

К. Н. МУХИН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УЧЕБНИК

ТОМ 3

•
**ФИЗИКА
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ**
•

Издание шестое,
стереотипное



Санкт-Петербург • Москва • Краснодар
2008

ПРЕДИСЛОВИЕ К ШЕСТОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящее 6-е издание учебника выпускается с небольшими исправлениями и дополнениями по отношению к 5-му изданию, которое в свое время было серьезно переработано и дополнено. Очень существенных новых открытий за истекшее время было относительно немного, и, в основном, они имеют характер подтверждения предсказаний, упомянутых в 5-м издании. Так, например, в эти годы была открыта третья разновидность нейтрино (тау-нейтрино), шестой кварк (t -кварк), и доказано существование нейтринных осцилляций, из чего следует важное заключение о том, что масса нейтрино не равна нулю.

В 1995 г. в ЦЕРНе удалось получить первые 9 атомов антиводорода, в 1999 г. в Дубне был открыт давно предсказанный 114-й элемент, а в 2005 г. — 115-й. Об этих и других открытиях, сделанных в период между 5-м и 6-м изданиями книги, кратко рассказано в Дополнении, приведенном в конце 3-го тома, а достаточно подробно в серии статей, значительная часть которых написана при активном участии автора (см. Дополнительный список литературы).

Работа над предыдущим 5-м изданием проводилась в начале трудных 1990-х гг. И это весьма отрицательно сказалось на его оформлении. Книга по-прежнему была задумана как двухтомник в твердых переплетах, но из-за финансовых трудностей вышла в мягкой обложке, поэтому ее первый более толстый том пришлось сброшюровать в виде двух *раздельных* частей, получивших к тому же не очень удачное название («книга I, часть I», «книга I, часть II»). Соответственно второй том был назван «книга II». Естественно, что мягкая обложка не выдерживала общения со студентами, а неудачное название приводило к путанице. Кроме того, время показало, что тираж 5-го издания оказался явно недостаточным.

Настоящее 6-е издание выпускается в формате трехтомника с примерно равным объемом (20–25 п. л.) каждого тома, отдельной нумерацией страниц и самостоятельными предметными указателями, но с единой (для удобства ссылок) нумерацией частей, глав, параграфов, формул и рисунков. В конце каждого тома приведено полное оглавление всех трех томов.

В заключение автор приносит извинения читателям за то, что он не достаточно хорошо исправил текст 5-го издания, в результате чего местами в книге остался устаревший материал. Некоторым оправданием этому упущению, возможно, является неожиданность переиздания и солидный возраст автора.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЯТОМУ ИЗДАНИЮ

Вторая книга учебника является непосредственным продолжением первой. Обе книги имеют единую нумерацию частей, глав, параграфов, рисунков и полное оглавление. Первоначально предполагалось издать весь учебник для удобства читателя в виде одного тома, однако это оказалось невозможно по техническим причинам и пришлось издать учебник в двух книгах, а первую книгу в двух частях.

Разделение материала между книгами было сделано по аналогии с предыдущим двухтомным изданием. В первую книгу отнесен весь материал, касающийся экспериментальной физики атомного ядра, во вторую — экспериментальной физики элементарных частиц.

В частности, во второй книге рассмотрены основы теории дейтрона, свойства ядерных сил, нуклон-нуклонные взаимодействия при низких, высоких и сверхвысоких энергиях, факторы нуклонов и ядер, свойства антинуклонов и антиядер, свойства лептонов, π -мезонов, странных, очарованных и прелестных частиц, резонансов, систематика адронов на основе унитарной симметрии и кварковой модели, дополнительные вопросы физики слабых взаимодействий: универсальная ($V-A$)-теория и элементы теории электрослабого взаимодействия, открытие слабых нейтральных токов и $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, вопрос о массе нейтрино и связь его с нейтринными осцилляциями и двойным безнейтринным β -распадом и др.

Подробнее о содержании обеих книг, а также об общих принципах построения учебника, характере его переработки в связи с новыми открытиями и т. п. рассказано в предисловии к первой книге.

В заключение автор еще раз благодарит А. П. Александрова, С. Т. Беляева, Д. П. Гречухина, И. И. Гуревича, В. Г. Кириллова-Угрюмова и Б. А. Никольского за помощь при подготовке предыдущих изданий и особенно И. И. Гуревича и П. А. Крупчицкого за ценные советы и замечания, сделанные ими при рецензировании рукописи настоящего издания. С глубокой благодарностью автор подчеркивает важную роль своего учителя И. И. Гуревича при подготовке всех изданий книги, включая ее переводы на иностранные языки.

Автор будет признателен читателям за любые критические замечания и советы.

Часть третья

ФИЗИКА НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ И ПРОБЛЕМА ЯДЕРНЫХ СИЛ

Глава XIV

НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ И ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

§ 81. Введение

Одной из центральных задач ядерной физики является выяснение природы сил, удерживающих протоны и нейтроны внутри атомного ядра,— так называемых ядерных сил. Ядерные силы отличаются от сил всех других известных видов. Они не могут иметь электрическую природу, так как проявляются не только между заряженными, но и между нейтральными частицами (например, между нейтроном и протоном в дейтроне; это не магнитные силы, так как взаимодействие между магнитными моментами нуклонов слишком мало; это тем более не слабые и не гравитационные силы, так как те и другие чрезвычайно слабы. Огромная интенсивность ядерных сил, проявляющаяся, например, в том, что они удерживают внутри ядра одноименно заряженные протоны, выделяет их в особый класс сильного ядерного взаимодействия.

В дальнейшем мы увидим, что сильное взаимодействие кроме нуклонов типично для π - и K -мезонов, гиперонов, резонансов и других частиц, а также их античастиц, которые в связи с этим вместе с нуклонами и антинуклонами получили общее название «адроны» (сильно взаимодействующие частицы), а сильное взаимодействие между ними — «сильное адронное взаимодействие».

В гл. XXII будет показано, что обе упомянутые выше разновидности сильного взаимодействия — ядерные силы между нуклонами и сильное адронное взаимодействие между адронами — на самом деле есть «внешнее» проявление еще более сильного «внутреннего» взаимодействия между цветными кварками, из которых состоят все адроны. Это последнее взаимодействие в настоящее время называют просто сильным взаимодействием (иногда цветовым, истинно сильным, фундаментально сильным и т. п.). Чтобы пояснить различие между ядерными силами (и вообще сильным адронным

взаимодействием) с одной стороны и истинно сильным взаимодействием между кварками с другой, можно привести аналогию с молекулярными и электромагнитными силами: молекулярные силы также являются некоторым «внешним» проявлением гораздо более интенсивных «внутренних» электромагнитных сил между электронами и атомными ядрами.

В настоящей главе будет рассматриваться сильное взаимодействие только в самом узком смысле этого понятия, т. е. ядерные силы между нуклонами (сильное ядерное взаимодействие). Сильное взаимодействие между адронами (сильное адронное взаимодействие) будет рассмотрено в главах, посвященных соответствующим адронам, истинно сильное взаимодействие между кварками — в главе, посвященной кварковой модели.

В дальнейшем мы не всегда будем подчеркивать, о каком именно сильном взаимодействии идет речь (ядерные силы, сильное адронное взаимодействие или истинно сильное взаимодействие между кварками), считая, что это ясно из контекста.

Вместе с тем прилагательное «сильное» желательно использовать всегда (сильное ядерное взаимодействие, сильное адронное взаимодействие и т. д.), потому что нуклоны, атомные ядра, адроны, кварки участвуют также в электромагнитном и слабом взаимодействиях.

Итак, ниже пойдет речь о ядерных силах.

Напомним основные свойства ядерных сил, установленные в предыдущих главах.

1. Ядерные силы — это силы притяжения, что следует из существования стабильных ядер, состоящих из протонов и нейтронов.

2. Опыты Резерфорда по изучению рассеяния α -частиц ядрами показали, что до расстояний примерно 10^{-12} см результаты опытов можно объяснить предположением о чисто кулоновском характере взаимодействия α -частиц с ядрами. Это означает, что ядерные силы относятся к короткодействующим. Их радиус действия во всяком случае меньше 10^{-12} см. Он может быть оценен как среднее расстояние между нуклонами, связанными в ядре ядерными силами:

$$\delta \approx (V/A)^{1/3} \approx (4\pi R^3/3A)^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

3. Ядерные силы — наиболее интенсивные силы природы*. Они значительно интенсивнее любых сил всех остальных

* Как уже упоминалось выше, в этой главе мы не касаемся истинно сильного взаимодействия между кварками, внешним (относительно более слабым) проявлением которого являются ядерные силы.

видов, в том числе и наиболее сильных из них — электромагнитных. Это следует из существования стабильных ядер, содержащих в своем составе одноименно заряженные протоны. Наглядное количественное сравнение сильного ядерного взаимодействия с электромагнитным можно получить, сопоставив среднюю энергию связи нуклона в ядре ${}^4_2\text{He}$ ($\varepsilon = 7$ МэВ) с энергией кулоновского отталкивания двух протонов этого ядра, отнесенной к одному протону:

$$V_{\text{кул}} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{\delta} = \frac{1}{2} \frac{(4,8 \cdot 10^{-10})^2}{2 \cdot 10^{-13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 0,5 \text{ МэВ.}$$

4. Постоянство средней энергии связи, рассчитанной на один нуклон, для большинства ядер периодической системы указывает на то, что ядерные силы обладают свойством насыщения.

5. Существование в природе простейшего ядра — дейтрона, состоящего из нейтрона и протона с параллельно направленными спинами, и отсутствие аналогичного ядра с антипараллельными спинами у нуклонов указывают на спиновую зависимость ядерных сил. Об этом уже говорит эффект компенсации спинов, проявляющийся в разной устойчивости четно-четных, нечетно-нечетных и нечетных ядер.

6. Наличие у дейтрона электрического квадрупольного момента указывает на центральный, тензорный характер ядерных сил, т. е. на зависимость ядерных сил от взаимного расположения спинов нуклонов и «оси» дейтрона.

7. Наличие спин-орбитального взаимодействия (установленного при рассмотрении оболочечной модели ядра) свидетельствует о том, что на нуклон, движущийся внутри ядра, действуют силы, зависящие от скорости нуклона (точнее, от его импульса). Возможно, что такие спин-орбитальные силы надо учитывать и при рассмотрении взаимодействия между двумя нуклонами.

Сходство в структуре уровней некоторых легких ядер позволяет высказать гипотезу о зарядовой независимости (изотопической инвариантности) ядерных сил.

Для объяснения этих и некоторых других свойств ядерных сил (о которых речь пойдет несколько позже) нужна теория ядерных сил. Однако из-за очень сложного характера сильного ядерного взаимодействия такой теории в законченном виде пока не существует. В настоящее время можно говорить только о методах подхода к решению этой задачи.

Изучение атомного ядра — гораздо более сложная задача, чем изучение атома. Кроме трудностей принципиального

характера, связанных с незнанием закона сильного ядерного взаимодействия, имеются также методические трудности расчета квантовомеханических систем из сильновзаимодействующих частиц. Взаимодействие нуклонов в сложном ядре может быть не равно простой сумме взаимодействий между несколькими парами нуклонов. Оставляя в стороне эту трудность, которая преодолевается в различных случаях с помощью разных моделей ядра, рассмотрим сильное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами.

В принципе возможны два пути построения теории сильного ядерного взаимодействия между нуклонами:

- 1) сведение ядерных сил к свойствам мезонного поля;
- 2) феноменологический подбор потенциалов взаимодействия, удовлетворяющих результатам эксперимента.

Ниже будут рассмотрены оба пути (первый — в п. 1 этого параграфа, второй — в § 82—87).

1. ПОНЯТИЕ О МЕЗОННОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Мезонные теории ядерных сил строятся по аналогии с квантовой электродинамикой. Как известно, в квантовой электродинамике электромагнитное поле рассматривается совместно со связанными с ним частицами-фотонами. Оно как бы «состоит» из фотонов, которые являются его квантами. Энергия поля равна сумме энергий квантов. Фотоны возникают (исчезают) при испускании (поглощении) электромагнитного излучения (например, света). Источником фотонов является электрический заряд. Взаимодействие двух зарядов сводится к испусканию фотона одним зарядом и поглощению его другим. При такой постановке вопроса возможно рассмотрение новых явлений, относящихся к классу взаимодействий излучающих систем с собственным полем излучения. Этим путем удастся, например, объяснить аномальный магнитный момент электрона и мюона (см. § 101; 104, п. 5), лэмбовский сдвиг уровней в тонкой структуре атома водорода и ряд других тонких эффектов.

