это оказалось простым совпадением. При  $G\rho_0\tau_0^2 \sim 1$  можно вывести третье безразмерное число

$$\left[ \frac{\rho_0(c\tau_0)^3}{m_p} \right] \sim 10^{40},$$

приблизительно равное квадратному корню из числа частиц, находящихся в пределах горизонта.

Здесь возможны два толкования. 1) Мы живем в особую эпоху, в которую данные числа случайно оказались одинаковыми. Так, ученые предположили, что мы *действительно* живем в особую эпоху, а именно: в эпоху, когда жизнь эволюционировала до такого уровня, что возникают подобные вопросы. Для появления жизни необходимы определенные условия, например, конкретные отношения фундаментальных постоянных (данный постулат получил название «антропного принципа» и был впервые выдвинут Дикке). Менее антропной особой эпохой, в которую первые два числа Эддингтона не имели бы слишком больших отличий, можно было бы считать эпоху равенства излучения и вещества. 2) Эти числа остаются равными во

все эпохи, а некоторые фундаментальные постоянные со временем изменяются (гипотеза больших чисел Дирака). В теории Дирака от 1937 года

$$G \propto t^{-1}, \quad R \propto t^{1/3}, \quad \tau \propto t \quad \text{и} \quad Gpt^2 = \text{const},$$

так что все три безразмерных числа пропорциональны  $t$  и остаются в одних и тех же пропорциях во все времена. Однако это приводит к слишком малому возрасту Вселенной ( $\tau/3$ ). В качестве альтернативы Гамов предложил  $e^2 \propto t^{-1}$  ( $G = \text{const}$ ), однако в этом случае мы получаем проблемы, связанные с количеством изотопов, а также с тем, что линии в спектрах квазаров и галактик показывают, что *постоянная тонкой структуры*  $e^2/\hbar c$  не изменяется в зависимости от эпохи.

Согласно теории Дирака от 1973 года

$$G \propto t^{-1}, \quad R \propto t, \quad \tau \propto t \quad \text{и} \quad Gpt^2 = \text{const}.$$

Кроме того, там появляется еще одна дополнительная особенность в виде непрерывного рождения частиц: либо однородного, как в космологии устойчивого состояния, либо пропорционального существующему веществу. Эта скорость изменения  $G$  противоречит существующим пределам, установленным при наблюдениях (раздел 8.5).

## 8.9. Задачи

8.1 Найдите отношение диаметр–красное смещение и объединенное фоновое излучение для а) модели де Ситтера, б) модели устойчивого состояния.

8.2 При  $0 \leq t \leq t_1$  существует Вселенная, в которой преобладает излучение ( $k = \Lambda = 0$ ), причем  $\rho_r = aT^4$ ,  $T = T_1(R_1/R)$ . При  $t_1 < t < t_2$  имеет место эпоха инфляции, когда  $k = \rho = 0$ ,  $\Lambda = 8\pi G \rho_r(t_1)$ . При  $t_2 < t \leq t_3$  мы снова имеем Вселенную, в которой преобладает излучение ( $k = \Lambda = 0$ ), с  $\rho_r = aT^4$ ,  $\rho_r(t_2) = \rho_r(t_1)$  и  $T = T_0(R_0/R)$ . Наконец, при  $t_3 < t \leq t_0$  (в настоящую эпоху) мы имеем Вселенную, в которой преобладает вещество ( $k = \Lambda = 0$ ).

Принимая, что  $t_1 = 10^{-35}$  сек,  $t_2 = 10^{-33}$  сек,  $t_3 = 3 \times 10^5$  лет,  $t_0 = 10^{10}$  лет (1 год =  $10^{7.5}$  сек), описать поведение  $R(t)$  при  $0 < t < t_0$ , включая графическую зависимость (без учета масштаба)  $\log R$  от  $\log t$ . Также изобразить зависимость  $\log T$  от  $\log t$ . Оценить коэффициент красного смещения  $Z = R_0/R$  для каждой из эпох  $t_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ .



8.3 Магнитные монополи ведут себя как нерелятивистское вещество. Предположим, что при температуре, соответствующей эпохе Великого объединения, около  $3 \times 10^{28}$  К, были созданы магнитные монополи с плотностью  $\Omega_{mon} = 10^{-10}$ . Если принять, что Вселенная имеет критическую плотность и в ней преобладает излучение, при какой температуре плотность монополей будет равна плотности излучения?

В современной Вселенной  $T = 3$  К. Вычислить значение, которое величина  $\Omega_{mon}/\Omega_{rad}$  имела бы в настоящее время. Соответствует ли это отношению данным наблюдений?

# **Эпилог: двадцать противоречий современной космологии**

В этом эпилоге я стремился дать краткое описание тех космологических споров и проблем, которые не разрешены по сей день. Это мой личный взгляд на положение вещей, каким оно мне представлялось в мае 2003 года. По истечении тридцати лет после выхода в свет первого издания этой книги почти во всех областях, тогда отнесенных мною к спорным, были достигнуты немалые успехи. Некоторые из спорных вопросов, как мне кажется, обрели решение, но только для того, чтобы им на смену пришли другие. Для большинства других вопросов сместилась сама область споров. Возможно, некоторые космологи сочтут какие-то из ниже перечисленных вопросов решенными или предложат включить в этот список другие проблемы. Но, по-моему, важнее всего еще раз подчеркнуть, что наука — это споры и доказательства, а не священный канон «знания», передаваемого из поколения в поколение.

## **1. Общая теория относительности**

Большинство моделей Вселенной, описанных в этой книге, базируется на общей теории относительности. В последние три десятилетия ученые приложили немалые усилия, чтобы проверить предсказания общей теории относительности, главным образом путем проведения экспериментов в пределах Солнечной системы. Теория самым успешным образом выдержала эти проверки (с точностью до 0,1 процента и выше). Теория Бранса – Дикке в настоящее время вынуждена приблизиться к общей теории относительности настолько, что уже утратила свои позиции серьезного соперника.

Поскольку общая теория относительности столь успешно проявила себя в применении к Солнечной системе, где гравитационное поле относительно слабо, крайне важно проверить эту теорию в более сильном гравитационном поле. В настоящее время нам известно несколько хороших

кандидатов в черные дыры в двойных звездах (большинство из которых являются источниками рентгеновского излучения) нашей Галактики. Первым из этих кандидатов был обнаружен Cygnus X-1, рентгеновские лучи которого, судя по всему, исходят из газа, нагреваемого при падении на аккреционный диск, окружающий черную дыру с массой  $30M_{\odot}$ . Эти рентгеновские лучи отличает быстрое мерцание во временном диапазоне, равном одной секунде. Два других неплохих кандидата — это переходные рентгеновские источники V616 Mon и LMC X-3 в Большом Магеллановом облаке. Кроме того, ученые говорят о массивных черных дырах (массы которых лежат в диапазоне  $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ ), расположенных в ядрах активных галактик и квазаров и ответственных за ускорение релятивистских частиц в этих источниках. Кроме того, хорошие динамические свидетельства были получены в отношении компактных массивных объектов в ядрах M87 с помощью космического телескопа Хаббла и NGC4258 с помощью радионаблюдений мазерных линий воды. Дополнительным графическим свидетельством правильности общей теории относительности стало гравитационное линзирование скоплениями, галактиками и составляющими их звездами.

Современное поколение детекторов гравитационных волн, возможно, сумеет зарегистрировать гравитационное излучение, исходящее при звездном коллапсе, который происходит при вспышках сверхновых, и объединении нейтронных звезд, обращающихся по близкой орбите. Гравитационное излучение от близких двойных систем, содержащих нейтронные звезды, должно быть совершенно определенно обнаружено в ходе космического эксперимента LISA, проводимого ESA/NASA с целью поиска гравитационных волн. Существование гравитационного излучения уже было косвенным путем выведено из орбитальной эволюции «двойного пульсара» — двойной системы, в которой одна из звезд является пульсаром.

Успехи экспериментальной гравитации прошлых десятилетий, а также общей теории относительности в этих экспериментах не устраняют необходимости продолжать начатое. Вообще, самой тщательной проверки требуют как раз те теории, которые не имеют сильных соперников.

Наверное, самый вероятный способ доказать возможную ложность общей теории относительности — это изменение гравитационной постоянной  $G$  во времени. Не исключено, что будущие лабораторные эксперименты очень скоро смогут увеличить точность, которая уже достигнута в экспериментах по лунной лазерной дальнометрии, в исследованиях движения лун и планет, а также в палеонтологии. Эти пределы уже самым убедительным

образом опровергли наиболее стоящие модели с переменной  $G$  — модели Дирака (раздел 8.5).

## 2. Квантовая гравитация и начальная сингулярность

Вблизи начальной сингулярности кривизна пространства-времени становится очень большой, в силу чего огромную важность приобретают квантово-механические эффекты. В таких условиях нарушается общая теория относительности, и ей на смену приходит квантовая теория гравитации. Момент, в который это происходит, называется планковским временем,  $t_{Pl} \sim (Gh/c^5)^{1/2} \sim 10^{-43}$  сек, для которого у нас сейчас нет адекватной теории. Ученые пока не пришли к соглашению о том, как лучше квантовать гравитацию, однако значительный теоретический интерес и массу усилий продолжает привлекать модель суперструн, созданная Грином и Шварцем.

В промежуток от планковского времени, соответствующего радиусу Вселенной, равному ее комптоновской длине волны  $h/mc$ , до комптоновского времени, когда радиус Вселенной равен комптоновской длине волны протона ( $\sim 10^{-23}$  сек), важную роль продолжают играть эффекты квантовой гравитации типа рождения частиц (раздел 8.6), однако в действие также вступают концепции гравитационного поля и метрики пространства-времени. На теоретическое изучение данной эпохи, особенно в рамках космологии хаоса (раздел 8.6), ученые потратили немало времени и сил, надеясь рано или поздно создать квантовую теорию гравитации.

Теории Великого объединения вкупе с суперсимметрией (раздел 8.7) предлагают волнующую перспективу объединения больших и малых масштабов, однако волнение это следует умерить осознанием того, насколько мы удаляемся от астрономических наблюдений в своей экстраполяции. Прямое свидетельство, которым мы располагаем, — реликтовое излучение — пришло к нам из эпохи  $10^5 - 10^6$  лет после Большого взрыва. Косвенное свидетельство — первичное содержание гелия и дейтерия — уходит своими корнями в момент, когда после Большого взрыва минула всего лишь секунда. Говоря о планковском времени, мы экстраполируем расширение Вселенной назад во времени еще на сорок порядков величины. Однако открытие спутником COBE флуктуаций реликтового излучения, а также подробное подтверждение теоретических предсказаний в ходе WMAP и других экспериментов действительно оставляют надежду хоть на какие-то, пусть всего лишь ограничивающие, представления относительно самых ранних мгновений существования Вселенной.