Основная идея квантовой электродинамики — представление о передаче взаимодействия при помощи квантов — может быть перенесена и на другие виды взаимодействия, в частности на сильное ядерное взаимодействие. Впервые это отметил в 1934 г. И. Е. Тамм. Идея И. Е. Тамма придавала особенно наглядный смысл таким свойствам сильного ядерного взаимодействия, как обменный характер (см. § 86, п. 3), для объяснения которого надо предполагать, что протон и нейтрон в процессе взаимодействия обмениваются своими зарядами, и вытекающее

из него насыщение. Очень естественно, казалось, считать, что механизм обмена заключается в передаче (в момент ядерного взаимодействия) от одного нуклона к другому каких-либо легких частиц, например электронов и нейтрино. Однако позднее И. Е. Тамм показал, что эти частицы не могут быть квантами ядерного поля, так как с их помощью нельзя одновременно объяснить малый радиус ядерных сил и большую энергию связи. Других же частиц в то время известно не было.

Дальнейшее развитие идея И. Е. Тамма получила в работе японского физика Юкавы, предположившего (в 1935 г.), что роль ядерных квантов выполняют не обнаруженные пока экспериментально нестабильные заряженные или нейтральные частицы — мезоны*, которые должны иметь массу $m \approx 200 \div 300 m_e$.

Наглядно схему рассуждений Юкавы можно пояснить следующим образом. Согласно квантовой механике существует соотношение неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar, \quad (81.1)$$

указывающее, на какую величину ΔE может изменяться энергия изолированной системы за время Δt («нарушение закона сохранения энергии» на короткое время Δt). При этом если время Δt мало, то ΔE может быть очень большим. Положив $\Delta E = mc^2$, можно допустить, что за счет энергии $\Delta E = \hbar / \Delta t$ на короткое время Δt в непосредственной близости от нуклона образуется виртуальный мезон с массой $m = \Delta E / c^2 = \hbar / c^2 \Delta t$.

В отличие от реальных частиц, которые могут свободно перемещаться в пространстве и времени, виртуальная частица существует только в течение короткого времени Δt , за которое она может отойти от нуклона на расстояние a , не превышающее $a = c \Delta t$. По истечении времени Δt виртуальная частица снова «захватывается» нуклоном**. Таким образом, нуклон следует представлять себе как бы окруженным облаком непрерывно возникающих и поглощающихся виртуальных мезонов. Радиус этого мезонного облака (мезонной «шубы») равен

$$a = c \hbar / \Delta E = \hbar / (mc). \quad (81.2)$$

* В названии подчеркивается промежуточное значение массы частицы между массами электрона и протона («мезо» по-гречески — средний, промежуточный). После открытия тяжелых мезонов название утратило свой первоначальный смысл, но его сохранили для обозначения всех сильновзаимодействующих частиц (адронов) с нулевым барионным зарядом.

** Другое истолкование понятия «виртуальная частица» предполагает, что закон сохранения энергии (и импульса) не нарушается, но частица имеет нефизическую, т. е. не удовлетворяющую соотношению $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$, массу (находится вне массовой поверхности).

Виртуальный мезон может поглощаться не только «собственным», но и каким-либо другим нуклоном, если он окажется в пределах мезонного облака. В передаче виртуального мезона от одного нуклона к другому и заключается механизм ядерного взаимодействия.

Количественные оценки для времени ядерного взаимодействия $\tau_{\text{я}}$ и массы виртуального мезона m легко получаются, если приравнять величину a радиусу действия ядерных сил. Считая, что он равен $2 \cdot 10^{-13}$ см (сейчас более правильно считать его равным $1,4 \cdot 10^{-13}$ см), Юкава получил

$$\begin{aligned} \tau_{\text{я}} = \Delta t = a/c = 0,7 \cdot 10^{-23} \text{ с}; \quad \Delta E \approx \hbar / \Delta t \approx 100 \text{ МэВ}; \\ m \approx 200 m_e. \end{aligned} \quad (81.3)$$

Так был предсказан ядерный квант — мезон Юкавы.

Обнаружить мезоны Юкавы, если они существуют, можно лишь в том случае, когда они рождаются не виртуально, а в свободном состоянии, т. е. с удалением от места образования на расстояния, превышающие радиус действия ядерных сил. Такой процесс возможен только при условии выполнения закона сохранения энергии. Поэтому для образования мезонов нужна большая кинетическая энергия сталкивающихся нуклонов, часть которой может перейти в энергию покоя рождающихся мезонов.

История открытия ядерных квантов очень интересна и поучительна. Вначале было сделано неправильное заключение о том, что ими являются обнаруженные в 1938 г. в составе космических лучей мюоны $\mu^\pm$ — частицы с массой $m = 207 m_e$ (которые раньше называли $\mu^\pm$ -мезонами). Однако вскоре выяснилось, что мюоны не участвуют в сильном ядерном взаимодействии (подробнее о свойствах мюонов см. § 104). Позднее (1947—1950 гг.) сначала в составе космических лучей, а затем и на ускорителях были обнаружены пионы, или π -мезоны (π^+ , π^- и π^0) — сильновзаимодействующие частицы из класса мезонов с барионным зарядом $B=0$, массой $m_\pi \approx 270 m_e$, изоспином $T=1$, спином $s=0$ и отрицательной внутренней четностью $P=-1$.

$\pi^\pm$ -Мезоны имеют время жизни $\tau \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Они распадаются по схемам

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (81.4)$$

π^0 -Мезон имеет время жизни $\tau \approx 0,8 \cdot 10^{-16}$ с. Он распадается по схеме

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (81.5)$$

(подробнее о свойствах π -мезонов см. в гл. XVIII).

π -Мезоны (возможно, при участии других адронов) и выполняют роль ядерных квантов. Легко видеть, что для $m=270m_e$ ($\Delta E \approx 140$ МэВ)

$$\Delta t \approx \hbar/\Delta E \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с}; \quad a = \hbar/(mc) = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (81.6)$$

Открытие π -мезонов стимулировало развитие конкретных вариантов мезонных теорий, учитывающих свойства нуклонов и π -мезонов. Мы не имеем возможности останавливаться на них в этой книге и ограничимся лишь грубыми, полукачественными представлениями о мезонной теории, которые можно получить из аналогии с квантовой электродинамикой.

Как уже говорилось, в соответствии с квантовой электродинамикой механизм электромагнитного взаимодействия заключается в передаче фотона от одного заряда другому. Уравнение для свободно движущегося фотона записывается в виде

$$E^2 = p^2 c^2. \quad (81.7)$$

Чтобы получить уравнение для потенциального поля единичного заряда, надо провести замену:

$$E \rightarrow -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}; \quad \mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla. \quad (81.8)$$

Тогда уравнение для потенциала в пустом пространстве примет вид

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0. \quad (81.9)$$

Учет взаимодействия приводит к

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 4\pi \rho_e, \quad (81.10)$$

где ρ_e — плотность электрического заряда.

Для стационарного случая $\partial \varphi / \partial t = 0$ и решением уравнения (81.10) является функция

$$\varphi \sim \rho_e / r. \quad (81.11)$$

Формула (81.11) дает выражение для потенциала, действующего на единичный заряд (аналог напряженности электрического поля). Чтобы получить энергию взаимодействия V , надо умножить потенциал на заряд:

$$V = \varphi \rho_e \sim \rho_e^2 / r. \quad (81.12)$$

Из выражений (81.11) и (81.12) (которые, очевидно, совпадают с соответствующими выражениями из электростатики) следует,

что радиус электромагнитного взаимодействия бесконечно велик.

В отличие от квантовой электродинамики в мезонных теориях ядерных сил предполагается, что передача взаимодействия осуществляется частицей с массой, отличной от нуля ($m_\pi \neq 0$). Уравнение для свободно движущейся частицы с $m \neq 0$ записывается в форме

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (81.13)$$

Соответственно уравнение для потенциального мезонного поля нуклона в пустом пространстве после замены (81.8) принимает вид

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \varphi = 0. \quad (81.14)$$

Учет взаимодействия приводит к

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \varphi = 4\pi g_N, \quad (81.15)$$

где g_N — плотность мезонного заряда нуклона (уравнение Клейна — Гордона — Фока).

Решение уравнения (81.15) для стационарного случая ($\partial \varphi / \partial t = 0$) имеет вид

$$\varphi = -g_N \frac{\exp(-r/\lambda)}{r}, \quad (81.16)$$

где $\lambda = \hbar/(mc)$.

Функция φ описывает мезонное облако, окружающее нуклон. Эта очень быстро убывающая с расстоянием функция называется потенциалом Юкавы.

Мерой скорости убывания функции («радиусом» мезонного облака) можно считать величину $\lambda = \hbar/(mc)$ — комптоновскую длину волны мезона. Для $m_\pi = 273m_e$

$$\lambda_\pi^{\text{компт}} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (81.17)$$

Очевидно, что величина $\lambda_\pi^{\text{компт}}$ совпадает с радиусом действия ядерных сил a , введенным выше:

$$a = c\Delta t = \frac{c\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_\pi c} = \lambda_\pi^{\text{компт}}. \quad (81.18)$$

Энергия взаимодействия нуклона с мезонным полем получается по аналогии с (81.12) умножением потенциала (81.16) на мезонный заряд g_N второго нуклона:

$$V = g_N \varphi = -g_N^2 \frac{\exp(-r/\lambda)}{r}. \quad (81.19)$$

Из выражения (81.19) следует, что g_N имеет размерность

$$[g_N] = \Gamma^{1/2} \cdot \text{см}^{3/2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (81.20)$$

которая совпадает с размерностью электрического заряда. Знак минус в формуле (81.19) указывает на то, что ядерное взаимодействие имеет характер притяжения.

Значение заряда может быть определено из сравнения с экспериментом (см. § 84, п. 5).

В настоящее время построено много различных вариантов мезонных теорий. Однако всем им присуща очень существенная трудность, из-за которой мезонные теории, как правило, не дают количественных результатов. Мы познакомимся с этой трудностью при помощи наглядного метода квантовой теории поля — так называемых фейнмановских диаграмм.

Этот метод впервые был развит американским физиком Р. Фейнманом для упрощения количественного расчета электромагнитных явлений, а затем стал применяться также и для описания некоторых других процессов.

2. ФЕЙНМАНОВСКИЕ ДИАГРАММЫ

В 1949 г. Фейнман показал, что сложные и громоздкие методы расчета, используемые в квантовой электродинамике, можно без потери точности заменить наглядным графическим методом изображения любого экспериментального процесса и сравнительно простой математической обработкой полученных диаграмм по стандартным рецептам.

Согласно Фейнману процесс электромагнитного взаимодействия между двумя зарядами e_1 и e_2 (например, рассеяние электрона на электроне) можно схематически изобразить на плоскости координата (x) — время (t) (рис. 303). Здесь внешними изломанными линиями изображаются взаимодействующие заряженные частицы до и после взаимодействия. В соответствии с законами сохранения лептонного и электрического зарядов внешние линии нигде не обрываются. Они выходят из $-\infty$ и уходят в $+\infty$. Наклоном линии относительно оси t можно характеризовать величину импульса электрона.

Обычно на графиках Фейнмана указывается только направление оси t (у нас снизу вверх) и направление движения частицы относительно этой оси (в § 101 мы увидим, что античастицы можно описать линиями, идущими из $+\infty$ в $-\infty$, т. е. из будущего в прошлое). В остальном они изображаются произвольно (наклон линии относительно оси t произволен). Сейчас (пока рассматриваются только частицы) можно не рисовать никаких стрелок.

В квантовой электродинамике (и вообще в квантовой теории поля) движению частиц сопоставляется процесс распространения волнового поля, поэтому линии, изображенные на рис. 303, называются функциями распространения (волнового поля). Внутренней волнистой линией изображается функция распространения волнового поля виртуального фотона (пропэгатор). Сам процесс взаимодействия изображается точкой пересечения внешней линии с внутренней (вершина диаграммы).

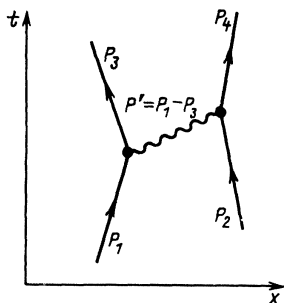


Рис. 303

Каждому элементу диаграммы приписывается определенный (вообще говоря, матричный) математический множитель. Например, начальные участки внешних линий (ниже вершин) характеризуются операторами уничтожения электронов с 4-импульсами P_1 и P_2 , конечные участки внешних линий (выше вершин) — операторами рождения электронов с 4-импульсами P_3 и P_4 , вершина — зарядом электрона e (в безразмерной форме $-e/\sqrt{\hbar c} = \sqrt{\alpha}$), дающим представление о масштабе (силе) взаимодействия, и т. п. Для получения количественных результатов эти множители «снимаются» с диаграммы вдоль стрелок и вписываются справа налево. В общем случае (см. ниже) производится интегрирование по импульсу виртуальной частицы.

На рис. 303 изображена только одна из возможных диаграмм второго порядка (с двумя вершинами), описывающих взаимодействие зарядов в однофотонном приближении (через обмен одним фотоном). Для получения правильного результата в этом приближении надо учесть все возможные диаграммы данного порядка. (Очевидно, например, что можно получить еще одну аналогичную диаграмму, если на рис. 303 поменять местами P_3 и P_4). Вклады от всех диаграмм данного порядка суммируются. Поскольку все рассматриваемые диаграммы имеют по две вершины, каждая из которых характеризуется множителем $\sqrt{\alpha}$, результат суммирования (в смысле амплитуды взаимодействия) будет пропорционален $\alpha \sim e^2$ (интенсивность взаимодействий пропорциональна $\alpha^2 \sim e^4$).

Как уже говорилось, в описанной выше схеме предполагается, что электромагнитное взаимодействие осуществляется в результате обмена одним фотоном. Иногда точность такого однофотонного приближения оказывается вполне достаточной.

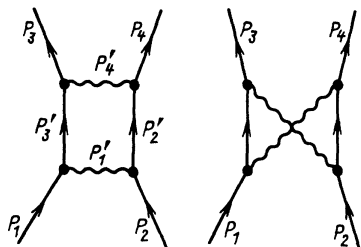


Рис. 304

Однако надо всегда иметь в виду, что на самом деле природа электромагнитного взаимодействия гораздо сложнее этого приближенного описания. Заряженные частицы могут обмениваться не только одним, но и двумя, тремя, ..., n фотонами. Поэтому в ряде случаев однофотонное приближение оказывается недостаточно точным по сравнению

с возможностями современного эксперимента. В подобных случаях кроме диаграмм низшего (здесь второго) порядка следует рассматривать диаграммы более высокого (четвертого, шестого и т. д.) порядка. Подсчет дополнительного вклада от диаграмм более высокого порядка называется учетом радиационных поправок.

На рис. 304 показаны два примера диаграмм четвертого порядка для $(e-e)$ -рассеяния. Эти диаграммы имеют те же значения 4-импульсов на своих внешних линиях, т. е. описывают тот же процесс взаимодействия (с теми же начальным и конечным результатами), что и приведенные выше диаграммы второго порядка. Однако в данном случае взаимодействие осуществляется в результате обмена двумя фотонами (двухфотонный обмен). Легко видеть, что возрастание порядка диаграммы приводит к появлению неопределенности в величине 4-импульса у виртуальных частиц. Из рис. 304 очевидно, что в отличие от однофотонного случая, когда импульс виртуальной частицы однозначно определяется законами сохранения (см. рис. 303), в двухфотонной диаграмме один из четырех 4-импульсов виртуальных частиц (P'_1 , P'_2 , P'_3 или P'_4) может быть без нарушения законов сохранения выбран произвольным. По нему надо проводить интегрирование математического выражения, «списанного» с диаграммы.

Поскольку любая диаграмма четвертого порядка имеет четыре вершины, суммарный вклад всех диаграмм четвертого порядка в амплитуду взаимодействия пропорционален $\alpha^2 \sim e^4$ (их вклад в интенсивность взаимодействия пропорционален $\alpha^4 \sim e^8$). Аналогично вклад от диаграмм шестого порядка (два примера которых изображены на рис. 305) в амплитуду взаимодействия будет пропорционален α^3 , а в интенсивность — α^6 . Таким образом, точное выражение для амплитуды взаимодействия представляется бесконечным рядом по возрастающим степеням α . Ввиду малости $\alpha = 1/137$ члены ряда быстро убывают, и ряд сходится. Это и дает возможность получать

точные количественные результаты при расчете весьма тонких эффектов (см. § 101 и 104, п. 5)*.

Метод фейнмановских диаграмм применим не только в квантовой электродинамике, но и в любой другой теории, в которой радиационные поправки малы (теория слабого взаимодействия, квантовая теория твердого тела, квантовая хромодинамика в области асимптотической свободы).

В ядерном взаимодействии это условие не выполняется. Поэтому хотя диаграммную технику Фейнмана используют и в этом случае, но скорее для получения качественной, а не количественной картины рассматриваемого процесса. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Диаграмма Фейнмана для сильного ядерного взаимодействия строится по прежней схеме, но теперь внешними изломанными линиями изображаются нуклоны (до и после взаимодействия), а внутренней штриховой — виртуальный π -мезон, выполняющий роль кванта сильного взаимодействия.

Внешние линии по-прежнему приходят из $-\infty$, уходят в $+\infty$ и по дороге нигде не обрываются (закон сохранения барионного заряда). Вершина по-прежнему описывает сам процесс взаимодействия, но на этот раз его сила характеризуется не электрическим зарядом e , а мезонным зарядом нуклона g_N .

Очень важно отметить, что безразмерная величина $f = g_N^2/(\hbar c)$, построенная из g_N по аналогии с постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$, оказывается порядка единицы, т. е. $g_N \approx 10e$. Ее значение может быть оценено из сравнения с экспериментом [например, со значением энергии связи нуклона в ядре или с данными по $(N-N)$ -рассеянию]. Это означает, что вклад в амплитуду взаимодействия от диаграмм более высокого порядка (который пропорционален f^2 , f^3 и т. д.) сравним с вкладом от диаграмм низшего порядка. Все диаграммы становятся главными. Все члены

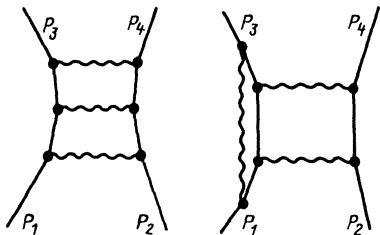


Рис. 305

* Следует заметить, что несмотря на малость α учет радиационных поправок представляет значительные трудности принципиального характера из-за появления расходимостей при интегрировании по импульсу виртуальной частицы и возрастания числа различных диаграмм данного порядка n по мере роста n .

ряда имеют одинаковый порядок величины. Ряд расходится. Считать нельзя. Это и есть основная трудность мезонных теорий. Ее происхождение связано с большой интенсивностью ядерного взаимодействия.

Малость значения $\alpha = e^2/(\hbar c)$ в случае электромагнитного взаимодействия означает низкую плотность облака виртуальных фотонов, окружающих электрический заряд (сравнительно низкую частоту их испускания), т. е. относительно слабое взаимодействие с другим зарядом. В этом случае взаимодействие, происходящее в результате обмена одним фотоном, гораздо вероятнее, чем двумя (или тем более тремя, четырьмя и т. д.). Напротив, при сильном взаимодействии из $f = g_N^2/(\hbar c) \approx 1$ следует очень высокая плотность мезонного облака, окружающего нуклон (виртуальные мезоны испускаются часто), и многомезонный обмен практически столь же вероятен, как и одномезонный*.

И все-таки положение с мезонными теориями нельзя считать совсем безнадежным. Можно показать, что при определенных ограничениях, накладываемых на рассматриваемые явления (нерелятивистское описание нуклонов, запрет на рассмотрение очень малых областей взаимодействия, т. е. очень больших импульсов частиц), удастся построить полуколичественные мезонные теории, позволяющие объяснить ряд особенностей сильного взаимодействия.

При построении конкретных вариантов мезонных теорий учитываются известные свойства нуклонов и π -мезонов. По-видимому, определенного успеха достигла так называемая псевдоскалярная теория (π -мезон имеет нулевой спин и отрицательную внутреннюю четность, т. е. описывается псевдоскаляром, см. § 110, п. 5) с аксиальной связью (в изотопическом пространстве π -мезон описывается аксиальным вектором изоспина $T=1$, см. § 111, п. 5).

В этой теории для безразмерной константы ($\pi-N$)-взаимодействия получено значение

$$f^2 = 0,08, \quad (81.21)$$

относительная малость которого по сравнению с единицей позволяет рассматривать некоторые явления в приближении однопионного обмена. Таким способом удалось, например,

* Экспериментально эти соображения подтверждаются тем, что при высоких энергиях в сильных взаимодействиях с большой вероятностью происходит не только одиночное, но и множественное рождение π -мезонов, тогда как в электромагнитных процессах с наибольшей вероятностью образуется минимально возможное число фотонов [Сравните, например, $(\bar{N}-N)$ -аннигиляцию с образованием большого числа π -мезонов с двухфотонной и трехфотонной ($e^+ - e^-$)-аннигиляцией.]

рассмотреть $(N-N)$ - и $(\pi-N)$ -рассеяние и даже оценить сечение $(\pi-\pi)$ -рассеяния, которое из-за отсутствия π -мезонной мишени и встречных π -мезонных пучков невозможно получить экспериментально (см. § 112, пп. 5—7).

Однако при всех этих успехах надо иметь в виду, что для описания основных свойств ядерных сил кроме псевдоскалярного π -мезона мезонная теория требует введения в качестве квантов взаимодействия векторных (ρ - и ω -) и скалярного (гипотетический σ -) мезонов. Собственно говоря, уравнение (81.15) справедливо именно для скалярных мезонов.

§ 82. Феноменологический подбор потенциала $(N-N)$ -взаимодействия. Элементарная теория дейтрона

Второй способ теоретического описания ядерного взаимодействия заключается в попытке подобрать подходящий потенциал, удовлетворяющий экспериментально установленным свойствам ядерных сил. Строго говоря, этот способ не безупречен принципиально из-за конечной скорости распространения взаимодействия ($c \neq \infty$). Но для рассмотрения взаимодействия нуклонов при не слишком высоких энергиях (несколько сотен мегаэлектрон-вольт) и свойств ядер его можно использовать.

Простейшей нуклонной системой является пара нуклонов с положительной или отрицательной энергией E (за начало отсчета $E=0$ принимается суммарная энергия покоя обоих нуклонов). Взаимодействие пары нуклонов с положительной энергией ($E>0$) можно исследовать в опытах по нуклон-нуклонному рассеянию, взаимодействие пары нуклонов с отрицательной энергией ($E<0$) — при рассмотрении свойств простейшей связанной системы — ядра дейтрона.

В настоящем параграфе рассмотрена элементарная теория дейтрона, в последующих (§ 83—87) — экспериментальные особенности и теоретическая интерпретация опытов по нейтрон-протонному и протон-протонному рассеянию при низких, высоких и сверхвысоких энергиях.

1. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ

Дейтрон — это простейшее составное ядро, содержащее один протон и один нейтрон. Напомним его главные свойства.

Энергия связи дейтрона очень мала:

$$\Delta W({}_1^2\text{H}) = 2,22 \text{ МэВ.} \quad (82.1)$$

Очевидно, что она совпадает с энергией отделения протона (ϵ_p) и нейтрона (ϵ_n) от ядра дейтрона. Спин дейтрона равен 1:

$$|I(\frac{1}{2}\text{H})| = 1, \quad (82.2)$$

а магнитный момент

$$|\mu(\frac{1}{2}\text{H})| \approx 0,84\mu_B \quad (82.3)$$

примерно равен сумме магнитных моментов протона и нейтрона:

$$|\mu_p + \mu_n| = (2,79 - 1,91)\mu_B \approx 0,88\mu_B. \quad (82.4)$$

Из этого равенства следует, что протон и нейтрон в дейтроне находятся в s -состоянии ($l=0$), которое должно характеризоваться сферической симметрией. К подобному же заключению можно прийти из рассмотрения квадрупольного электрического момента, который для дейтрона очень мал:

$$Q(\frac{1}{2}\text{H}) = 0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ e см}^2 \ll eR^2. \quad (82.5)$$

Таким образом, в первом приближении дейтрон является сферически-симметричным ядром, волновая функция которого должна быть решением уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом и сама быть сферически-симметричной*.

Можно написать несколько сферически-симметричных потенциалов, обеспечивающих малый радиус ядерных сил и известную из опыта энергию связи дейтрона.

1. Прямоугольная яма

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{для } r \leq a; \\ 0 & \text{для } r > a, \end{cases} \quad (82.6)$$

где $V_0 > 0$, a — радиус ямы (рис. 306, а).

2. Экспоненциальный потенциал (рис. 306, б)

$$V(r) = -V_0 e^{-r/a}. \quad (82.7)$$

3. Потенциал Юкавы (рис. 306, в)

$$V(r) = -V_0 e^{-r/a} / (r/a). \quad (82.8)$$

4. Потенциал Вудса — Саксона (рис. 306, г)

$$V(r) = -V_0 / (1 + e^{(r-a)/\delta}), \quad (82.9)$$

где $\delta = 0,55$ фм.

* На самом деле основное состояние дейтрона характеризуется смесью из 96% s -состояния и 4% d -состояния. Этой 4%-ной добавкой можно объяснить отклонение $\mu(\frac{1}{2}\text{H})$ от $\mu_p + \mu_n$ и отличие от нуля квадрупольного электрического момента дейтрона $Q(\frac{1}{2}\text{H})$.