### 3. Происхождение движения Местной группы галактик относительно микроволнового фона

Когда в 1977 году несколько групп, проводивших аэростатные эксперименты, обнаружили, что наша Галактика, да и вся Местная группа движутся в космосе со скоростью  $600 \text{ км с}^{-1}$  (см. стр. 129), это поначалу их очень удивило. Такая скорость казалась слишком высокой по сравнению с той, что была получена в то время для хаотических движений других групп и скоплений галактик. Да и направление не согласовалось с тем, что было выведено на основе исследований анизотропии хаббловского потока ближних галактик.

В 1991 году трехмерные карты распределения галактик, созданные моими сотрудниками и мной на основе обзора неба, выполненного спутником IRAS (инфракрасный астрономический спутник), показали, что движение Местной группы можно объяснить совокупным притяжением галактик и их скоплений в пределах порядка сотни Мпс. Направление совокупного притяжения этих галактик и их скоплений полностью соответствовало направлению движения Местной группы. Скорость же движения Местной группы можно объяснить, если принять, что плотность Вселенной близка к критическому значению (т. е. параметр плотности  $\Omega_0 \approx 1$ ).

Несмотря на то что несколько разных групп пришли к аналогичным выводам касательно происхождения движения Местной группы галактик, в настоящее время большинство групп предпочитают принять более низкое значение  $\Omega_0$ : 0,3 – 0,5. Некоторые ученые утверждают (основываясь главным образом на исследованиях, в которых в качестве «щупа» выступают скопления галактик), что значительная доля скорости движения Местной группы обусловлена структурами, расположенными на расстояниях, значительно превышающих 100 Мпс. Так, потенциальным «аттрактором» для Местной группы галактик называют средоточие богатых скоплений, открытое Шapлеем и расположенное на расстоянии порядка 150 Мпс в направлении Кентавра.

Кроме того, многие ученые отмечали аномальные непрерывные движения, когда галактики в определенных областях неба перемещаются с необъяснимо высокой скоростью. Однако по мере проведения более детальных исследований этих областей, несоответствия между наблюдаемыми peculiar скоростями и порождающими их плотными структурами обычно разрешались.

Обзор всего неба с помощью 2MASS на длине волны 2,2 мкм дает выборку всего неба Галактики, независимую от выборки IRAS. Наблюдения всего неба, выполненные японскими учеными в дальнем инфракрасном диапазоне ASTRO-F должен проникнуть значительно дальше, чем IRAS. Эти наблюдения обеспечат новое понимание происхождения движения Галактики.

## 4. Изотропность Вселенной

Пределы анизотропии реликтового излучения, не считая вышеописанной «дипольной» анизотропии, в настоящее время равной 0,001 проценту, налагают жесткие ограничения на анизотропию Вселенной. Ученые до сих пор спорят, *почему* Вселенная настолько изотропна. В рамках общей теории относительности первый ответ, видимо, состоит в том, что это всего лишь следствие начальных условий, сложившихся во Вселенной. Еще Гедель показал, что принцип Маха, который считают столь важным сторонники теории устойчивого состояния и который служит одним из основных обоснований теории Бранса – Дикке, не является составляющей частью общей теории относительности. Этот принцип связывает местную инерциальную систему отсчета с крупномасштабным распределением вещества во Вселенной и запретил бы произвольное вращение этой системы относительно вещества Вселенной, которое, как обнаружил Гедель, общая теория относительности допускает.

В хаотической космологии Мизнера Вселенная зародилась в состоянии высокой анизотропии и неоднородности, но каким-то образом эволюционировала в состояние изотропности и однородности на больших расстояниях (раздел 8.6). Хокинг же утверждает, что, не будь Вселенная изотропной, нас бы здесь не было, поскольку в анизотропной Вселенной не смогли бы образоваться галактики. Таким образом, Вселенная изотропна, *потому что существуем мы*.

Частичным решением проблемы изотропности Вселенной представляется существование инфляции. Инфляция малой области в десятки порядков величины (более чем в  $10^{28}$  раз) приводит к сокращению любой анизотропии данной области в огромное число раз. Однако, по-видимому, мы не имеем права начать с произвольной степени анизотропии и достигнуть изотропности с помощью процесса инфляции.

Существование изотропной системы отсчета в любой точке Вселенной, с позиций общей теории относительности, не менее парадоксально.

Общая теория относительности гласит, что в любой точке мы можем отрегулировать свое ускорение так, чтобы найти систему отсчета, для которой справедлива специальная теория относительности — локальную систему отсчета, пребывающую в состоянии свободного падения. В пределах этой системы отсчета все наблюдатели, движущиеся с постоянной скоростью друг относительно друга, эквивалентны, в силу чего мы имеем бесконечное семейство систем отсчета, пребывающих в состоянии свободного падения. Однако в космологии мы идем еще дальше и утверждаем, что существует единственная система отсчета, в рамках которой Вселенная выглядит изотропной. То есть неизменно не только ускорение, но и скорость этой системы. В настоящее время сей факт нам приходится объяснять определенной историей нашей Вселенной (какое бы объяснение изотропности Вселенной мы ни приняли).

## 5. Проблема плоскостности и значение $\Omega_0$

Если на мгновение допустить, что космологическая постоянная,  $\Lambda$ , равна нулю (см. нижеследующий раздел 7), то плоскостность Вселенной измеряется тем, насколько  $\Omega_0$  близка к единице. Судя по результатам наблюдений, вклад в  $\Omega_0$  от видимых звезд в галактиках составляет около 0,01 процента, тогда как плотность барионного вещества, определенная из космологического нуклеосинтеза дейтерия, равна 0,08  $(50/H_0)^2$ . Динамические оценки  $\Omega_0$ , сделанные на основе движения галактик, варьируются от 0,2 до 1, причем наблюдения галактик, выполненные с помощью спутника IRAS, склоняются к значениям вблизи большего конца данного диапазона. Таким образом, мы можем быть достаточно уверены в том, что значение  $\Omega_0$  лежит в диапазоне от 0,03 до 1 (сделав скидку на неопределенности, обусловленные ошибками наблюдений). Несмотря на то что данный диапазон представляется достаточно обширным и охватывает модели как с положительной, так и с отрицательной кривизной пространства, он все же ставит *проблему плоскостности*. Когда Вселенной была всего одна секунда от рода, значение  $\Omega$  было в пределах одной доли из  $10^{15}$  от единицы, тогда как в эпоху инфляции, через  $10^{-35}$  сек после Большого взрыва,  $|\Omega - -1| < 10^{-50}$ . Каким образом наша Вселенная стала столь невероятно плоской в таком раннем возрасте? Эту загадку можно также выразить в виде проблемы возраста. Не будь Вселенная столь плоской, она никогда не прожила бы так долго. Вселенная либо коллапсировала бы давным-давно, либо средняя плотность вещества во Вселенной была бы настолько низкой, что она никогда не позволила бы образования галактик и звезд.

Как мы видели в пятой главе, ответом на эту проблему служит инфляция — период экспоненциального расширения, который приводит Вселенную к очень высокой степени плоскостности. Большинство моделей инфляции принимают, что современная Вселенная тоже очень близка к плоской:  $|\Omega_0 + \lambda_0 - 1| < 10^{-4}$ . Однако инфляционные модели не настолько совершенны, чтобы можно было исключить возможность того, что инфляция была недостаточно сильной, чтобы устранить существующую до нее кривизну. В этом случае  $\Omega_0$  может оказаться в любом месте диапазона, разрешенного наблюдениями, хотя для решения проблемы плоскостности и в данном случае необходима инфляция. Согласно WMAP, если предположить, что спектр возмущений первичной плотности имеет степенную форму, величина безразмерной кривизны составляет  $|\Omega_0 + \lambda_0 - 1| < 0,02$ .

Если же инфляции не было, нам остается только прибегнуть к тому, чтобы произвольным образом постулировать соответствующие начальные условия или процессы, происходившие в эпоху Планка. Утверждение о том, что Вселенная просто обязана была иметь такую историю, чтобы разрешить существование звезд, галактик и нас самих, граничит с тавтологией и вряд ли заслуживает наименования *антропного принципа*, которое ему дают некоторые авторы.

## 6. Проблема горизонта и инфляция

Куда серьезнее проблемы плоскостности — *проблема горизонта*. Глядя на реликтовое излучение в двух противоположных направлениях на небе, мы оглядываемся на области, которые, согласно простейшей модели Вселенной, никогда не вступали в причинную связь. Они вообще были разделены расстоянием, равным семидесяти радиусам горизонта в эту эпоху. Каким же образом эти области оказываются настолько похожими друг на друга, удовлетворяя однородности и изотропности до одной соты тысячной?

И вновь решение данной проблемы предлагает инфляция, поскольку доинфляционный «клочок» Вселенной, который разрастается в видимую современную Вселенную, настолько мал, что в очень давние времена он с лихвой поместился бы в пределах горизонта.

Если же инфляции не было, значит мы снова вынуждены возвращаться либо к подходящим начальным условиям, либо к процессам, происходившим в эпоху Планка.



## 7. Космологическая постоянная $\Lambda$

Эйнштейн ввел космологическую силу отталкивания, чтобы создать статическую модель Вселенной. Когда было открыто расширение Вселенной, необходимость в этой дополнительной силе отпала, хотя сама она осталась одной из возможностей в рамках общей теории относительности. И хотя на многие десятилетия эта сила впала в немилость, этот космологический термин сегодня переживает второе рождение. Величина  $\Lambda$  интерпретируется как ненулевая плотность энергии вакуума, и физика частиц утверждает, что естественным значением данной величины служит очень большое число. Именно этот факт успешно использует теория инфляции, в которой предполагается, что по завершении фазового перехода вакуум остается в аномальном состоянии с очень высокой плотностью энергии, которая затем запускает фазу быстрого экспоненциального расширения. Свидетельства от сверхновых типа Ia говорят о том, что  $\lambda_0 = \Lambda/3H_0^2 \simeq 0,7$ , что примерно в  $10^{120}$  раз меньше инфляционного значения.

Ненулевая космологическая постоянная сегодня имеет ряд преимуществ. Самые разные наблюдательные аргументы свидетельствуют в пользу значения для  $\Omega_0$ , равного 0,3. Тогда модель с  $\Omega_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 0,7$  удовлетворяла бы плоской (или очень близкой к таковой) Вселенной, чего требует теория инфляции. Она также обеспечила бы разрешение проблемы времени Хаббла, превышающего возраст Вселенной (см. нижеследующий раздел 8). Разработки такой модели свидетельствуют о том, что она способна генерировать спектр крупномасштабных колебаний плотности, аналогичный тому, который наблюдается в рассмотрении галактик с красным смещением, а также наблюдениях COBE и WMAP.

Однако для этого нового периода инфляции, на пороге которого мы якобы стоим, нет никакой физической мотивации. А отсутствие таковой является серьезным недостатком данной модели «консенсуса».

## 8. Постоянная Хаббла и возраст Вселенной

Значение постоянной Хаббла оставалось предметом жарких споров на протяжении последних тридцати лет (историю этого можно найти в моей книге «Космологическая лестница расстояний» [Rowan-Robinson, 1985]). Для измерения постоянной Хаббла используется множество новых методов, например, сверхновые типа Ia, временная задержка, обусловленная гравитационным линзированием, и методы Сюняева–Зельдовича (см. гла-

ву 3). Традиционные методы оценки расстояния типа переменных цефеид продвинулись до беспрецедентных расстояний, достигая галактик скопления Девы. Hubble Key Project пришел к заключению, что  $H_0 = 72 \pm 8$  км с<sup>-1</sup> Мпс<sup>-1</sup>, так что диапазон  $2 - \sigma$  равен 56–88, т. е. по-прежнему достаточно широк. Было бы крайне желательно увеличить точность  $H_0$ , например, дать более точную оценку расстояния LMC (используемого для калибровки) — лучшую калибровку соотношения период цефеиды–светимость–цвет, и добиться лучшего понимания влияния межзвездной пыли и металлов.

Возраст старейших звезд нашей Галактики составляет около тринадцати миллиардов лет — с неопределенностью порядка одного миллиарда лет в каждую сторону. Радиоактивное датирование с помощью долгоживущих изотопов в Солнечной системе также определяет возраст Галактики равным 10–15 миллиардам лет.

Если  $H_0 = 50$ , то Вселенная Эйнштейна–де Ситтера ( $k = 0, \Lambda = 0$ ) дала бы возраст Вселенной как равный тринадцати миллиардам лет, что согласуется с возрастом нашей Галактики. С другой стороны, если  $H_0 = 72$ , такая модель дала бы возраст всего в девять миллиардов лет, что, понятное дело, слишком мало. В этом случае мы должны обратиться к модели, в которой  $\Omega_0 = 0,3$ ,  $\lambda_0 = 0,7$  и для которой возраст Вселенной равен тринадцати миллиардам лет.

Еще раз подчеркнем, что мы бы очень хотели получить более точные оценки возраста Галактики и Вселенной.

## 9. Однородность и структура Вселенной на больших расстояниях

Совокупность исследований реликтового излучения с помощью спутников COBE и WMAP, наземных и аэростатных экспериментов, а также крупномасштабных наблюдений галактик с красным смещением в оптическом и дальнем инфракрасном диапазонах обеспечила нас неплохим пониманием амплитуды возмущений плотности на различных расстояниях. На больших расстояниях порядка  $100h^{-1}$  Мпк, где изучается распределение галактик, характерное среднеквадратичное изменение плотности составляет несколько процентов, так что теперь мы можем утверждать, что на больших расстояниях, по крайней мере на таком уровне, галактики распределены равномерно. На больших расстояниях, изучаемых спутниками COBE и WMAP, наблюдается еще более высокая степень однородности.

Спектр возмущений плотности на разных масштабах позволяет нам кое-что понять о природе темной материи во Вселенной и о космологических параметрах. Текущие наблюдения свидетельствуют в пользу модели, характеризуемой низким значением  $\Omega$ , ненулевым значением  $\Lambda$  и существованием холодной темной материи, но при этом нельзя полностью исключить и модель с одновременным существованием горячей и холодной темной материи, особенно если спектр возмущений первичной плотности может отклоняться от простого степенного закона.

Важный вопрос состоит в том, имеет ли исходный спектр возмущений плотности гауссову форму (как это ожидается в инфляционных сценариях) или негауссову форму, которую можно ожидать, если важна роль топологических дефектов типа космических струн. Являются ли пустоты, листы и нити в распределении галактик естественным следствием моделей, в которых структура разрастается исключительно под действием гравитации, как это предлагается численными моделями? Реальна ли заявленная периодичность распределения красных смещений в дальних узконаправленных наблюдениях в направлении полюсов галактики?

## 10. Топология Вселенной

В разделе 7.4 мы отмечали, что крупномасштабную топологию Вселенной невозможно описать с помощью общей теории относительности. Если следовать через Вселенную по радиальной линии, неизвестно, когда мы обнаружим себядвигающимися к отправной точке нашего пути и обнаружим ли вообще. В принципе Вселенная может начать повторять саму себя еще до того, как мы достигнем горизонта (теория «маленькой Вселенной»).

Команда WMAP обнаружила одну странную вещь: по сравнению с предсказаниями консенсуса — плоской модели с лямбда-CDM, — возмущения, наблюдаемые на больших расстояниях, гораздо меньше ожидаемых. Возможное, хотя и крайне спорное объяснение состоит в том, что мы живем во Вселенной, имеющей конечный размер меньше нашего горизонта.

В полной космологической теории, которая, возможно, появится из теории струн, мы могли бы ожидать определения крупномасштабной топологии Вселенной.

## 11. Антивещество

В непосредственной близости от нас существует значительное преобладание вещества над антивеществом, и мы естественным образом полага-

ем, что таково положение вещей во Вселенной в целом, сложившееся в результате начальных условий. Почему это должно быть так? Некоторые космологи, особенно Альфвен и Омнес, утверждали, что во Вселенной существуют равные количества вещества и антивещества, которые просто остаются пространственно изолированными. Столкновение «комков» вещества и антивещества (возможно, целых галактик или скоплений) генерировало бы огромную энергию аннигиляции. При аннигиляции образуются пионы ( $\pi^0$ ), которые затем распадаются, рождая гамма-лучи. Пик гамма-лучевого фона можно было бы ожидать при 100 Мэв, однако такового не наблюдается. Данные по космическим лучам и гамма-лучам исключают возможность существования в Солнечной системе, Галактике, Местной группе галактик, скоплениях галактик и межгалактической среде (если таковая существует) больших объемов антивещества.

Теории Великого объединения (раздел 8.7) предлагают объяснить избыток вещества над антивеществом, которое, видимо, преобладает во Вселенной в нынешнюю эпоху, через процессы несохранения барионов в ранней Вселенной.

## 12. Первичные гелий и дейтерий

Согласно стандартной теории рождения Вселенной в горячем Большом взрыве, около двадцати четырех процентов (по массе) вещества, из которого образовались галактики, находилось в форме гелия ( $^4\text{He}$ ), а около 0,003 процента — в форме дейтерия ( $^2\text{H}$ ), причем как первый, так и второй образовались в ходе термоядерных реакций в фазу огненного шара (раздел 5.3). Поскольку такие количества данных элементов служат важным подтверждением рождения Вселенной в Большом взрыве, важно быть уверенным, что эти химические элементы не могли образоваться в ходе других астрофизических процессов.

Образование двадцати четырех процентов гелия в звездных процессах сопровождалось бы высвобождением такого количества энергии, которое можно было бы отождествить только с реликтовым излучением. Некоторые старые звезды нашей Галактики, в спектрах которых линии гелия очень слабы или отсутствуют вообще, могли бы свидетельствовать в пользу того, что гелий имеет непервичное происхождение, но в настоящее время этот факт объясняется с помощью обычных астрофизических процессов, в результате которых их гелий был изолирован и скрыт из виду.

Значительные количества дейтерия могут образоваться только в очень необычных сценариях, например, в гигантских потоках космических лучей с очень высокой энергией в эпохи, последовавшие за рекомбинацией. Обычно любой образующийся дейтерий тут же распадается или превращается в гелий. Первичный дейтерий разрушился бы в горячих недрах звезд, поэтому то его количество, которое наблюдается сегодня, скорее всего, ниже его содержания в первичной Вселенной.

Количества гелия и дейтерия, образовавшиеся в фазу огненного шара, могут измениться под влиянием изменяющейся величины  $G$ , анизотропного расширения, дополнительных неизвестных элементарных частиц или вырождения нейтрино, что и было использовано для наложения жестких ограничений на все эти эффекты.

Недавно возникла еще одна проблема: измерения количества дейтерия в направлении квазаров с большим красным смещением дают более высокие значения  $\Omega_b h^2$ ,  $0,02 \pm 0,002$ , чем те, что необходимы для согласования с количеством гелия,  $\sim 0,01$ . В поддержку более высокого значения выступает также анализ анизотропии реликтового излучения (WMAP дает  $\Omega_b h^2 = 0,024 \pm 0,001$ ). Таким образом, существует два варианта: либо количество гелия слишком мало, либо нам нужна новая физика.

### 13. Образование галактик

Использование компьютерных моделей  $n$ -тел позволило добиться значительных успехов при моделировании возможного образования галактик из исходного спектра возмущений плотности. Существует несколько сценариев (холодная темная материя, смешанная темная материя, холодная темная материя при низкой  $\Omega$  и ненулевой  $\Lambda$ ), способных к созданию моделей распределения галактик, достаточно близких к наблюдаемому распределению галактик по небу. С помощью моделей, включающих гидродинамику, у нас появляется возможность смоделировать образование отдельных галактик. Однако эти модели не помогают определить эпоху начала образования звезд в галактиках и производства тяжелых химических элементов в недрах этих звезд, а также принцип образования разных типов галактик.

Прямые поиски протогалактик имели весьма сомнительный успех. Оказалось, что многие квазары и некоторые радиогалактики имеют красное смещение в диапазоне 3–6,4. Непрерывный спектр в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах для некоторых радиогалактик можно смоделиро-

вать, опираясь на относительно недавний ( $10^8 - 10^9$  лет) всплеск звездообразования. В дальнем инфракрасном диапазоне при  $z = 1 - 5$  ученым удалось обнаружить несколько примеров галактик с очень высокой светимостью ( $> 10^{13}$  светимостей Солнца), причем некоторые более экстремальные объекты явно увеличивались посредством гравитационного линзирования. Именно они являются неплохими кандидатами на роль галактик, переживающих всплеск звездообразования. Кроме того, галактики с большим красным смещением были обнаружены в связи с аналогичными квазарами, с системами линий поглощения в спектрах квазаров, а также в процессе поисков «выпавших галактик Лаймана» (в которых падение интенсивности вблизи альфа-линий Лаймана из-за межгалактического поглощения обнаруживает красное смещение к U или V-диапазону).