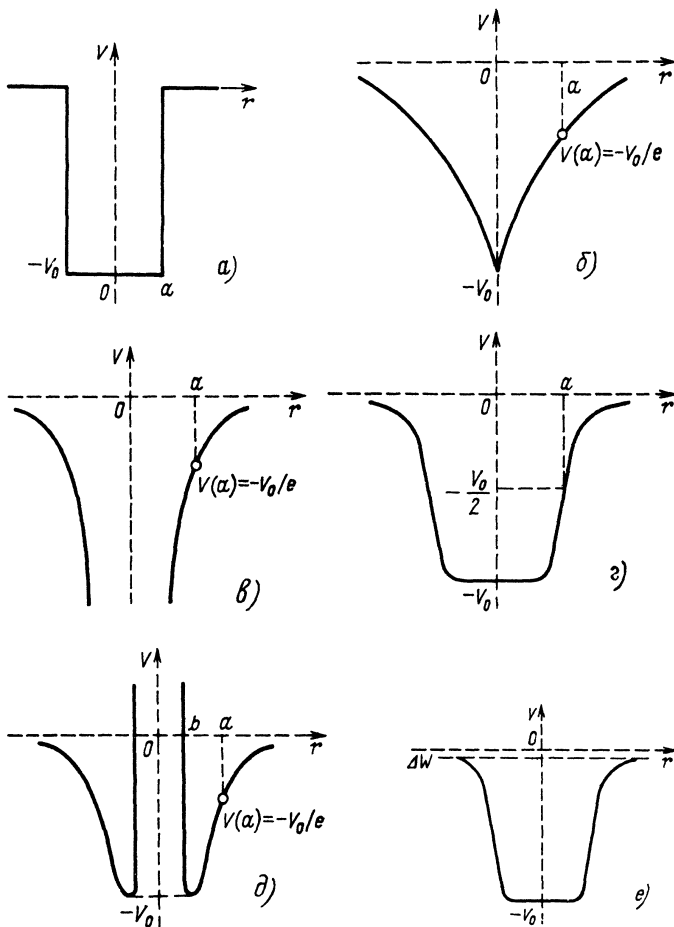


Рис. 306

5. Потенциал с непроницаемой отталкивающей сердцевинной (рис. 306, д)

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 e^{-r/a} & \text{для } r > b; \\ +\infty & \text{для } r < b < a. \end{cases} \quad (82.10)$$

Некоторые из этих потенциалов в дальнейшем будут рассмотрены подробнее. Общим для всех них является малый радиус a соответствующей потенциальной ямы и как следствие

этого — большая глубина V_0 . При этом уровень энергии, соответствующий связанному состоянию, должен быть расположен на глубине $\Delta W = 2,22$ МэВ от краев ямы и достаточно высоко над ее дном (рис. 306, e).

Для того чтобы найти связь между V_0 , a и ΔW , а также вид волновой функции $\psi(r)$ дейтрона, надо решить уравнение Шредингера для каждого из перечисленных выше потенциалов $V(r)$:

$$\Delta\psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V)\psi = 0, \quad (82.11)$$

где μ — приведенная масса нейтрона и протона; E — полная энергия. Тогда $|\psi(r)|^2$ будет давать вероятность нахождения протона и нейтрона на данном расстоянии r друг от друга.

Записав (82.11) в сферических координатах, учтя сферическую симметрию волновой функции $\left(\frac{\partial\psi}{\partial\theta} = \frac{\partial\psi}{\partial\phi} = 0\right)$ и введя новую функцию

$$u(r) = r\psi(r), \quad (82.12)$$

получим

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V(r)]u = 0. \quad (82.13)$$

Уравнение (82.13) было решено для всех приведенных выше потенциалов (и многих других), причем оказалось, что основные результаты слабо зависят от выбора потенциала.

Это вполне естественно, так как нуклоны в дейтроне большую часть времени проводят вне потенциальной ямы. Такое заключение следует из сравнения энергии связи ΔW и числа парных связей $N = A(A-1)/2$ между нуклонами для легких ядер ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ (табл. 34). Видно, что с ростом числа связей $\Delta W/N$ быстро растет, т. е. каждая связь работает все более интенсивно. Единственное возможное истолкование этого результата заключается в том, что потенциал имеет малый радиус и что нуклоны в дейтроне значительную часть времени находятся за его пределами (размытая волновая функция). В более тяжелых ядрах ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ нуклоны большую часть времени находятся в пределах потенциальной ямы (более локализованная волновая функция). Уменьшение $\Delta W/N$ при $A > 4$ связано с проявлением эффекта насыщения, который иллюстрируется примерным постоянством $\Delta W/A$ для ядер с $A \geq 4$.

В связи со слабой зависимостью результата от формы потенциальной ямы ниже будет рассмотрено решение уравнения

Таблица 34

Величина	² H	³ He	⁴ He	⁶ Li	⁹ Be	¹² C	¹⁶ O
<i>A</i>	2	3	4	6	9	12	16
ΔW , МэВ	2,2	8,5	28	32	58,2	92,2	128
<i>N</i>	1	3	6	15	36	66	120
$\Delta W/N$, МэВ	2,2	~3	4,6	~2	1,6	1,4	~1
$\Delta W/A$, МэВ	1,1	~3	7	5,3	6,5	7,7	8

(82.13) только для простейшего потенциала типа прямоугольной ямы. В этом случае

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{для } r \leq a, \quad E = -\Delta W; \\ 0 & \text{для } r > a, \quad E = -\Delta W \end{cases} \quad (82.14)$$

и уравнение (82.14) разбивается на два:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_0 - \Delta W] u(r) = 0 \quad (82.15)$$

для $r \leq a$ и

$$\frac{d^2 u}{dr^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \Delta W u(r) = 0 \quad (82.16)$$

для $r > a$. Решением уравнения (82.15) является функция

$$u(r) = A \sin \kappa r + B \cos \kappa r, \quad (82.17)$$

где $\kappa = \sqrt{2\mu(V_0 - \Delta W)}/\hbar$; $r \leq a$. Легко видеть, что $B = 0$, так как функция $\psi(r) = u(r)/r$ должна быть ограниченной при $r \rightarrow 0$. Решением уравнения (82.16) является функция

$$u(r) = C e^{-\gamma r} + D e^{\gamma r}, \quad (82.18)$$

где $\gamma = \sqrt{2\mu \Delta W}/\hbar$; $r > a$. Здесь также коэффициент при втором слагаемом равен нулю ($D = 0$), так как в противном случае $\psi(r)$ будет расходиться при $r \rightarrow \infty$. Итак,

$$u(r) = A \sin \kappa r \quad \text{при } r \leq a \quad (82.19)$$

и

$$u(r) = C e^{-\gamma r} \quad \text{при } r > a, \quad (82.20)$$

где $\kappa = \sqrt{2\mu(V_0 - \Delta W)}/\hbar$; $\gamma = \sqrt{2\mu \Delta W}/\hbar$ (берем $\kappa > 0$ и $\gamma > 0$). Найдем связь между параметрами ямы a , V_0 и ΔW .

Вначале рассмотрим случай $\Delta W = 0$, т. е. найдем условие существования связанного состояния в яме. Для этого вычислим

значение функции u'/u в точке $r=a$ из обоих решений (82.19) и (82.20) и приравняем их друг другу:

$$\kappa \operatorname{ctg} \kappa a = -\gamma. \quad (82.21)$$

Подставив в (82.21) значения κ и γ , получим трансцендентное уравнение вида

$$\operatorname{ctg} \kappa a = -\sqrt{\Delta W / (V_0 - \Delta W)}, \quad (82.22)$$

решением которого при $\Delta W=0$ является

$$\kappa = \pi / (2a). \quad (82.23)$$

Но согласно (82.17) при $\Delta W=0$ $\kappa = \sqrt{2\mu V_0} / \hbar$. Приравнявая это значение $\pi / 2a$, получаем условие существования уровня с $\Delta W=0$ в прямоугольной яме

$$V_0 a^2 = \pi^2 \hbar^2 / (8\mu). \quad (82.24)$$

Подставив в (82.24) числовые значения π , $\hbar$ и μ , получим

$$V_0 a^2 = 1,02 \cdot 10^{-24} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2. \quad (82.25)$$

Условия (82.24) и (82.25) определяют минимальную глубину V_0 (МэВ) прямоугольной потенциальной ямы (с шириной a , см), которая необходима для того, чтобы в ней могло существовать связанное состояние:

$$V_0^{\min} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu a^2} \approx \frac{10^{-24}}{a^2}. \quad (82.26)$$

Из (82.26) следует, что при $a = \lambda_\pi = \hbar / (m_\pi c) = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см $V_0^{\min} = 50$ МэВ, а при $a = \delta = \sqrt[3]{V_\pi / A} = 2 \cdot 10^{-13}$ см (среднее расстояние между нуклонами в ядре) $V_0^{\min} = 25$ МэВ.

Рассмотрим теперь случай $\Delta W \neq 0$. Из (82.22) следует, что при $\Delta W > 0$ $\operatorname{ctg} \kappa a < 0$ и $\kappa a > \pi/2$, т.е.

$$\frac{\sqrt{2\mu(V_0 - \Delta W)}}{\hbar} > \frac{\pi}{2a} \quad (82.27)$$

или

$$V_0 - \Delta W > \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu a^2} = V_0^{\min}. \quad (82.28)$$

Глубина ямы V_0 растет быстрее энергии связи ΔW :

$$V_0 - V_0^{\min} > \Delta W. \quad (82.29)$$

Связь между V_0 и ΔW можно получить, решив трансцендентное уравнение (82.22).

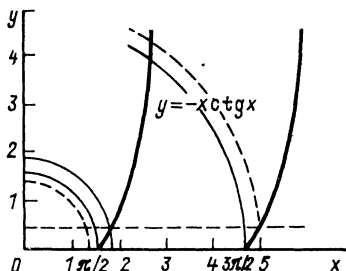


Рис. 307

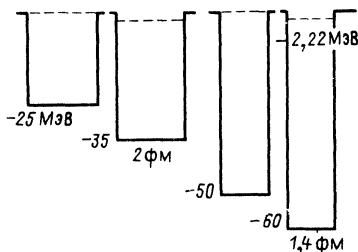


Рис. 308

Для этого умножим уравнение (82.21) на a и введем обозначения

$$x = \chi a, \quad y = \gamma a.$$

Тогда получим систему уравнений

$$y = -x \operatorname{ctg} x;$$

$$x^2 + y^2 = \frac{2\mu V_0}{\hbar^2} a^2 = R^2, \quad (82.30)$$

где R — радиус окружности на плоскости x, y . Решением является пересечение обеих кривых в первом квадранте (так как $x > 0, y > 0$). Очевидно, что при $R < \pi/2$ совместного решения нет (штриховые линии на рис. 307); при $R = \pi/2$ обе кривые пересекаются в точке $x = \pi/2, y = 0$, что соответствует $\Delta W = 0$ (появление связанного состояния); при $R > \pi/2$ точка пересечения кривых расположена при $y > 0$. Для заданных a и ΔW она находится на пересечении прямой $y = \gamma a = \sqrt{2\mu \Delta W a / \hbar} = \text{const}$ с линией $y = -x \operatorname{ctg} x$. Радиус окружности, проходящей через точку пересечения, определяет глубину потенциальной ямы $V_0 = \hbar^2 R^2 / (2\mu a^2)$. Очевидно, что столь же просто можно найти a по V_0 и ΔW или ΔW по a и V_0 .

На рис. 308 изображены результаты решения уравнения для $a = 2$ фм и $a = 1,4$ фм при двух значениях ΔW (0 и 2,22 МэВ). Из рисунка видно, что даже такой сравнительно неглубокий уровень, как $E = -2,22$ МэВ, может существовать в потенциальной яме, только если ее глубина на 10 МэВ превосходит минимальную.

2. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ И РАДИУС ДЕЙТРОНА

Вернемся к вопросу о виде волновой функции дейтрона. Выше было показано, что решение уравнения Шредингера для прямоугольной ямы шириной a и глубиной V_0 изображается формулами (82.19) и (82.20):

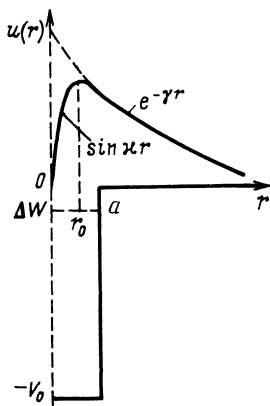


Рис. 309

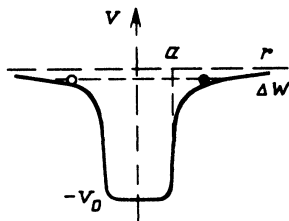


Рис. 310

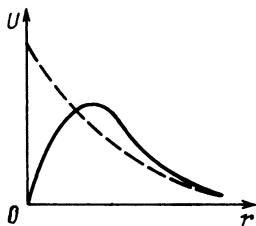


Рис. 311

$$u(r) = A \sin \kappa r \text{ для } r \leq a; \quad u(r) = C e^{-\gamma r} \text{ для } r > a,$$

где $\kappa = \frac{\sqrt{2\mu(V_0 - \Delta W)}}{\hbar}$, $\gamma = \frac{\sqrt{2\mu\Delta W}}{\hbar}$. Коэффициенты A и C могут быть найдены из условия непрерывности функции в точке $r=a$ и условия нормировки.