Хотя мы считаем, что основное звездообразование в галактиках происходит между эпохами, соответствующими  $z = 1 - 5$ , и что важную роль в этом процессе играют взаимодействия и слияния галактик, детали образования галактик остаются для нас весьма неясными отчасти потому, что роль, которую во всем этом играет затенение пылью, все еще остается спорной.

## 14. Существует ли межгалактическая среда?

Очень точная планковская форма спектра реликтового излучения, обнаруженная COBE, исключает возможность существования горячего межгалактического газа с критической плотностью, который считали возможным источником основной части рентгеновского излучения. С другой стороны, более низкая плотность горячего газа могла внести тот или иной вклад в рентгеновское излучение.

Не исключено, что прародителями галактических дисков являются облака затухания Лайман-альфа, наблюдаемые в спектрах поглощения квазаров. При  $z \approx 3$  они вносят в плотность Вселенной примерно  $\Omega = 0,003$ . Облака, приводящие к целому «лесу» линий затухания Лайман-альфа, имеющие гораздо меньшую плотность, выглядят как первичные облака и образуют «космическую сеть» межгалактических облаков и нитей. Самые последние исследования были сосредоточены на моделировании образования и эволюции этой сети, а также попытках предсказать эпоху «первого света», когда начинается образование звезд и повторная ионизация оставшегося газа. Исследования квазаров с большим значением  $z$  предполагают, что это произошло при  $z \sim 6$ , однако, согласно данным WMAP,  $z \sim 17$ .

## 15. Темная материя

Поскольку вклад, который вносят в среднюю плотность Вселенной видимые звезды, составляет всего  $\Omega_0 \approx 0,004$ , тогда как барионное вещество вносит  $\Omega_b \approx 0,08(50/H_0)^2$ , то во Вселенной должна существовать барионная темная материя. В принципе она могла бы пребывать в виде звезд с низкой массой, белых карликов, коричневых карликов, юпитеров или черных дыр, но, скорее всего, она находится в форме ионизованного газа при  $T \sim 10^5 - 10^6$  градусов по шкале Кельвина. Кроме того, существует прямое динамическое свидетельство темных гало, окружающих галактики всех типов, что подтверждается либо их кривыми вращения, либо дисперсией их скоростей. Некоторые звезды с низкой массой были обнаружены в гало нашей Галактики благодаря эффектам микролинзирования, но вряд ли они составляют более двадцати процентов от общей массы гало.

Различные сценарии образования Галактики требуют существования в небарионной темной материи возмущений первичной плотности. Следовательно, вполне вероятно, что гало нашей Галактики в основном имеет небарионную природу и, возможно, состоит из некой разновидности холодной темной материи. Самыми популярными кандидатами на ее роль служат нейтралыно — самая легкая суперсимметричная частица, или аксион. В настоящее время учеными проводятся поиски нейтралыно на подземных установках, которые должны завершиться определением скоростей предсказанного события в следующие несколько лет.

Горячая темная материя, которая, согласно предсказаниям, составляет двадцать процентов от общей массы Вселенной в модели со смешанной темной материей, могла бы существовать в виде нейтрино с массой  $1 - 10 \text{ эВ}/c^2$ , возможно, тау-нейтрино. Эксперименты CHORUS и NOMAD, проводимые в ЦЕРНе, должны измерить массу этого нейтрино в ближайшие несколько лет.

## 16. Эволюция квазаров, активных ядер галактик и галактик с интенсивным звездообразованием

Подсчеты радиоисточников с крутыми спектрами свидетельствуют о существовании сильной эволюции в населенных радиогалактик и радиогромких квазаров. Наблюдения красных смещений оптически избранных квазаров дают прямое свидетельство того, что население квазаров переживает сильнейшую эволюцию. В обоих случаях эта эволюция имеет примерно одинаковый вид, причем характерная светимость населений этих

объектов была примерно в тридцать раз больше при красном смещении в  $z = 2 - 3$ , чем сегодня. Аналогичная эволюция наблюдается также в рентгеновских квазарах и, что, возможно, более удивительно, в населении галактик с интенсивным звездообразованием (на длинах волн от радио до оптических).

Полного объяснения этой эволюции пока не существует, но вполне вероятно, что значительную роль как в генерации всплесков звездообразования, так и в процессе направления газа к черной дыре в ядрах активных галактик (AGN) играют взаимодействия и слияния галактик. Таким образом, эволюция понимается как слежение за историей звездообразования во вселенной. И хотя большинство анализов сходятся в том, что между  $z = 0$  и  $z = 1 - 2$  существует крутой подъем характерной светимости, а значит и скорости звездообразования, ученые по-прежнему спорят о том, остается ли характерная светимость высокой от  $z = 2$  до 5 или резко падает.

## 17. Природа рентгеновского- и гамма- фонового излучения

Порядка тридцати–семидесяти процентов рентгеновского фона и, возможно, весь гамма-фон, скорее всего, генерируют квазары и активные ядра галактик. Рентгеновские источники в богатых скоплениях галактик, по видимому, вносят не более десяти процентов рентгеновского фона. Основная часть остального рентгеновского фона, судя по всему, обусловлена населением рентгеновских галактик, имеющих линии испускания и во многом напоминающих галактики с интенсивным звездообразованием. При мягких рентгеновских лучах существует значительное переднее излучение от местного горячего ( $10^6$  К) газа, который, вероятно, образуется в остатках сверхновых.

Интересное предположение, прозвучавшее в последние годы, заключалось в том, что население крайне затененных активных ядер галактик необходимо для понимания жесткого рентгеновского фона и что тепловое излучение от затенения пылью может внести ощутимый вклад в инфракрасный или децимиллиметровый фон. Однако до сегодняшнего дня такое население оказалось сложно идентифицировать в инфракрасном и децимиллиметровом наблюдениях.

## 18. Вспышки гамма-излучения

Вспышки гамма-излучения были открыты в 1970-х годах американскими спутниками Vela, которые создавались для слежения за ядерными



взрывами в атмосфере. Эти вспышки продолжаются от доли секунды до нескольких сотен секунд, и к настоящему времени было зарегистрировано уже несколько тысяч таких вспышек. Эти вспышки никогда не повторяются, и лишь в нескольких случаях происхождение такой вспышки было идентифицировано через связь с рентгеновским излучением, а еще в ряде случаев наблюдалось оптическое и радиопослесвечение. Распределение таких вспышек по небу приблизительно изотропно и не вызывает сосредоточения ни в направлении галактической плоскости, ни к центру нашей Галактики. Наклон линии подсчета источников,  $d \log N / d \log S$ , гораздо меньше, чем евклидов наклон, равный  $-1,5$ .

Идентифицированные вспышки гамма-лучей имеют внегалактическую природу, означая события с энергией, равной  $10^{44}$  Ватт, и обычно считаются сопутствующими либо слиянию нейтронных звезд, либо образованию черной дыры после гибели массивной звезды.

## 19. Проблема солнечных нейтрино

Все многочисленные эксперименты с нейтрино регистрировали электронные нейтрино от Солнца в количестве гораздо меньшем, чем предсказанное стандартной моделью Солнца, — обычно приблизительно в два раза. Это может объясняться тем, что электронное нейтрино подвержено осцилляциям, которые превращают его в мюонное нейтрино, и тем, что в силу этого электронное и мюонное нейтрино имеют ненулевую массу порядка миллионной и нескольких тысячных  $\text{эВ}/c^2$  соответственно.

Исследования мюонных нейтрино, образованных в атмосфере космическими лучами, свидетельствуют о том, что мюонные нейтрино также подвержены колебаниям. Таким образом, все три известных типа нейтрино, судя по всему, имеют ненулевую массу, но их совокупный вклад в плотность космологического вещества не может превышать  $\Omega_\nu \sim 0,001$ .

Однако ряд несоответствий между экспериментами с нейтрино и возможностью существования дополнительных разновидностей нейтрино по-прежнему существует, так что мы не можем исключить и более значительный их вклад в динамику Вселенной.

## 20. Жизнь во Вселенной

Антигеоцентрическая точка зрения, вынуждающая нас принять космологический принцип, естественным образом приводит к мысли о том, что мы не являемся уникальным событием во Вселенной. Расчеты вероятности

существования в нашей Галактике других населенных планет достаточно бессмысленны на данном этапе нашего знания о происхождении жизни. (Нередко цитируют такую оценку: в настоящее время число технически развитых сообществ в нашей Галактике равно десяти процентам среднего времени выживания технической цивилизации в годах.) Однако в рамках космологического принципа мы обязаны принять существование по меньшей мере одной населенной планеты на галактику. Естественно, нам было бы очень приятно думать, что где-то еще все споры, описанные в данном эпилоге, уже получили разрешение. И все же вряд ли стоит ожидать получения этих решений с помощью того или иного способа межгалактической передачи данных, поскольку в рамках эволюционной космологии, когда галактики образуются одновременно и развиваются параллельно друг другу, свет даже самой близкой сравнимой галактики, М31, отправился в путь два миллиона лет назад — задолго до того, как на Андромеда-Земле могли появиться Андромеда-люди. Так что решать все выше обозначенные проблемы нам придется самостоятельно.

# Ответы на задачи

## Глава 1

- 1.1:  $9,6 \times 10^{-7} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ ,  $4,02 \times 10^{-14} \text{ Вт м}^{-3}$ ,  $2,5 \times 10^{34} \text{ Вт м}^{-3}$ ,  $2,6 \times 10^{12} \text{ К}$ .  
1.2:  $4,84 \times 10^{-11} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ , 0,00005.  
1.3:  $\rho_{gal} = 7 \times 10^{-27} \text{ кг м}^{-3}$ ,  $10^4 \times \rho_{rad} = 7 \times 10^{-31} \text{ кг м}^{-3}$ .  
1.4:  $M_{halo} = 10^{12} M_{\odot}$ , поэтому нужно  $10^{15}$  черных дыр в сфере радиуса 100 кпк; ближайшая на расстоянии  $\sim 1$  пк.  
1.5: плотность WIMP равна  $0,1 \text{ м}^{-3}$ , тело пропускает  $1 \text{ м}^2 \times 3 \times 10^5 \text{ м}$  в сек, так что тело пронизывает  $3 \times 10^4$  частиц в сек.

## Глава 2

- 2.1:  $6,3 \times 10^{14}$ ,  $2,5 \times 10^{12}$ ,  $4,0 \times 10^7$ ,  $1,6 \times 10^5$ .