На рис. 309 изображена (сплошной линией) волновая функция $u(r)$, «сшитая» в точке $r=a$ из (82.19) и (82.20).

Эта функция при $r \leq a$ изменяется по закону синуса, причем согласно (82.27) она проходит через максимум при $r_0 < a$. При $r > a$ функция $u(r)$ экспоненциально убывает, причем скорость ее убывания определяется коэффициентом γ . Характерную длину

$$R_D = \frac{1}{\gamma} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu\Delta W}} = 4 \cdot 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (82.31)$$

на протяжении которой $u(r)$ уменьшается в e раз, естественно назвать радиусом дейтрона. Из сравнения R_D с a видно, что радиус дейтрона более чем вдвое превышает выбранный нами радиус ямы $a = 2,0 \cdot 10^{-13}$ см, а при $a = 1,4$ фм — даже более чем втрое.

Таким образом, нуклоны дейтрона действительно имеют заметную вероятность находиться за пределами потенциальной ямы, так что в среднем они находятся на ее краях.

На рис. 310 схематически показано, как это можно себе представить для ямы типа Вудса—Саксона. Из-за этой особенности дейтрон часто называют «рыхлым» ядром.

Большой радиус дейтрона (т. е. медленное убывание $e^{-\gamma r}$), приводит к тому, что в области $r > a$ находится большая часть площади, ограниченной кривой $u(r)$. Это означает, что экспоненциальную часть волновой функции $Se^{-\gamma r}$ можно считать достаточно хорошим приближением для всей области изменения r (штриховая кривая на рис. 309). Это заключение можно подкрепить следующими дополнительными результатами, вытекающими из подробного анализа задачи о дейтроне.

1. При замене одного потенциала другим вид функции $u(r)$ меняется только в области $r \leq a$. Характер волновой функции $u(r)$ в области $r > a$ не зависит от формы потенциала.

2. Теория дейтрона допускает предельный переход $a \rightarrow 0$, $V_0 \rightarrow \infty$ при условии, что $a^2 V_0 = \text{const}$. При этом из-за $R_D > a$ приближение нулевого радиуса достаточно хорошее.

В этом варианте теории (с $a=0$) нормировка приводит к коэффициенту $C = \sqrt{3\gamma/(4\pi)}$ и волновая функция $u(r)$ имеет вид

$$u(r) = \sqrt{3\gamma/(4\pi)} e^{-\gamma r}. \quad (82.32)$$

Она совпадает с точной волновой функцией при $r \gg a$. Волновая функция дейтрона дается выражением

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{3\gamma}{4\pi}} \frac{e^{-\gamma r}}{r}. \quad (82.33)$$

Другая возможная нормировка исходит из условия (рис. 311)

$$\int |\psi(r)|^2 d\tau = 1.$$

В этом случае

$$\int |\psi(r)|^2 d\tau = 4\pi \int_0^\infty \frac{|u(r)|^2}{r^2} r^2 dr = 4\pi C^2 \int_0^\infty e^{-2\gamma r} dr = \frac{2\pi C^2}{\gamma} = 1,$$

т. е. $C = \sqrt{\gamma/(2\pi)}$ и

$$u(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} e^{-\gamma r}; \quad \psi(r) = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{e^{-\gamma r}}{r}, \quad (82.34)$$

где $\gamma = \sqrt{2\mu\Delta W/\hbar}$.

Заметим, что полученное решение совпадает с потенциалом Юкавы. Полнос при $r=0$ не опасен, так как в его области находится малая часть интеграла.

3. ОТСУТСТВИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ У ДЕЙТРОНА

Легко показать, что рассмотренное связанное состояние дейтрона является его единственным связанным состоянием. Рассмотрим сначала случай $l=0$.

На рис. 307 видно, что при заданных V_0 и a окружность $x^2 + y^2 = R^2$ имеет только одно пересечение с кривой $y = -x \operatorname{ctg} x$ в первом квадранте. Глубина потенциальной ямы дейтрона недостаточна для существования возбужденного связанного состояния. Оно могло бы появиться только при $R = 3\pi/2$, когда окружность пересекает вторую ветвь кривой $y = -x \operatorname{ctg} x$ в точке $x = 3\pi/2$, $y = 0$. Но это пересечение соответствует глубине потенциальной ямы

$$V_{02}^{\min} = 9 \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu a^2} = 9V_{01}^{\min} = 225 \text{ МэВ}$$

(для $a = 2 \cdot 10^{-13}$ см), что существенно больше глубины ямы реального дейтрона.

Случай $l \neq 0$ не требует отдельного рассмотрения, так как при $l \neq 0$ возникает отталкивание из-за центробежного барьера $V_u = \hbar^2 l(l+1)/(2mr^2)$, для компенсации которого яма должна быть глубже, чем в случае $l=0$.

В заключение рассмотрения задачи о дейтроне любопытно отметить, что все приведенные выше результаты получены очень малой ценой, почти «из ничего» (если не считать квантовой механики). Однако для дальнейшего движения вперед нужны новые экспериментальные данные. Например, для того чтобы определить из уравнения (82.22) глубину ямы V_0 , нужно кроме ΔW знать еще и величину a . Мы получим ее из рассмотрения $(N-N)$ -взаимодействия при положительных энергиях ($E > 0$), т. е. из рассмотрения $(N-N)$ -рассеяния при низких ($T_N < 20$ МэВ) и высоких ($T_N > 100$ МэВ) энергиях.

§ 83. Понятие о теории рассеяния

Радиус действия ядерных сил a (и вообще характер ядерного взаимодействия) может быть исследован при помощи квантовомеханической интерпретации результатов опытов по изучению рассеяния нуклонов на нуклонах.

Прежде чем перейти к описанию этих опытов, напомним основные положения квантовой механики, относящиеся к рассеянию частиц.

Как известно, в квантовой механике состояние частиц описывается с помощью волновой функции ψ , являющейся

решением волнового уравнения. Если ограничиться рассмотрением упругого рассеяния нетождественных частиц с нулевым спином, то волновое уравнение имеет вид обычного уравнения Шредингера со сферически-симметричным потенциалом $V(r)$:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V)\psi = 0, \quad (83.1)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$.

Для частиц с заданным импульсом p волновая функция ψ до рассеяния имеет вид плоской падающей волны:

$$\psi \sim e^{ikz} = e^{ikr\cos\theta}, \quad (83.2)$$

где $k = p/\hbar = 1/\lambda$.

Эта функция является решением уравнения (83.1) при $V(r) = 0$:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} E\psi = 0. \quad (83.3)$$

В процессе рассеяния плоская волна взаимодействует с полем другой частицы $V(r)$, в результате чего наряду с плоской волной e^{ikz} появляется расходящаяся из центра взаимодействия сферическая волна вида

$$f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (83.4)$$

так что заключительная стадия процесса (после рассеяния) описывается суперпозицией двух волн — плоской и сферической:

$$e^{ikz} + \frac{e^{ikr} f(\theta)}{r}. \quad (83.5)$$

Здесь θ — угол рассеяния; $1/r$ — множитель, обеспечивающий уменьшение потока обратно пропорционально квадрату расстояния; $f(\theta)$ — амплитуда рассеянной волны при $r=1$ [$f(\theta)$, вообще говоря, комплексна и имеет размерность длины].

1. СЕЧЕНИЕ И ФАЗА

Очевидно, что квадрат модуля амплитуды рассеянной волны равен дифференциальному сечению рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (83.6)$$

Действительно, по определению эффективное сечение $d\sigma$ равно доле dN/N первичного потока частиц N , рассеянной в данный телесный угол $d\Omega$. Положив плотность частиц в первичном пучке равной единице ($|e^{ikz}|^2=1$), получим $N=v$, где v — скорость частиц, а

$$dN = \left| f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right|^2 v r^2 d\Omega.$$

Отсюда

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{|f(\theta)|^2 r^2 v d\Omega}{r^2 v} = |f(\theta)|^2 d\Omega$$

(скорость при упругом рассеянии не меняется).

Характер зависимости $f(\theta)$ определяет угловое распределение рассеянных частиц.

Для количественного анализа упругого рассеяния рассматриваются решения уравнений (83.1) и (83.3) в сферических координатах. Общее решение этих уравнений имеет вид

$$\psi = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{A_l}{r} \phi_l(r) P_l(\cos \theta), \quad (83.7)$$

где $\phi_l(r)$ — радиальная волновая функция; $P_l(\cos \theta)$ — полином Лежандра; $A_l = (2l+1)i^l/2i$ — коэффициент.

Обычно при изучении процесса рассеяния нас интересуют его начальная и заключительная стадии, т. е. поведение частиц вдали от рассеивающего центра. В этом случае (при больших r) радиальная функция $\phi_l(r)$ для каждого l может быть представлена в виде двух парциальных сферических волн — сходящейся $\exp\{-i(kr - l\pi/2)\}$ и расходящейся $\exp\{i(kr - l\pi/2)\}$.

Для начальной стадии процесса, описываемой плоской падающей волной, обе сферические волны имеют равные амплитуды (для каждого l):

$$\phi_l(r) \sim e^{i(kr - l\pi/2)} - e^{-i(kr - l\pi/2)}, \quad (83.8)$$

так что плоская волна может быть представлена в форме

$$e^{ikz} = e^{ikr \cos \theta} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)i^l}{2ikr} P_l(\cos \theta) \left[e^{i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} \right] \quad (83.9)$$

(разложение по полиномам Лежандра). Здесь каждая из парциальных сферических волн соответствует движению частиц с данным орбитальным моментом l и характеризуется опре-

деленной угловой зависимостью $P_l(\cos \theta)$. Так, случай $l=0$ соответствует сферически-симметричному угловому распределению; случай $l=1$ — закону $P_1 = \cos \theta$; $l=2$ — закону $P_2 = (3\cos^2 \theta - 1)/2$ и т. д.

Как уже упоминалось, процесс рассеяния сводится к появлению добавочной расходящейся сферической волны. Поэтому заключительная стадия рассеяния уже не может быть описана выражениями вида (83.8) и (83.9), так как соотношение между сходящимися и расходящимися сферическими волнами должно измениться.

Изменение соотношения парциальных волн формально можно учесть введением коэффициента S_l при расходящейся волне:

$$S_l e^{i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)}. \quad (83.10)$$

В случае отсутствия поглощения (когда происходит только упругое рассеяние) это изменение должно быть таким, чтобы для каждого l потоки в сходящейся и расходящейся волнах были равны, т. е. чтобы $|S_l|^2 = 1$. Поэтому множитель S_l может быть представлен в форме

$$S_l = e^{2i\delta_l}, \quad (83.11)$$

где δ_l вещественно и называется фазовым сдвигом*.

Формализм фазового сдвига очень удобен и, как будет показано ниже, позволяет получить ряд важных результатов. Неформально появление фазового сдвига можно связать с различием скоростей распространения волны в области, занятой нуклоном, и вне этой области (ср. § 45).

С учетом выражения (83.11) парциальная волна после рассеяния выглядит так:

$$e^{i\left(kr - \frac{l\pi}{2} + 2\delta_l\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)}, \quad (83.12)$$

а решение уравнения (83.1), описывающее заключительную стадию рассеяния, имеет вид

$$e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1)i^l}{2ikr} P_l(\cos \theta) \left[S_l e^{i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} - e^{-i\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right)} \right]. \quad (83.13)$$

Нетрудно показать, что выражения (83.8) и (83.12) пропорциональны соответственно $\sin(kr - l\pi/2)$ и $\sin(kr - l\pi/2 + \delta_l)$.

* При наличии поглощения $S_l = \eta_l e^{2i\delta_l}$, где $0 < \eta_l < 1$ — амплитуда расходящейся l -й парциальной волны.

Таким образом, на больших расстояниях от рассеивающей частицы влияние ее поля настолько мало, что волновая функция практически сохраняет прежний вид (она будет решением волнового уравнения для свободной частицы). Единственным отличием может быть появление сдвига фазы δ_l , который и характеризует рассеяние*:

$$\psi_l \sim \frac{\sin(kr - l\pi/2 + \delta_l)}{kr} P_l(\cos \theta). \quad (83.14)$$

В частности, при $l=0$ волновая функция

$$\psi_0 \sim \frac{\sin(kr + \delta_0)}{kr}, \quad (83.15)$$

а

$$u_0(r) = r\psi_0(r) \sim \frac{\sin(kr + \delta_0)}{k}. \quad (83.16)$$

Так как фазам δ_l и $\delta_l + n\pi$ соответствует одно и то же значение волновой функции, то обычно фазу определяют в интервале $-\pi/2 \leq \delta \leq +\pi/2$ (или $0 \leq \delta \leq \pi$).