## Глава 3

- 3.1: (а) 0,37, (б) 0,75, (в) 2,16.  
3.2: (I) 0–0,03, 0,37–0,85, 2,23–3,11, (II) 0,03–0,37, 3,11–4,81, 4,81–6,40.

## Глава 4

- 4.1:  $1,3 \times 10^{10} \text{ лет}$ ;  $50 \leq H_0 \leq 68 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .  
4.4: (а)  $|r| < 1$ ,  $ds^2 = R^2(t)[d\chi^2 + \sin^2 \chi(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]$   
(б)  $r = \sinh \chi$ , окружность/радиус =  $2\pi \sinh \chi / \chi > 2\pi$  при  $k = -1$   
 $= 2\pi \sin \chi / \chi < 2\pi$  при  $k = 1$ .  
4.5: Возраст Галактики =  $6,6 \times 10^9 \text{ лет}$ ,  $7,6 \times 10^9 \text{ лет}$ , включая время образования; нужно  $h < 0,85$ .

## Глава 5

- 5.2: (а)  $t_2 = 75 \text{ сек}$ ,  $t_1 = 3 \text{ сек}$ , (б)  $t_2 = 45\,000 \text{ сек}$ ,  $t_1 = 4000 \text{ сек}$ .  
 $X(\text{He}) = 0,30$  (а), 0 (б). Случай (а) близок к наблюдаемому количеству гелия.  
5.3:  $R \propto t^{2/3(w+1)}$ ,  $\rho \propto t^2$ ,  $p = w\rho c^2$ . При  $w = -1$ ,  $\rho = \rho_0$   $R \propto \exp[\sqrt{8\pi G \rho_0 / 3} t]$ .

5.5: Нет.  $\rho_e = 2 \times 10^8 \text{ м}^{-3}$ .  $d = 7,5 \times 10^{19} \text{ м}$ . Время между взаимодействиями  $2,5 \times 10^{11} \text{ сек}$ ; ср. с возрастом Вселенной  $10^{11} \text{ сек}$ , но в ранние эпохи  $t_{int} \ll t$ , такое большое количество рассеяний делают Вселенную непрозрачной.

5.6: 0,1 год, преобладает излучение.  $4 \times 10^{-10} \text{ сек}$ ,  $T = 10^{15} \text{ К}$ .

5.7: до аннигиляции  $g_i = 2 + 2 + 2 \times (7/8) = 11/2$ . После  $g_f = 2$ , поэтому  $g_i T_i^3 = g_f T_f^3$   $T_f = \sqrt[3]{11/4} T_i = 1,4 T_i$ , так что  $T_v = 1,95 \text{ К}$ .

## Глава 7

7.1: см. таблицу 7.2.

7.4:  $t/t_0 = 0,068$ ,  $d/d_{obs} = 0,59$ ,  $z = 3$ .

7.5:  $h < 0,52$ .

## Глава 8

8.1: см. таблицу 7.2; Q.

8.2:  $Z_3 = 10^3$ ,  $Z_2 = 10^{26}$ ,  $Z_1 = 10^{56}$ .

8.3:  $3 \times 10^{17} \text{ К}$ ,  $10^{17}$ , нет.

# Для дальнейшего чтения

## Вводная литература

- Harrison, E. R. (1981). *Cosmology, the science of the universe*. Cambridge University Press.
- Hawking, S. (1988). *A brief history of time*. Bantam Press, London.
- Hubble, E. (1958). *Realm of the nebulae*. Dover, New York.
- Rees, M. J. (1997). *Before the beginning*. Simon and Schuster, London.
- Rowan-Robinson, M. (1979). *The cosmic landscape*. Oxford University Press.
- Rowan-Robinson, M. (1993). *Ripples in the cosmos*. Freeman, New York.
- Rowan-Robinson, M. (1999). *The nine numbers of the cosmos*. Oxford University Press.
- Silk, J. (1979). *The big bang*. Freeman, New York.
- Smoot, G. (1993). *Wrinkles in time*. Little and Brown, London.
- Thorne, K. S. (1994). *Black holes and time warps: Einstein's outrageous legacy*. Picador, London.
- Weinberg, S. (1977). *The first three minutes*. Basic Books, New York.

## Литература аналогичного уровня

- Berry, M. (1977). *Principles of cosmology and gravitation*. Cambridge University Press.
- Liddle, A. (1999). *An introduction to modern cosmology*. Wiley.
- Sciama, D. W. (1971). *Modern cosmology*. Cambridge University Press.

## Более глубокая литература

- Coles, P. and Lucchin, F. (1995). *The origin and evolution of cosmic structure*. Wiley, New York.
- Kolb, E. W. and Turner, M. S. (1990). *The early universe*. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Narlikar, J. V. (1983). *Introduction to cosmology*. Jones and Bartlet, Boston.

Peacock, J. A. (1990). *Cosmological physics*. Cambridge University Press.

Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of physical cosmology*. Princeton University Press, Princeton, NJ.

Rowan-Robinson, M. (1985). *The cosmological distance ladder*. Freeman, New York.

Weinberg, S. (1972). *Gravitation and cosmology*. Wiley, New York.

См. также множество замечательных обзорных статей в *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, Пало-Альто, Калифорния.

# Словарь специальных терминов

*Барион* — семейство адронов, к которому принадлежат протоны, нейтроны и нестабильные гипероны (а также их античастицы).

*Модели Вселенной, родившейся в Большом взрыве* — модели расширяющейся Вселенной, в которой плотность была бесконечной в конечный момент времени в прошлом.

*Излучение абсолютно черного тела* — абсолютно черным телом называется стопроцентно эффективный излучатель или поглотитель излучения. Когда вещество и излучение пребывают в полном тепловом равновесии, например в фазу огненного шара, излучение будет иметь планковский спектр, или спектр абсолютно черного тела. Реликтовое излучение на микроволновых частотах имеет спектр абсолютно черного тела с температурой 2,7 градуса по шкале Кельвина и считается оставшимся от фазы огненного шара.

*Черная дыра* — область, в которой вещество коллапсировало до такой степени, что свет уже не может из него вырваться.

*Тормозное излучение* — излучение ионизированного газа, обусловленное движением электронов в электростатическом поле, создаваемом ионами.

*Цефеиды* — звезды, яркость которых изменяется по синусоидальному закону с периодом от двух до ста дней, причем этот период напрямую связан со средней светимостью звезд.

*Содвигнувшийся наблюдатель* — наблюдатель, пребывающий в состоянии покоя относительно субстрата.

*Комптоновское рассеяние* — рассеяние свободными электронами фотонов, которые в собственной системе электрона имеют энергии, превышающие массу покоя электрона ( $m_e c^2$ )<sup>1</sup>. Когда рассеяние приводит к увеличе-

---

<sup>1</sup> Комптоновское рассеяние происходит при любой энергии фотона, а вот заметное изменение его частоты действительно происходит только при энергиях больше или порядка массы покоя электрона.

нию энергии фотона, его часто называют обратным комптоновским рассеянием.

*Принцип Коперника* — Земля не имеет привилегированного положения во Вселенной.

*Космические лучи* — релятивистские частицы (ядра и электроны), которые непрерывно обстреливают Землю. Некоторые из них приходят от Солнца, другие от пульсаров, сверхновых и прочих событий, сопровождающихся выбросом энергии.

*Космологический принцип* — фундаментальные наблюдатели видят Вселенную как однородную и изотропную.

*Космологическое время* — в однородной Вселенной собственные времена фундаментальных наблюдателей можно синхронизировать, чтобы получить универсальное космологическое время.

*Критическая плотность* — средняя плотность Вселенной, разделяющая модели Вселенной, которая родилась в Большом взрыве и будет расширяться вечно, от моделей Вселенной, которая родилась в Большом взрыве, но в конечном итоге вновь сожмется.

*Параметр замедления* — измеряет безразмерную скорость, с которой замедляется расширение Вселенной. Должен быть положительным, если единственной действующей силой является гравитация.

*Угловой диаметр* — расстояние, полученное при допущении, что видимый угловой размер объекта уменьшается обратно пропорционально расстоянию.

*Модуль расстояния* — разность между видимой и абсолютной величинами объекта, равная  $5 \lg$  (расстояние в пк) — 5.

*Энтропия* — степень беспорядка в системе.

*Эпоха разделения* — момент эволюции Вселенной, родившейся в Большом взрыве, когда происходит рекомбинация вещества, которое становится прозрачным для излучения.

*Полевые уравнения* — дифференциальные уравнения, которые в общей теории относительности связывают геометрию пространства-времени, описанную метрикой, с распределением вещества и других форм энергии.

*Фаза огненного шара* — фаза эволюции Вселенной, родившейся в Большом взрыве, которая предшествует эпохе разделения, когда вещество совершенно непрозрачно для излучения и вещество с излучением находятся в тепловом равновесии.



*Поток* — полная энергия, полученная от источника за секунду на единицу площади по нормали к направлению источника (единица измерения: Вт м<sup>-2</sup>).

*Плотность потока* — поток на единицу полосы пропускания (единица измерения: Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>). Также называется монохромным потоком.

*Фундаментальный наблюдатель* — наблюдатель, пребывающий в состоянии покоя относительно субстрата, т. е. содвижущийся вместе с ним.

*Галактические координаты* ( $l, b$ ) — сферические полярные координаты, аналогичные широте и долготе, в которых плоскость Галактики играет роль экватора, а направление центра Галактики соответствует нулевой долготе.

*Гравитационная волна* — согласно общей теории относительности, волны могут передаваться через гравитационное поле аналогично тому, как свет передается через электромагнитное поле<sup>2</sup>.

*Адроны* — тяжелые элементарные частицы (протоны, нейтроны, мезоны), которые принимают участие в сильных ядерных взаимодействиях.

*Тяжелые химические элементы* — все химические элементы, кроме водорода, гелия и легких элементов (лития, бериллия и бора), астрономы называют тяжелыми химическими элементами. В среднем они составляют около одного процента вещества в нашей Галактике.

*Гелиевая вспышка* — момент эволюции звезды, когда ее ядро, истратившее все запасы водорода, нагрелось достаточно, чтобы начался синтез гелия.

*Диаграмма Герцшпрунга–Рассела (ГР)* — график зависимости светимости звезды от температуры ее поверхности (или, на практике, от цвета или спектрального класса), по которому можно проследить эволюцию звезд с разной массой.

*Однородность* — однородная Вселенная выглядит одинаковой для всех фундаментальных наблюдателей.

*Горизонт* — поверхность, разделяющая частицы, которые мы уже видели, и частицы, о которых мы еще ничего не знаем.