Можно показать, что амплитуда и фаза связаны следующим соотношением:

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2ik} P_l(\cos \theta), \quad (83.17)$$

где $\frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2ik} = \frac{e^{i\delta_l}}{k} \sin \delta_l$ называется амплитудой рассеянной волны с моментом количества движения l . Подставив (83.17) в (83.6) и проинтегрировав по всему телесному углу, с учетом ортогональности полиномов Лежандра $P_l(\cos \theta)$ получим выражение интегрального сечения упругого рассеяния через фазы

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega = 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (83.18)$$

2. ДЛИНА РАССЕЯНИЯ

Рассмотрим два случая ($l=0$ и $l \neq 0$).

а. Для волны с $l=0$ (s -рассеяние)

$$f(\theta) = f_0 = \frac{e^{i\delta_0}}{k} \sin \delta_0 = \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0 - ik}; \quad (83.19)$$

* При наличии рассеяния сдвиг фазы (хотя бы у одной парциальной волны) должен появиться обязательно, так как если все фазы равны нулю, то все парциальные волны остаются неизменными и их суперпозиция будет давать только первичную волну (отсутствие рассеяния).

$$\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 \sin^2 \delta_0 = \frac{4\pi\lambda^2}{1 + \operatorname{ctg}^2 \delta_0} = \frac{4\pi}{k^2 + k^2 \operatorname{ctg}^2 \delta_0}; \quad (83.20)$$

$$\sigma_0^{\text{макс}} = 4\pi\lambda^2. \quad (83.21)$$

Зависимость фазы δ_0 , а следовательно, и сечения σ_0 от энергии T (длины волны λ или волнового числа k) можно найти из условия сшивки внешнего и внутреннего решений при $r=a$.

Согласно (83.16) внешнее решение при $l=0$ есть

$$u(r) = r\psi(r) \sim \frac{\sin(kr + \delta_0)}{k}.$$

Логарифмическая производная этого выражения при $r=a$ равна

$$\left(\frac{u'}{u}\right)_{r=a} = k \operatorname{ctg}(ka + \delta_0). \quad (83.22)$$

Выберем для определенности потенциальную яму с глубиной V_0 , равной глубине ямы в дейтронной задаче. Тогда внутреннее решение задачи о рассеянии при малой энергии ($E \ll V_0$) должно в первом приближении совпадать с внутренним решением дейтронной задачи ($\Delta W \ll V_0$), так как $V_0 - \Delta W \approx V_0 + E$ (рис. 312). Но для дейтронной задачи согласно (83.22)

$$\left(\frac{u'}{u}\right)_{r=a} = -\gamma = -\frac{\sqrt{2\mu\Delta W}}{\hbar} = -\frac{1}{R_D}. \quad (83.23)$$

Приравняв (83.22) и (83.23) и учитывая, что $ka \ll 1$ при $\lambda \rightarrow \infty$, получим

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -1/R_D = \text{const}, \quad (83.24)$$

откуда

$$\operatorname{ctg}^2 \delta_0 = \frac{1}{k^2 R_D^2} = \frac{\gamma^2}{k^2} = \frac{2\mu\Delta W}{\hbar^2 k^2} = \frac{2\mu\Delta W}{p^2} = \frac{\Delta W}{T}, \quad (83.25)$$

где p — импульс нейтрона, а T — относительная кинетическая энергия. Из постоянства $k \operatorname{ctg} \delta_0$ следует, что амплитуда f_0 [см. (83.19)] при $k \rightarrow 0$ имеет вещественный предел, который мы обозначим $(-a_0)$:

$$\lim_{k \rightarrow 0} f_0 = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0 - ik} = -a_0. \quad (83.26)$$

Константа a_0 имеет размерность длины и называется длиной рассеяния.

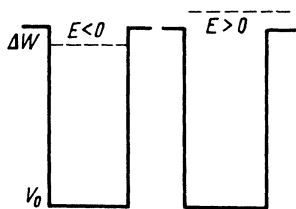
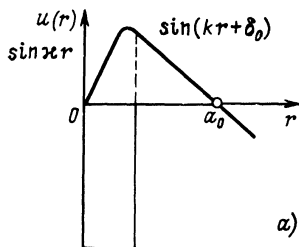
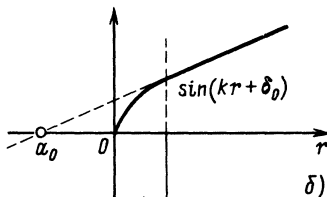


Рис. 312



а)

Рис. 313



б)

Длина рассеяния является важной характеристикой рассеяния. В рассмотренном приближении (использование простого решения задачи о дейтроне) длина рассеяния совпадает с радиусом дейтрона:

$$a_0 = \lim_{k \rightarrow 0} \frac{-1}{k \operatorname{ctg} \delta_0} = \frac{1}{\gamma} = R_D. \quad (83.27)$$

Напомним, что наше рассмотрение теории рассеяния проводится в предположении, что взаимодействующие частицы не имеют спина (или что зависимостью взаимодействия от спина можно пренебречь). В § 84, п. 2 мы увидим, что это пренебрежение недопустимо. Поэтому полученное значение длины рассеяния соответствует $(n-p)$ -рассеянию при параллельных спинах (так как спин дейтрона равен единице). Это — так называемая триплетная длина рассеяния a_{0t} :

$$a_{0t} = R_D = 4,32 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (83.28)$$

Длина рассеяния a_0 имеет простой физический смысл. На рис. 313, а изображены сшитые в точке $r=a$ внутреннее $u(r) \sim \sin \kappa r$ и внешнее $u(r) \sim \sin(\kappa r + \delta_0)$ решения задачи о рассеянии для потенциальной ямы дейтронного типа. В этом случае согласно (82.27) $\kappa a > \pi/2$, т. е. $\sin \kappa r$ переходит в спускающуюся ветвь $\sin(\kappa r + \delta_0)$. Но при малых энергиях

$$\sin(\kappa r + \delta_0) \approx \sin \kappa r \cos \delta_0 + \sin \delta_0 \cos \kappa r \approx \kappa r \cos \delta_0 + \sin \delta_0$$

и, следовательно, представляет собой уравнение прямой, пересекающей ось r в точке

$$r = -\frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0} = a_0. \quad (83.29)$$

Отсюда следует, что длина рассеяния a_0 определяется отрезком, отсекаемым волновой функцией $u(r)$ на оси r при $k=0$. Для потенциальной ямы, глубина которой достаточна для существования связанного решения, $a_0 > 0$. Если глубина ямы недостаточна для существования в ней уровня ($\kappa a < \pi/2$), тогда сшивка внутреннего и внешнего решений будет соответствовать рис. 313, б, из которого видно, что $a_0 < 0$. Таким образом, знак длины рассеяния определяет характер решения задачи о рассеянии (если известно, что потенциал имеет характер притяжения*). Из (83.29) следует, что

$$\lim_{k \rightarrow 0} \operatorname{ctg} \delta_0 = \begin{cases} -\infty & \text{для } a_0 > 0; \\ +\infty & \text{для } a_0 < 0, \end{cases} \quad (83.30)$$

т. е. что фаза δ_0 при $k \rightarrow 0$ растет до π для связанного состояния и убывает до 0 для несвязанного.

Вернемся теперь к вычислению сечения σ_0 . Легко видеть, что для этого достаточно подставить в формулу (83.20) различные выражения для $\operatorname{ctg} \delta_0$ и $k^2 \operatorname{ctg}^2 \delta_0$, которые следуют из формул (83.23), (83.25) и (83.27). Ниже приведено несколько эквивалентных выражений для σ_0 . Выбор одного из них определяется исключительно удобством использования:

$$1) \sigma_0(T) = \frac{4\pi \hbar^2}{m_N} \frac{1}{T/2 + \Delta W}, \quad (83.31)$$

где m_N — масса нуклона; T — кинетическая энергия нейтрона в л. с. к.; ΔW — энергия связи дейтрона:

$$\lim_{T \rightarrow 0} \sigma_0 = \frac{4\pi \hbar^2}{m_N \Delta W} = \text{const}; \quad (83.32)$$

$$2) \sigma_0(k) = \frac{4\pi}{k^2 + (1/a_{0t})^2} = \frac{4\pi}{k^2 + (1/R_D)^2}, \quad (83.33)$$

где a_{0t} — триплетная длина рассеяния; k — волновое число; R_D — радиус дейтрона:

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma_0(k) = 4\pi a_{0t}^2 = 4\pi R_D^2; \quad (83.34)$$

$$3) \sigma_0(\lambda) = \frac{4\pi \lambda^2}{1 + (\lambda/R_D)^2}, \quad (83.35)$$

* Решив уравнение Шредингера для потенциала отталкивания, нетрудно показать, что в этом случае (когда не может быть связанных решений) также получается $a_0 > 0$ (рис. 313, в).

где λ — длина дебройлевской волны нейтрона:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \sigma_0(\lambda) = 4\pi R_D^2. \quad (83.36)$$

Из приведенных формул следует, что рассеяние частиц с малой энергией происходит не только сферически-симметрично, но и с постоянным сечением.

б. Рассмотрим теперь второй случай $l \neq 0$. При $l \neq 0$

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (83.37)$$

и

$$(\sigma_l)_{\text{макс}} = 4\pi\lambda^2 (2l+1). \quad (83.38)$$

Таким образом, и в этом случае сечение рассеяния полностью определяется значениями фаз, но теперь их не одна, а несколько и найти их гораздо труднее*.

Число парциальных волн, вклад которых надо учитывать при рассмотрении рассеяния, определяется энергией частицы. Это следует из того, что взаимодействие между двумя частицами будет эффективным только тогда, когда они находятся друг от друга на расстоянии ρ , меньшем радиуса ядерных сил a , т. е. $\rho < a$.

Если частица имеет импульс p и момент количества движения l , то из сравнения классического и квантовомеханического выражений для модуля момента количества движения

$$|l| = p\rho_l = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (83.39)$$

следует

$$\rho_l = \frac{\hbar}{p} \sqrt{l(l+1)} \approx l\lambda, \quad (83.40)$$

так что пучок падающих частиц как бы разделяется на цилиндрические зоны с радиусами

$$\rho_0 = 0, \quad \rho_1 = \lambda, \quad \rho_2 = 2\lambda, \quad \dots, \quad \rho_l = l\lambda, \quad (83.41)$$

внутри которых летят частицы с моментами количества движения, равными соответственно $0, 1, 2, \dots, l$ (рис. 314)**.

При этом эффективное взаимодействие будет наблюдаться только для тех частиц, которые летят внутри зон с радиусами

* Величина $(\sigma_l)_{\text{макс}}$ может быть получена также из простых квазиклассических рассуждений (см. § 86, п. 2).

** Следует заметить, что проведенное рассуждение является нестрогим, так как согласно квантовой механике нельзя одновременно точно знать импульс p и координату ρ частицы.

$\rho_1 < a$. Очевидно, что при достаточно большой энергии частиц $\lambda < a$ в области $\rho_1 < a$ поместится несколько зон, а при $\lambda > a$ (медленные частицы) — только одна — с радиусом ρ_0 . Подставив в неравенство $\rho_1 < a$ выражение (83.40), получим

$$\sqrt{l(l+1)} < pa/\hbar = a/\lambda \quad (83.42)$$

или

$$l < pa/\hbar = a/\lambda. \quad (83.43)$$

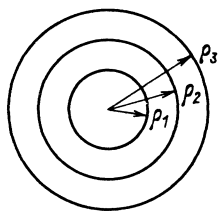


Рис. 314

Таким образом, при заданном импульсе p взаимодействие частиц может происходить только при некоторых значениях l , удовлетворяющих условию (83.43).

При уменьшении импульса (энергии) ряд возможных значений l постепенно сужается, пока, наконец, при некотором достаточно малом импульсе ($p < \hbar/a$) не останется единственно возможное значение $l=0$.

Связь между набором возможных значений l и импульсом p становится особенно наглядной, если неравенство (83.42) разрешить относительно импульса p :

$$p > \frac{\hbar}{a} \sqrt{l(l+1)} \quad (83.44)$$

и перейти от импульса к энергии T :

$$T = \frac{p^2}{2m} > \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2ma^2}. \quad (83.45)$$

Так как a — радиус действия ядерных сил, то неравенство (83.45) означает, что взаимодействие происходит эффективно только при таких l , для которых кинетическая энергия частицы превышает высоту центробежного барьера $V_{\text{ц}} = \hbar^2 l(l+1)/(2ma^2)$. Чем меньше энергия частицы, тем меньше набор возможных значений l и наоборот.