*Расстояние Хаббла* — расстояние, на котором галактики имеют красное смещение, равное единице, на основе закона Хаббла. Современное значение данной величины составляет 6000 Мпк или  $2 \times 10^{10}$  световых лет.

---

<sup>2</sup>Точнее, гравитационная волна — это решение полевых уравнений общей теории относительности для метрического тензора в виде той или иной волны (плоской, сферической или какой-либо иной). Совершенно аналогично световая волна — это решение полевых уравнений Максвелла для электромагнитного поля.

*Закон Хаббла* — красное смещение объектов во Вселенной увеличивается линейно с увеличением расстояния. Большинство космологических моделей предсказывают отклонения от линейности, когда красное смещение уже не  $\ll 1$ .

*Параметр (или постоянная) Хаббла* — угол наклона графика зависимости красного смещения от расстояния (единица измерения:  $\text{км с}^{-1} \text{Мпк}^{-1}$ ). Современное значение данной величины составляет  $50\text{--}80 \text{ км с}^{-1} \text{Мпк}^{-1}$ .

*Время Хаббла* — время, за которое Вселенная, расширяющаяся с настоящей скоростью, удвоит свой размер, если считать, что красное смещение обусловлено удалением. Современное значение данной величины составляет  $2 \times 10^{10}$  лет.

*Горение водорода* — ядерный синтез водорода в гелий в недрах звезд.

*Облако  $H_I$*  — облако холодного нейтрального водорода.

*Область  $H_{II}$*  — облако горячего ионизированного водорода, обычно нагретого свечением звезды.

*Инерциальная система отсчета* — система отсчета, в которой справедлив первый закон Ньютона.

*Интенсивность* — (монохромная) интенсивность протяженного источника излучения — это поток (его плотность) на единичный телесный угол (единица измерения:  $\text{Вт м}^{-2} \text{ср}^{-1} \text{Гц}^{-1}$ ).

*Интервал* — измеренный в инерциальной системе отсчета промежуток между двумя событиями, разделенными расстоянием  $dr$  и временем  $dt$ , определяется уравнением  $ds^2 = dt^2 - dr^2/c^2$ , так что он равен нулю, если эти события можно связать световым сигналом.

*Инвариант* — скалярная величина, имеющая одинаковое значение во всех системах отсчета.

*Изотропность* — для фундаментального наблюдателя изотропная Вселенная выглядит одинаковой во всех направлениях в небе.

*Янский (Ян)* — астрономическая единица измерения плотности потока:  $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт м}^{-2} \text{Гц}^{-1}$ .

*Лептоны* — легкие элементарные частицы (нейтрино, электроны, мюоны), которые не принимают участия в сильных ядерных взаимодействиях.

*Световой год* — расстояние, которое преодолевает свет в вакууме за один год:  $1 \text{ световой год} = 9,46 \times 10^{15} \text{ м}$ .

*Местная группа галактик* — небольшая группа, состоящая примерно из тридцати галактик, одним из доминирующих представителей которой является наша Галактика (см. таблицу 1.1, стр. 6).

*Светимость* — болометрическая или полная светимость — это энергия, испущенная источником на единицу телесного угла за секунду (единица измерения: Вт ср<sup>-1</sup>). Монохромная светимость — это светимость на единицу полосы пропускания (единица измерения: Вт ср<sup>-1</sup> Гц<sup>-1</sup>).

*Класс светимости* — классификация спиральных галактик по виду их спиральных рукавов (каждый класс имеет разную среднюю светимость). Позволяет использовать спиральные галактики, особенно типа Sc, в качестве индикатора расстояния.

*Фотометрическое расстояние* — расстояние до источника при использовании закона обратных квадратов для излучения.

*Звездная величина* — логарифмическая шкала яркости, используемая астрономами, согласно которой одна звездная величина соответствует изменению логарифма в 0,4 раза. Видимая звездная величина равна  $0,4 \lg (\text{поток}) + \text{постоянная}$ . Фотографическая ( $m_{pg}$ ), визуальная ( $m_v$ ), фотоэлектрическая ( $U, B, V$ ) величины — это величины, измеряемые с помощью различных детекторов и фильтров. Болометрическая величина получается, если можно зарегистрировать весь свет, исходящий от источника. Абсолютная величина (единица измерения светимости) — это величина, которую источник имел бы на расстоянии десяти парсек.

*Главная последовательность* — место на ГР-диаграмме, которое соответствует фазе сжигания водорода в жизни звезд с разной массой.

*Метрика* — связывает разность координат двух событий и разделяющий их интервал; определяет геометрию пространства-времени.

*Нуклоны* — ядерные частицы, т. е. протоны и нейтроны.

*Нейтронная звезда* — холодная, вырожденная, компактная звезда, в которой истощились все запасы ядерного топлива, а противодействие гравитации осуществляется за счет давления вырожденных нейтронов.

*Нуклеосинтез* — образование из водорода химических элементов периодической таблицы посредством термоядерных реакций (в фазу огненного шара — гелия; в звездах — других химических элементов).

*Параллакс* — изменение видимого направления звезды, обусловленное движением Земли вокруг Солнца.

*Парсек (пк)* — расстояние, на котором радиус орбиты Земли стягивает дугу, равную одной секунде: 1 парсек = 3,26 световых лет.

*Пекулярная скорость* — часть скорости галактики, обусловленная ее хаотическим движением относительно субстрата.

*Планковский спектр* — распределение энергии излучения по частотам, характеризующее абсолютно черное тело.

*Принцип эквивалентности* — от гравитации можно избавиться локально, если выбрать систему отсчета, пребывающую в свободном падении.

*Собственное расстояние* — расстояние, измеренное наблюдателем с помощью радиолокационных методов.

*Собственное время* — собственное время наблюдателя — это время, измеренное часами, которые покоятся относительно этого наблюдателя.

*Пульсар* — пульсирующий радиоисточник, связанный с нейтронной звездой.

*Квезары* — невероятно яркие псевдо-звездные радиоисточники, связанные с высокоэнергетическими событиями, которые происходят в ядрах галактик.

*Красный гигант* — фаза эволюции звезды, которая наступает после завершения фазы горения водорода, когда внешние слои звезды раздуваются до гигантских размеров.

*Красное смещение* — смещение частоты спектральных линий в направлении красного конца спектра, обусловленное удалением источника (доплеровское смещение) или действием гравитации (гравитационное красное смещение). Космологическое красное смещение (см. закон Хаббла) обычно интерпретируют как результат расширения Вселенной.

*Релятивистский* — движущийся со скоростью, близкой к скорости света.

*Масштабный коэффициент* — функция времени, удовлетворяющая космологическому принципу, с помощью которой сопоставляются все расстояния во Вселенной.

*Сейфертовские галактики* — разновидность галактик, в ядре которых заметны некоторые признаки активности.

*Сингулярность* — точка, в которой, согласно теоретическим предсказаниям, физические переменные, особенно плотность, становятся бесконечными. Самым ярким примером служит мгновение зарождения вселенных в Большом взрыве, однако сингулярность также играет свою роль внутри черной дыры.

*Пространство-время* — в теории относительности три пространственных измерения и одно временное рассматриваются как единый четырехмерный пространственно-временной континуум.

*Спектральный индекс* — параметр  $\alpha$ , если монохромная светимость  $P(\nu)$  имеет вид  $P(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ , где  $\nu$  — это частота.

*Космология устойчивого состояния* — модель расширяющейся Вселенной, в которой все свойства не зависят от времени: для поддержания во Вселенной постоянной плотности необходимо постоянное рождение вещества.

*Субстрат* — считается, что вещество во Вселенной «размазано» в виде однородной жидкости.

*Синхротронное излучение* — излучение, которое испускают релятивистские электроны, движущиеся по спирали в магнитном поле.

*Томсоновское рассеяние* — рассеяние свободными электронами фотонов, которые в системе покоя электрона имеют гораздо меньшие энергии, чем энергия массы покоя электрона ( $m_e c^2$ ). При этом ни энергия электрона, ни энергия фотона не изменяются.

*Белый карлик* — холодная, вырожденная, компактная звезда, в которой истощились запасы ядерного топлива, а противодействие гравитации происходит за счет давления вырожденных электронов.

# Физические постоянные и коэффициенты преобразования

Постоянная Авогадро	$L$ или $N_A$	$6,022 \times 10^{23}$ моль <sup>-1</sup>
Магнетон Бора	$\mu_B$	$9,274 \times 10^{-24}$ Дж Т <sup>-1</sup>
Радиус Бора	$a_0$	$5,292 \times 10^{-11}$ м
Постоянная Больцмана	$k$	$1,381 \times 10^{-23}$ Дж К <sup>-1</sup>
Заряд электрона	$e$	$-1,602 \times 10^{-19}$ Кл
Комптоновская длина волны электрона	$\lambda_C = h/m_e c$	$2,426 \times 10^{-12}$ м
Постоянная Фарадея	$F$	$9,649 \times 10^4$ Кл моль <sup>-1</sup>
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = \mu_0 e^2 c / 2h$	$7,297 \times 10^{-3}$ ( $\alpha^{-1} = 137,0$ )
Газовая постоянная	$R$	$8,314$ Дж К <sup>-1</sup> моль <sup>-1</sup>
Гравитационная постоянная	$G$	$6,673 \times 10^{-11}$ Н м <sup>2</sup> кг <sup>-2</sup>
Ядерный магнетон	$\mu_N$	$5,051 \times 10^{-27}$ Дж Т <sup>-1</sup>
Проницаемость вакуума	$\mu_0$	$4\pi \times 10^{-7}$ Н м <sup>-1</sup> (точное значение)
Диэлектрическая постоянная вакуума	$\epsilon_0$	$8,854 \times 10^{-12}$ Ф м <sup>-1</sup> ( $1/4\pi\epsilon_0 = 8,988 \times 10^9$ м Ф <sup>-1</sup> )

Постоянная Планка	$h$	$6,626 \times 10^{-34}$ Дж с
(Постоянная Планка)/ $2\pi$	$\hbar$	$1,055 \times 10^{-34}$ Дж с= $6,582 \times 10^{-16}$ эВ с
Масса покоя электрона	$m_e$	$9,110 \times 10^{-31}$ кг= $0,511$ МэВ/ $c^2$
Масса покоя протона	$m_p$	$1,673 \times 10^{-27}$ кг= $938,3$ МэВ/ $c^2$
Постоянная Ридберга	$R_\infty$	$\mu_0^2 m_e e^4 c^3 / 8 h^3 =$ $= 1,097 \times 10^7$ м $^{-1}$
Скорость света в вакууме	$c$	$2,988 \times 10^8$ м с $^{-1}$
Постоянная Стефана – Больцмана	$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15 h^3 c^2$	$5,670 \times 10^{-8}$ Вт м $^{-2}$ К $^{-4}$
Атомная единица массы ( $^{12}\text{C}$ )	$u$	$1,661 \times 10^{-27}$ кг= $931,5$ МэВ/ $c^2$
Длина волны фотона с энергией 1 эВ		$1,243 \times 10^{-6}$ м

1 Å= $10^{-10}$  м; 1 дина= $10^{-5}$  Н; 1 Гаусс (G)= $10^{-4}$  Тесла (Т);

0°C= $273,15$  К; 1 Кюри (К)= $3,7 \times 10^{10}$  с $^{-1}$ ;

1 Дж= $10^7$  эрг= $6,241 \times 10^{18}$  эВ; 1 эВ= $1,602 \times 10^{-19}$  Дж; 1 кал =  $4,184$  Дж;

$\ln 10 = 2,303$ ;  $\ln x = 2,303 \log x$ ;  $e = 2,718$ ;  $\log e = 0,4343$ ;  $\pi = 3,142$

# Предметный указатель

WIMPS, 14, 138

Альфа-линия Лаймана, 18, 154, 155

Анизотропные космологические модели, 78, 196

Аннигиляция вещества и антивещества, 119–120, 187

Антропный принцип, 199

Барион, 3, 119

Белый карлик, 30, 33, 51, 60

Большое Магелланово облако, 36

Большой взрыв, 25, 33, 77–106, 108–134, 189–190

— ранние стадии, *см.* Фаза огненного шара

Величина

— абсолютная, 6, 58–59, 167–171

— видимая, 58–59, 167–171, 178

— — тест по красному смещению, 162–165

Вириальная теорема, 148

Водород, 27, 28, 30, 76, 111

— атомарный ( $H_I$ , нейтральный), 18, 27, 36, 154

— горение, 28–30, 195

— ионизованный ( $H_{II}$ ), 27, 155

— молекулярный, 28, 156

Вращение Фарадея, 156

Время, универсальное космическое, 79

Вселенная

— в которой господствует излучение, 75, 109–125

— вероятность другой жизни в, 218

— возраст, 75, 102–105, 159, 209

— пульсирующая, 96, 97

— расширение, 63, 75, 81, 92–99, 159–165, 190

— статическая Эйнштейна, 98, 209

— структура, 51–54, 210

Галактика, 1–3, 17, 21–23, 25, 27–51, 59, 62, 67–68, 75, 89, 127, 146, 149, 185, 205

— вращение, 35, 62, 77

— гало, 14, 34–35, 89, 146, 155

— диск, 33–35

— радиоизлучение от, 21, 24

— ядро, 27, 33–34, 36

Галактики, 2, 3, 12, 27–54, 59–71, 111, 120, 124, 145–150, 170, 173, 176–180

— N-типа, 49

— активные, 12, 27, 48–50, 210, 215, 216

— взаимодействующие, 27, 41, 130

— иррегулярные, 39–41

— кривая вращения, 145–146

— массы, 145–148



- образование, 130, 137
- подсчеты, 67, 68, 71–72, 176–178
- радио, 12, 27, 43–50
- с интенсивным звездообразованием, 27, 41, 51, 216
- сейфертовские, 27, 48–49
- спиральные, 2, 36, 39–41, 43, 47, 59, 143
- эллиптические, 2, 36, 39–41, 47–49, 130, 148
- ядра, 39, 48–50
- Гамма-лучи, 12, 23, 28, 51, 187, 216
- Гелиевая вспышка, 30
- Гелий, 29, 30, 33, 35, 75, 111, 119–124, 159, 195, 204, 212–213
- Геодезические, 88, 162
- Главная последовательность, 29, 30, 35, 63
- Горизонт, 105, 134, 165–166, 208
- Гравитационная линза, 60, 88–89, 171
- Гравитационная постоянная, 194–196
- Гравитационные волны, 15, 89, 157, 204
- Гравитация, 78, 82, 84, 189, 194
- ньютонова, 78, 82, 84
- Давление, 79–83, 97, 108–109
- Датирование по радиоактивным изотопам, 75
- Дейтерий, 122–125, 212
- Детектор гравитационных волн, 1
- Диаграмма Герцшпрунга-Рассела, 31
- Длина Джинса, 139
- Длина волны, 3–12, 23, 163–165
- Доплеровское смещение, 63, 160, 161
- Евклидово пространство, 61, 159
- Закон обратных квадратов, 23, 58, 160
- Затенение пылью, 64–69
- Звездная эволюция, 28–33, 75
- Звезды RR Лиры, 31, 58
- Зодиакальный свет, 24–25, 184
- Зона избегания, 67–68
- Излучение абсолютно черного тела, 15–17, 24, 112–113, 159, 184
- Изотоп, 75
- Изотропность, 63–71, 77–82, 196–198, 205–207
- галактик, 63–68
- радиоисточников, 68–71
- реликтового излучения, 14, 71, 78, 127–131, 205
- скоплений, 68
- Инвариант, 86–87
- Инерциальная система отсчета, 84–86
- Интенсивность излучения, 16–18, 25, 73, 182–186
- Инфляция, 125–126, 131, 190, 207–209
- Инфракрасное излучение, 2–12, 27, 36, 40, 48, 51, 180, *см. также* Фоновое излучение
- Камертон Хаббла, *см.* Последовательность Хаббла
- Каталог Ухуру ярких источников, 183
- Квazarы, 10, 19, 21, 27, 48–51, 150, 170, 176, 179–181, 184, 185, 202, 215, 216

- Квантовая гравитация, 192, 204–205  
 Кварки, 119, 125, 198  
 Комптоновское рассеяние, 21, 51, 134, 153  
 Координаты, сдвигнувшиеся, 89, 163  
 Коричневые карлики, 14, 35  
 Космические лучи, 12, 13, 152–154, 212  
 Космический микроволновый фон, *см.* Фоновое излучение  
 Космологическая  
 — модель, 24, 77–105, 187  
 — постоянная, 92, 96–100, 105, 171, 178, 208–209  
 — шкала расстояний, 56–63  
 Космологический  
 — принцип, 77–78, 89, 154  
 Космологическое  
 — отталкивание, 96  
 Космология  
 — Бранса-Дикке, 196, 202  
 — Ньютона, 79–84, 159–160  
 — в рамках общей теории относительности, 89–92, 162–187  
 — в рамках специальной теории относительности, 84–86, 160–162  
 — устойчивого состояния, 179, 192–194  
 Космология, Большой взрыв, *см.* Большой взрыв  
 Крабовидная туманность, 12, 30, 33  
 Красное смещение, 50, 62–63, 81, 159–165  
 — гравитационное, 63, 88  
 — космологическое, 63, 75, 159–165  
 — — связь с расстоянием, *см.* Закон Хаббла  
 Красный гигант, 30  
 Кривизна пространства-времени, 87–90  
 — гауссова, 192  
 Лептон, 4, 119  
 Линии излучения, 18–19, 48–50  
 Линии поглощения, 18–19  
 Магические числа Эддингтона, 199–200  
 Магнитное поле, 21, 22, 43, 48  
 Масштабный коэффициент, 89, 92–99  
 Межгалактический газ, 51, 54, 149, 154–157, 213–215  
 Межзвездный газ, 27, 35  
 Мезон, 3, 119  
 Местная группа галактик, 2–3, 51, 63, 127, 158, 205  
 Метод Тулли-Фишера, 60  
 Метрика, 86–89, 162, 173, 192  
 — Минковского, 88  
 — Робертсона-Уокера, 89, 162  
 — тензор, 87–88  
 — устойчивого состояния, 192  
 Микроволновый фон, *см.* Фоновое излучение  
 Млечный Путь, *см.* Галактика  
 Модели «подпрыгивающей» Вселенной, 99  
 Модели Леметра, 99  
 Модели Эддингтона-Леметра, 99  
 Модель Эйнштейна-де Ситтера, 94–96, 100, 146, 156, 210  
 Модель де Ситтера, 98, 193  
 Модуль расстояния, 58  
 Молекулы, 17, 27, 29, 34, 36, 155–157

- Население, звездное, 33–36
- Нейтринный телескоп, 13, 14
- Нейтрино, 3, 12–14, 117–120, 215
- Нейтрон, 3, 119–124
- захват, 30
- Нейтронные звезды, 12, 14, 27, 29–33, 51, 216
- Новые, 33, 59, 63
- Область  $H_I$ , 27, 59, 63
- Образование звезд, 27, 29, 35, 39, 41
- Обратное комптоновское рассеяние, *см.* Комптоновское рассеяние
- Однородность, 71–72, 77–80, 96, 196–198, 210
- Опережение перигелия планет, 88, 196
- Опыт Майкельсона-Морли, 86
- Парадокс Ольберса, 73–74
- Параллакс, 57, 61
- Параметр замедления, 99
- Параметр плотности, 99, 100, 105, 127–132, 173, 174, 207–209, 215
- Парсек, 57
- Пекулярная скорость, 62, 77, 150
- Передача в атмосфере, 22–23, 168
- Переменные цефеиды, 31, 59, 63
- Планетарные туманности, 27–32, 60, 123
- Планковский спектр, 16–17, 112–113, 134
- Плотность вещества, 78–84, 91, 97, 108–111, 114–118, 124–125, 145–157, 207–208, 215
- критическая, 102, 145, 155, 205–207
- Плотность потока, 23, 73
- Подсчет источников, 23–24, 73–74, 159, 174–181
- Позитрон, 120, 198
- Полевые уравнения, 91, 96, 193
- Полоса неустойчивости, 31
- Постоянная тонкой структуры, 200
- Поток излучения, 159–160, 166
- Принцип Коперника, 78
- Принцип Маха, 196, 207
- Промежуток между событиями, 87, 88, 162
- Пространство-время, 86–88
- искривленное, 62, 87–90
- Протозвезда, 28
- Протон, 3, 119–124, 199
- Пульсар, 12, 15, 28, 33, 43, 89, 204
- Пыль, межзвездная, 12, 22, 24, 27, 36, 41, 49, 67–68, 111, 134, 152, 185
- Радиогалактика, *см.* Галактики
- Радиогалактика Cygnus A, 154
- Радиогалактика Кентавр А, 49
- Радиоизлучение, 12, 21–23, 27, 28, 36, 43–50
- Радиоисточники, 43–49, 68–71, 174, 179, 183
- подсчеты, 74, 179–180
- Расстояние, определенное с помощью радиолокационных методов, 57, 165
- Реликтовое излучение, 10, 63
- Рентгеновский источник Cygnus X-1, 33, 202
- Рентгеновское излучение, 3–12, 19–23, 27, 28, 51–54, 143, 145
- Реферативный каталог ярких галактик, 183