Разумеется, проведенные рассуждения носят качественный характер и не могут претендовать на количественно правильную оценку соотношения различных фазовых сдвигов при той или иной энергии. Более точное рассмотрение показывает, что фазовый сдвиг δ_l передается очень сложной функцией энергии T , которой мы не будем здесь касаться. Однако при достаточно малых энергиях для системы, в которой есть короткодействующие силы и нет кулоновских сил, эта функция становится простой:

$$\delta_l \approx T^{l+1/2} \sim \frac{1}{\lambda^{2l+1}} \sim k^{2l+1} \quad (83.46)$$

(предполагается, что δ_l невелико).

Из формулы (83.46) видно, что скорость убывания фазового сдвига δ_l при уменьшении энергии тем больше, чем больше l . В связи с этим уменьшение энергии приводит к постепенному сокращению числа парциальных волн, участвующих в процессе рассеяния, пока не останется одна s -волна (случай сферически-симметричного рассеяния).

Очевидно, что результат полностью перекрывает заключение, полученное выше из наглядных представлений, а также дает новые сведения о рассеянии. В частности, из формулы (83.46) следует, что при малых энергиях

$$\delta_0 \sim 1/\lambda, \quad (83.47)$$

что, очевидно, согласуется с формулой (83.24).

Очень важной характеристикой является знак фазы, который определяется характером действующих сил (притяжение или отталкивание).

Существенно заметить, что знак фазы не влияет на сечение рассеяния. Это объясняется тем, что сечение рассеяния выражается через квадрат модуля волновой функции. Поэтому знак фазы можно определить экспериментально только при исследовании интерференции ядерного рассеяния с кулоновским или между двумя ядерными рассеяниями, происходящими при различных взаимных ориентациях спинов. В обоих случаях известен знак одного из интерферирующих взаимодействий (кулоновского — теоретически, ядерного — при параллельно направленных спинах как соответствующего связанному состоянию), позволяющий определить знак фазы другого взаимодействия.

Значение фаз полностью определяет потенциал V , с помощью которого можно понять всю картину взаимодействия. Однако задача определения фаз по сечению (фазовый анализ) очень сложна, и хотя она принципиально имеет однозначное решение, практически пока не решена полностью ни для одного случая (для решения этой задачи надо знать ход сечения во всем интервале энергий и для всех углов).

Тем не менее иногда (когда рассеяние определяется небольшим числом парциальных волн с невысоким l) о величине фаз удается получить достаточно определенные сведения, позволяющие делать существенные заключения о свойствах сильного ядерного взаимодействия. Такие случаи будут рассмотрены ниже.

§ 84. Нуклон-нуклонные взаимодействия при малых энергиях ($T < 20$ МэВ)

Рассмотрим опыты, с помощью которых может быть проанализирован характер ядерных сил, и в частности найден радиус сильного ядерного взаимодействия a . Естественно, эту задачу можно решить в результате изучения элементарных взаимодействий. К ядерной модели атома Резерфорд пришел, как известно, изучая рассеяние α -частиц. В этих опытах было установлено, что атомное ядро имеет размеры $R \approx 10^{-12}$ см. Для того чтобы получить более точные сведения о радиусе действия ядерных сил, надо рассмотреть «более элементарные», если можно так выразиться, процессы. Лучше всего характер ядерных сил изучать с помощью описываемых ниже взаимодействий между нуклонами, а также взаимодействий между π -мезонами и нуклонами. Взаимодействие последнего типа является «более элементарным», так как оно происходит между источниками ядерных сил (нуклонами) и переносчиками сильного ядерного взаимодействия — ядерными квантами (π -мезонами). Такие взаимодействия будут рассмотрены в § 111, п. 1. В § 112, пп. 6 и 7 будет также рассмотрено взаимодействие между двумя ядерными квантами — ($\pi - \pi$)-взаимодействие.

Наконец, истинно сильное взаимодействие между кварками, внешним отражением которого являются ядерные силы, будет рассмотрено в гл. XXI.

1. ($n-p$)-РАССЕЯНИЕ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ И РАДИУС ДЕЙСТВИЯ ЯДЕРНЫХ СИЛ

($n-p$)-Рассеяние в области малых энергий ($T < 20$ МэВ) исследовалось тремя методами:

- 1) изучением распределения по энергии и углу протонов отдачи в камере Вильсона;
- 2) изучением распределения по энергии и углу протонов отдачи в фотопластинках;
- 3) изучением распределения по энергиям протонов отдачи в ионизационной камере.

Напомним, что в соответствии с импульсной диаграммой для случая упругого столкновения нерелятивистских частиц с равными массами справедливы следующие соотношения (см. § 24, п. 1):

$$\operatorname{ctg} \theta \operatorname{ctg} \psi = 1; \quad \theta + \psi = \pi/2; \quad \theta' = 2\theta, \quad (84.1)$$

где θ' — угол рассеяния в с.ц.и., а θ и ψ — углы рассеяния и отдачи в л.с.к.;

$$\left. \begin{aligned} p_n &= p_0 \cos \theta; & T_n &= T_0 \cos^2 \theta; \\ p_p &= p_0 \sin \theta; & T_p &= T_0 \sin^2 \theta, \end{aligned} \right\} \quad (84.2)$$

где p_n и T_n — соответственно импульс и кинетическая энергия рассеянного нейтрона; p_p и T_p — соответственно импульс и кинетическая энергия протона отдачи; p_0 — начальный импульс нейтрона; T_0 — начальная кинетическая энергия нейтрона.

В первых двух методах изучалось распределение угла ψ между направлением падающего нейтрона и направлением образовавшегося протона отдачи. Изучение углового распределения этим методом показало, что число рассеянных нейтронов в л.с.к., приходящихся на единицу телесного угла, пропорционально $\cos \theta$:

$$d\sigma(\theta)/d\Omega = A \cos \theta. \quad (84.3)$$

При исследовании энергетического распределения протонов отдачи в ионизационной камере оказалось, что это распределение имеет равную вероятность для всех возможных энергий протонов от 0 до T_0 , где T_0 — начальная энергия падающих нейтронов (рис. 315). Легко видеть, что равномерное распределение протонов отдачи по энергиям эквивалентно закону $\cos \theta$ для углового распределения рассеянных нейтронов. Действительно, с учетом телесного угла закон $\cos \theta$ для л.с.к. должен быть записан следующим образом:

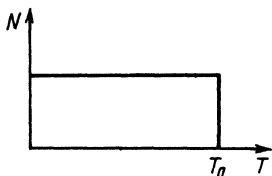


Рис. 315

$$d\sigma(\theta) \sim \cos \theta \sin \theta d\theta \sim d(\sin^2 \theta) \sim dT_p/T_0. \quad (84.4)$$

Это означает, что функция распределения по энергии равняется константе.

Таким образом, все опыты, в которых изучалось $(n-p)$ -рассеяние, независимо от того, производилось ли непосредственное исследование углового распределения протонов отдачи или снимался их энергетический спектр, приводили к одному и тому же результату: угловое распределение рассеянных нейтронов в л.с.к. описывается законом $\cos \theta$.

Так как для рассеяния частиц с равными массами справедливо соотношение (84.1), то, заменив в выражении (84.4) θ на θ' , получим

$$d\sigma(\theta') \sim \sin \theta' d\theta' \sim d\Omega', \quad (84.5)$$

где $d\Omega'$ — элемент телесного угла в с.ц.и. Угловое распределение медленных рассеянных нейтронов в с.ц.и. сферически-симметрично

$$\left[\frac{d\sigma(\theta')}{d\Omega'} = \text{const} \right].$$

Согласно квантовой механике это означает, что рассеяние происходит только с $l=0$, т. е. что уже при $l=1$ параметр удара $\rho_1 = \lambda > a$ (a — радиус ядерных сил), где λ в е.д.и. (см)

$$\lambda = \frac{9 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}} \quad (84.6)$$

(T берется в л.с.к. и выражается в МэВ).

Для $T = 20$ МэВ получаем

$$a < 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.} \quad (84.7)$$

Таким образом, опыты по $(n-p)$ -рассеянию дают возможность оценить верхнюю границу радиуса действия ядерных сил. Эту оценку мы использовали в § 82 для получения $V_0^{\text{мин}}$ и V_0 .

2. ДАЛЬНЕЙШИЙ АНАЛИЗ $(n-p)$ -РАССЕЯНИЯ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ. СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Кроме углового распределения в опытах по $(n-p)$ -рассеянию была получена зависимость сечения рассеяния от энергии. Сечение σ для нейтронов данной энергии T может быть найдено измерением убывания интенсивности J нейтронного пучка, на пути которого поставлен рассеиватель с толщиной x и концентрацией ядер n .

Измерив отношение $J/J_0 = \exp(-n\sigma x)$ при разных энергиях падающих нейтронов, можно получить зависимость сечения от энергии $\sigma(T)$. Совокупность таких опытов, проведенных в разное время, дала результаты, изображенные на рис. 316 сплошной кривой (справа вверху отдельно показан ход сечения в области больших энергий). Результаты эксперимента могут быть сопоставлены с теоретической формулой (83.31), из которой следует

$$\sigma_{\text{теор}} = \frac{5 \cdot 10^{-24}}{2,22 + T/2}, \quad (84.8)$$

где T — в МэВ; $\sigma_{\text{теор}}$ — в см². Сопоставление с $\sigma_{\text{эксп}}$ (рис. 316) показывает, что теоретическое сечение (штриховая кривая) в области энергии $T < 1$ МэВ идет значительно ниже экспериментального.

Наблюдающееся расхождение объясняется тем, что при получении формулы (83.31) неявно предполагалась независимость ядерных сил от взаимной ориентации спинов нуклонов,

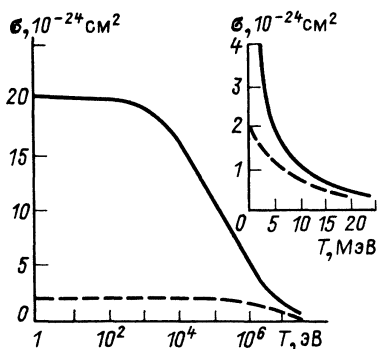


Рис. 316

Для учета обоих спиновых состояний взаимодействующих нуклонов ($\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow$) и их статистических весов $2I+1$ (3 и 1 соответственно) была предложена более общая, чем (83.31), формула:

$$\sigma_{np} = \frac{\pi \hbar^2}{m} \left\{ \frac{3}{\Delta \overset{\uparrow\uparrow}{W} + T/2} + \frac{1}{|\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W}| + T/2} \right\}. \quad (84.9)$$

Эта формула удовлетворительно передает экспериментальную кривую на рис. 316 в интервале энергий нейтронов $0 \leq T_n \leq 1$ МэВ, если принять $|\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W}| = 0,07$ МэВ.

Казалось бы, такое совпадение говорит о том, что кроме дейтрона с энергией связи $\Delta \overset{\uparrow\uparrow}{W} = 2,22$ МэВ существует еще одно ядро ${}^2\text{H}$ с нулевым спином и очень малой энергией связи $\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W} = 0,07$ МэВ. Однако это неверно. Дело в том, что по своей структуре (сечение положительно) формула (84.9) требует, чтобы в качестве $\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W}$ в ней стояло обязательно положительное значение $|\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W}|$. Между тем физический смысл энергии связи имеет только $\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W} > 0$. Значение же $\Delta \overset{\uparrow\downarrow}{W} < 0$ вообще не имеет

в связи с чем казалось, что в качестве потенциальной ямы можно взять хорошо изученную яму из дейтронной задачи. Но спины нуклонов в дейтроне параллельны, а в опытах по изучению ($n-p$)-рассеяния могут быть как параллельны, так и антипараллельны (неполяризованные пучки и мишени). Расхождение эксперимента с теорией означает несправедливость предположения об отсутствии спиновой зависимости ядерных сил.

физического смысла*, хотя и для него формула (84.9) столь же хорошо аппроксимирует экспериментальную кривую. По этой причине параметр ΔW ^{↑↓}неудобен для интерпретации полученного результата.

Более удобным параметром является введенная выше длина рассеяния a_0 , которая всегда имеет определенный физический смысл. Напомним, что для потенциала притяжения наличию связанного состояния соответствует $a_0 > 0$, а его отсутствию $a_0 < 0$.