- Рождение вещества, непрерывное, 200
- Сверхновые, 12, 21, 27, 28, 30, 33, 43, 60, 63, 181
- Светимость, 23, 29, 30, 57, 149, 159
- класс спиральных галактик, 59, 63
- монохромная, 15, 23, 168
- функция галактик, 149
- Световой год, 1, 27, 56
- Свободно-свободное излучение, *см.* Тормозное излучение
- Сингулярность, 96, 192–205
- Синхротронное излучение, 18–21, 43
- Система отсчета, 84–87
- пребывающая в состоянии свободного падения, 86–87
- Скопление Девы, 5, 48, 55, 59, 64
- Скопления галактик, 3, 12, 51–53, 59–60, 63, 68, 141–143, 145, 173, 187
- богатые, 51, 68, 148, 173
- самые яркие галактики в, 59, 63, 170
- Собственное расстояние, 94, 165, 173
- Событие, 86–88, 162–163
- Содержание химических элементов, 119–124
- Спектр, 3–12, 15–17, 63, 113
- Спектральная линия, 17, 18, 29, 48–50
- Спектральный индекс, 21
- Спектральный класс, 30
- Спутник COBE (Исследователь космического фона), 71, 112, 129–130, 135, 140, 204, 209
- Спутник IRAS (Инфракрасный астрономический спутник), 40, 67, 180, 183, 205
- Спутник WMAP, 131, 204, 208, 209
- Стандартная свеча, 40, 58
- Степенной закон, 21
- Субстрат, 77, 81, 108
- Темная материя, 3, 14, 127, 138, 141, 146, 157, 215
- Температура излучения, 15–17, 112, 115–124
- Теории Великого объединения, 126, 198–199, 204
- Теория относительности
- общая, 15, 85–92, 162–187, 192, 202–204
- специальная, 84–86
- Тепловое равновесие, 112
- Термодинамика, первый закон, 108
- Термоядерные реакции, *см.* Ядерные реакции
- Тормозное излучение, 21, 144, 155
- Туманность Андромеды, 3–4
- Туманность Ориона, 10, 27, 29
- Угловой диаметр, 59, 60, 172–174
- Ультрафиолетовое излучение, 3–12, 17, 19, 22–23, 41, 185
- Фаза огненного шара, 25, 75, 108–134
- Фоновое излучение, объединенное, 23–25, 182–187
- космическое реликтовое, 10, 24–25, 63, 71, 75, 112–119, 127–134, 159, 184, 205, 210–213
- (изотропность), *см.* Изотропность

- гамма-лучевое, 29, 185–187, 212
- инфракрасное, 29, 184
- оптическое, 29, 185
- радио, 29, 183
- рентгеновское, 29, 155, 185, 213, 216
- Фотометрическое расстояние, 57–62, 159, 166–173
- Фотон, 3, 8, 17, 21, 88, 152, 162–167
- Фундаментальный наблюдатель, 77, 78, 89
- Хаббла
  - время, 63, 103
  - закон, 63, 81
  - последовательность, 39, 40
  - расстояние, 63, 111
- Хаббла, постоянная/параметр, 63, 99, 100, 209
- Частота, 3–12, 22–24, 62–63, 159–160, 168, 181
- Черные дыры, 30–33, 39, 48, 50, 88, 150
- Шаровидные скопления, 34, 35, 59, 63
- Шкала расстояний, 56–63
- Эволюция населения источников, 159, 170, 187, 215
- Эквивалентность, массы и энергии, 85
- принцип, 87
- Электромагнитное излучение, 5–12
- Электроны, релятивистские, 11, 12, 20–21
- Энергия, плотность излучения, 100–119
- Эпоха господства вещества, 110, 117, 119
- Эпоха господства излучения, 110–124
- Эпоха разделения излучения и вещества, 111, 115, 124
- Эффект Сюняева-Зельдовича, 64, 131, 172
- Ядерные реакции, 14, 27, 29, 30, 75, 119–124, 212

# Именной указатель

Альфвен Г., 212

Арп Г., 183

Берри М., 200

Бехтольд Й., 16

Бонди Г., 173

Вайнберг С., 126, 198, 200

Вебер Дж., 14

Вильсон Р., 113

Висванатхан Н., 170

Гамов Г., 200

Гедель К., 185

Голд Т., 173

Гут А., 112

Дирак П. М., 176, 198, 200

Дэвис П., 13

Зельдович Я. Б., 117, 119, 198

Иордан П., 194

Келлерман К., 152

Ландмарк К., 57

Леметр Ж., 168, 171

Милн Э. А., 89, 90, 194

Миснер К. В., 185, 198

Нарликар Дж. В., 174, 176, 200

Омнес Р., 212

Паули В., 12

Пензиас А., 113

Пиблс Дж. Дж. Э., 200

Салам А., 126, 178

Сандаж А., 170

Силк Дж., 200

Скиама Д. В., 200

Смут Г., 200

Торн К. С., 200

Ферми Э., 12

Фридман А., 92

Фридман В., 63

Хаббл Э. П., 3, 39, 62, 63, 146, 200

Харрисон Э., 119

Хойл Ф., 173, 174, 176

Хокинг С., 132, 185, 198, 200

Цвикки Ф., 183

Эйбелл Г. О., 67, 158

Эйнштейн А., 84, 89, 166

Янский К., 3

де Вакулер Ж., 184

*Майкл Роуэн-Робинсон*

## КОСМОЛОГИЯ

*Дизайнер А. В. Луговая*

*Технический редактор А. В. Широбоков*

*Компьютерный набор и верстка А. В. Моторин*

*Корректор Г. Г. Тетерина*

---

Подписано в печать 16.04.2008. Формат  $60 \times 84\frac{1}{16}$ .

Печать офсетная. Усл. печ. л. 14,88. Уч. изд. л. 14,21.

Гарнитура Таймс. Бумага офсетная №1. Заказ №24.

Научно-издательский центр «Регулярная и хаотическая динамика»

426034, г. Ижевск, ул. Университетская, 1.

<http://shop.rcd.ru> E-mail: [mail@rcd.ru](mailto:mail@rcd.ru) Тел./факс: (+73412) 500–295

---

## *Уважаемые читатели!*

Интересующие Вас книги нашего издательства можно заказать через наш Интернет-магазин <http://shop.rcd.ru> или по электронной почте [subscribe@rcd.ru](mailto:subscribe@rcd.ru)

### **Книги можно приобрести в наших представительствах:**

#### **МОСКВА**

Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН

ул. Бардина, д. 4, корп. 3, к. 414, тел.: 135–54–37

#### **ИЖЕВСК**

Удмуртский государственный университет

ул. Университетская, д. 1, корп. 4, 2 эт., к. 211, тел./факс: (3412) 500–295

### **Также книги можно приобрести:**

#### **МОСКВА**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ГЗ (1 эт.), Физический ф-т (1 эт.), Гуманитарный ф-т (0 и 1 эт.),

Биологический ф-т (1 эт.).

Российский государственный университет нефти и газа им. И. М. Губкина

ГЗ (3–4 эт.), книжные киоски фирмы «Аргумент».

### **Магазины:**

#### **МОСКВА:**

«Дом научно-технической книги»

Ленинский пр., 40. тел.: 137-06-33

«Московский дом книги»

ул. Новый Арбат, 8. тел.: 290-45-07

«Библиоглобус»

м. «Лубянка», ул. Мясницкая, 6. тел.: 928–87–44

#### **ДОЛГОПРУДНЫЙ:**

Книжный магазин «Физматкнига»

новый корп. МФТИ, 1 эт. тел.: 409-93-28

#### **САНКТ-ПЕТЕРБУРГ:**

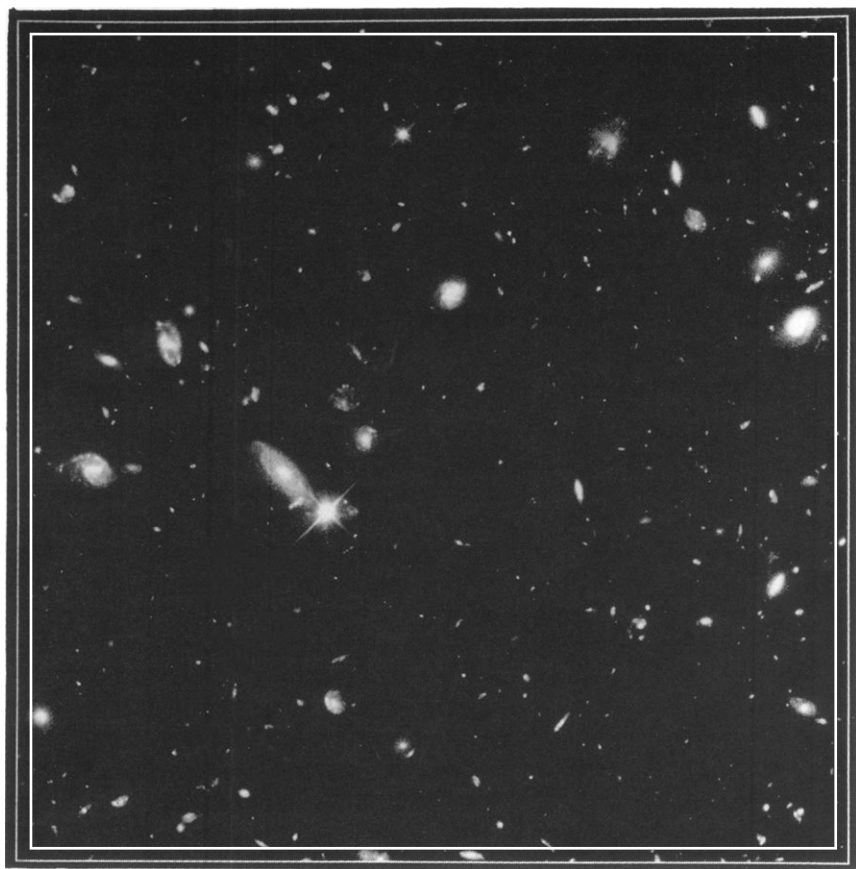
«Санкт-Петербургский дом книги»

Невский проспект, 28

Издательство СПбГУ, Магазин №1

Университетская набережная, 7/9





Дальнее поле Хаббла — изображение внегалактического неба, выполненное из 276 снимков камеры Wide Field Planetary космического телескопа Хаббла. Это изображение самых дальних видимых галактик, многие из которых находятся при красном смещении более единицы.