В соответствии с (83.33) и по аналогии с (84.9) сечение рассеяния медленных нейтронов на протонах можно выразить через триплетную a_{0t} и синглетную a_{0s} длины рассеяния:

$$\sigma = \pi \left\{ \frac{3}{k^2 + \left(\frac{1}{a_{0t}}\right)^2} + \frac{1}{k^2 + \left(\frac{1}{a_{0s}}\right)^2} \right\}. \quad (84.10)$$

Точность этой формулы такова же, как и формулы (84.9). В пределе при $k \rightarrow 0$

$$\sigma_{np} = \pi (3a_{0t}^2 + a_{0s}^2). \quad (84.11)$$

Если считать, что $a_{0t} = 4,32 \cdot 10^{-13}$ см, то для совпадения σ_{np} с $\sigma_{np}^{\text{эксп}} = 20 \cdot 10^{-24}$ см² надо принять $|a_{0s}| \approx 24 \cdot 10^{-13}$ см.

Формула (84.11) не дает возможности определить знак a_{0s} для синглетного состояния. Поэтому без дополнительного анализа нельзя установить, является синглетное состояние связанным или нет**. Ответ на этот вопрос был получен при рассмотрении опытов по рассеянию нейтронов на молекулярном водороде.

3. РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ОРТО- И ПАРАВОДОРОДЕ

Известно, что молекулярный водород в нормальном состоянии состоит из молекул двух типов: с параллельно (ортоводород) и антипараллельно (параводород) направленными спинами обоих протонов молекулы.

* Условно можно говорить о том, что значение $\Delta W < 0$ характеризует степень недостаточности глубины V_0 потенциальной ямы (т. е. величину разности $\Delta V = V_0^{\text{мин}} - V_0$), для того чтобы в ней могло существовать связанное состояние. Раньше о такой яме с глубиной $V_0 < V_0^{\text{мин}}$ и $\Delta W < 0$ говорили, что она имеет виртуальный уровень.

** Другими словами, без дополнительного анализа нельзя исключить возможность существования в природе очень слабо связанного (поэтому трудно наблюдаемого) ядра ${}^1_0\text{H}$ с нулевым спином.

Из квантовомеханических соображений (антисимметрия волновой функции ψ_{H} относительно перестановки двух протонов) следует, что ортоводород может существовать только в состояниях с нечетным вращательным моментом ($j=1, 3, \dots$), а параводород — с четным ($j=0, 2, \dots$).

Подсчет показывает, что энергия низшего состояния ($j=1$) для ортоводорода на 0,015 эВ выше энергии низшего состояния ($j=0$) для параводорода. Столь небольшое отличие не сказывается на соотношении молекул того и другого вида при высоких (например, комнатной) температурах. Поэтому соотношение молекул орто- и параводорода в газообразном водороде определяется их спинами (соответственно 1 и 0) и равно

$$(2I+1)_{\text{орто}} : (2I+1)_{\text{пара}} = 3 : 1. \quad (84.12)$$

Однако при достаточно низкой температуре (около 20 К), когда большинство молекул орто- и параводорода будут находиться в своих низших состояниях, должно наблюдаться превращение молекул ортоводорода в молекулы параводорода. Это превращение при обычных условиях идет очень медленно, но может быть ускорено прибавлением вещества с парамагнитными атомами (которое способствует переворачиванию спина одного из протонов молекулы). Благодаря этому жидкий водород можно получить как в виде смеси орто- и параводорода, так и в виде чистой парафазы.

Поскольку для очень медленных нейтронов (около 0,002 эВ) длина волны много больше расстояния между протонами в молекуле (примерно $0,75 \text{ \AA} = 0,75 \cdot 10^{-10} \text{ м}$), рассеяние обоими протонами будет когерентным, причем (в случае существования спиновой зависимости ядерных сил) интерференционный эффект должен быть различен для орто- и параводорода.

Расчет отношения сечений рассеяния на орто- и параводороде дает

$$q = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{орто}}}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{пара}}} = 1 + 2 \left(\frac{a_{0s} - a_{0t}}{a_{0s} + 3a_{0t}} \right)^2, \quad (84.13)$$

где a_{0s} и a_{0t} — соответственно синглетная и триплетная длины рассеяния. Легко убедиться в том, что при значениях a_{0t} и $|a_{0s}|$, близких к приведенным в (83.28) и (84.11), q очень чувствительно к знаку a_{0s} . При положительном знаке a_{0s} значение $q \approx 1$, а при отрицательном — в десятки раз больше.

Первый опыт по определению q был сделан Халперном

в 1937 г. Более точный опыт был поставлен Сэттоном в 1947 г. Схема опыта Сэттона изображена на рис. 317.

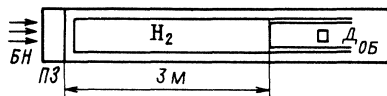


Рис. 317

Здесь БН — пучок быстрых нейтронов от циклотрона; ПЗ — парафиновый замедлитель, охлаждаемый жидким кислородом; H_2 — камера с водородом; Д — детектор, окруженный окисью бора ОБ.

В опыте измерялось полное сечение рассеяния нейтронов при комнатной температуре, когда соотношение орто- и парафаз равно 3:1, и при температуре 20 К, когда преобладает (99,9%) парафаза. Измерения позволили получить отдельно сечения рассеяния на орто- и параводороде, которые действительно оказались существенно различными:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{орто}} \approx 30 (d\sigma/d\Omega)_{\text{пара}}. \quad (84.14)$$

Это различие еще раз указывает на спиновую зависимость ядерного взаимодействия, а также приводит к заключению об отрицательном знаке у a_{0s} , т. е. об отсутствии у синглетной $(\uparrow\downarrow)$ -системы связанного состояния. Для более количественных выводов необходимо дополнительное рассмотрение вопроса.

В предыдущем рассмотрении мы по существу опирались только на $\sigma_{np}^{\text{экс}}$ при малых T_n , где работает приближение длины рассеяния

$$k \operatorname{ctg} \delta_0 = -1/a_0. \quad (84.15)$$

Это приближение дает удовлетворительное совпадение с экспериментом при $T_n \leq 1$ МэВ. Для более высоких энергий это приближение становится непригодным ($\sigma_{\text{теор}} < \sigma_{\text{экс}}$). В этом случае достаточно хорошим приближением является приближение эффективного радиуса

$$-k \operatorname{ctg} \delta_0 = \frac{1}{a_0} - \frac{1}{2} k^2 r_{\text{эф}}. \quad (84.16)$$

Эффективный радиус $r_{\text{эф}}$ имеет физический смысл среднего расстояния между нейтроном и протоном в процессе их взаимодействия. Его величина не зависит от формы потенциальной ямы (но, конечно, зависит от ее глубины). Поэтому приближение эффективного радиуса можно применять для простейшего потенциала — прямоугольной ямы. В этом приближении вместо формулы (84.10) для сечения $(n-p)$ -рассеяния при $l=0$ теперь следует писать

$$\sigma = \pi \left\{ \frac{3}{k^2 + \left(\frac{1}{a_{0t}} - \frac{1}{2} k^2 r_{\text{эф}} \right)^2} + \frac{1}{k^2 + \left(\frac{1}{a_{0s}} - \frac{1}{2} k^2 r_{\text{эф}} \right)^2} \right\}. \quad (84.17)$$

Формула (84.17) хорошо аппроксимирует экспериментальное сечение примерно до 10 МэВ. Интерпретация опытов по измерению $\sigma_{np}^{\text{эксп}}$ и q с помощью формулы (84.17) позволила получить следующие уточненные значения длин рассеяния и эффективных радиусов для триплетного и синглетного $(n-p)$ -взаимодействия:

$$\left. \begin{aligned} a_{0t} &= 5,43 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad a_{0s} = -23,71 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \\ r_t^{\text{эф}} &= 1,75 \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad r_s^{\text{эф}} = (2,76 \pm 0,07) \cdot 10^{-13} \text{ см}. \end{aligned} \right\} \quad (84.18)$$

4. ТЕНЗОРНЫЕ И СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ СИЛЫ

Изучение рассеяния нейтронов на свободном и молекулярном водороде позволяет сделать важный вывод о спиновой зависимости ядерных сил. Нейтрон и протон с параллельно направленными спинами взаимодействуют настолько сильно, что образуют связанное состояние с энергией связи

$\uparrow \uparrow$
 $\Delta W = 2,22 \text{ МэВ}$. При антипараллельных спинах нейтрон и про-

тон взаимодействуют значительно слабее. В этом случае связанного состояния нет, а существует только виртуальное состояние (рис. 318, случай *a* соответствует более сильному взаимодействию, чем случай *b*).

В связи с этим при описании ядерного взаимодействия мы уже не можем ограничиваться простым потенциалом $V(r)$, а должны ввести еще функцию спинов взаимодействующих частиц. Нетрудно видеть, что из двух векторов — спинов нуклонов — можно составить единственное скалярное выражение $s_n s_p$, которое и должно быть использовано для характеристики взаимодействия между нейтроном и протоном (потенциал должен быть скалярным). Так как влияние спинов может быть различным на разных расстояниях, то выражение $s_n s_p$ должно входить в потенциал в комбинации с некоторой функцией координат. Таким образом, потенциал взаимодействия между нейтроном и протоном с учетом спиновой зависимости в общем виде записывается так:

$$V_1(r) + V_2(r)(s_n s_p). \quad (84.19)$$

При этом следует подчеркнуть, что вклад второго слагаемого в потенциал очень значителен, так как в зависимости

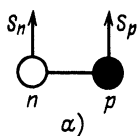


Рис. 318

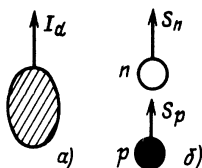
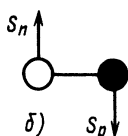
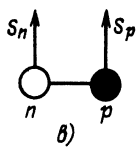
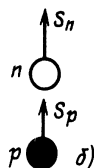


Рис. 319



от его величины глубина потенциальной ямы изменяется настолько, что реальная система превращается в виртуальную.

Потенциал вида (84.19) лучше описывает взаимодействие между нейтроном и протоном, чем простой потенциал типа $V(r)$. Однако из-за того, что оба потенциала являются центральными, ни тот, ни другой не позволяет объяснить одно из существенных свойств ядерных сил.

В § 82 мы говорили о том, что дейтрон обладает положительным квадрупольным моментом. Это означает, что распределение электрического заряда в дейтроне несимметрично и может быть представлено вытянутым вдоль спина дейтрона эллипсоидом вращения (рис. 319, а). Таким образом, направление спина в дейтроне I_d связано с направлением его оси. Другими словами, ядерные силы нельзя считать центральными силами, так как взаимодействие определяется не только расстоянием между частицами, но и их расположением относительно направления спинов. (На схематическом* рисунке 319 случаю б соответствует более сильное взаимодействие, чем случаю в.) О силах такого типа говорят, что они имеют тензорный характер.

Тензорный характер ядерного взаимодействия может быть описан, если в потенциальную функцию ввести третье слагаемое $V_3(r)(\mathbf{s}_n \mathbf{n})(\mathbf{s}_p \mathbf{n})$, представляющее собой комбинацию функции координат $V_3(r)$ и скалярной величины $(\mathbf{s}_n \mathbf{n})(\mathbf{s}_p \mathbf{n})$, значение которой определяется проекциями спинов на направление единичного вектора $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ (т. е. взаимным расположением оси дейтрона и их спинов)**.

Как было замечено в § 80, существование спин-орбитальных сил для нуклонов ядра, возможно, указывает на то, что между двумя свободными нуклонами также действуют спин-орбитальные силы. К аналогичному заключению приводит наблюдение поляризационных явлений при рассеянии быстрых

* На самом деле оба нуклона «размазаны» внутри дейтрона таким образом, что плотность электрического заряда по объему ядра равномерна (см. § 7).

** Нельзя брать $(\mathbf{I} \mathbf{n})$, так как это псевдоскаляр.

нуклонов, а также рассмотрение угловой зависимости сечения $(p-p)$ -рассеяния при больших энергиях (см. § 86, п. 5).

Спин-орбитальные силы можно учесть, если в потенциал ввести четвертое скалярное слагаемое

$$V_4(r)(\mathbf{s}l), \quad (84.20)$$

которое равно нулю при малых энергиях нуклонов (когда $l=0$) и растет с ростом энергии (точнее, с ростом l).

Таким образом, общий вид потенциала, описывающего взаимодействие между нейтроном и протоном с учетом спиновой и спин-орбитальной зависимости ядерных сил и их тензорного характера, должен содержать по крайней мере четыре слагаемых:

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2) + V_3(r)(\mathbf{s}_1\mathbf{n})(\mathbf{s}_2\mathbf{n}) + V_4(r)(\mathbf{s}l), \quad (84.21)$$

каждое из которых является скаляром. Более того, при рассмотрении $(n-p)$ -рассеяния при высоких энергиях обнаруживается новое, очень существенное свойство ядерных сил — их обменный характер, объяснение которого требует удвоения числа слагаемых в потенциале (см. § 86, п. 3).

5. $(p-p)$ -РАССЕЯНИЕ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Из устойчивости ядер, состоящих из нейтронов и протонов (например, ядра ${}^4_2\text{He}$, содержащего два протона и два нейтрона), следует, что между протонами существуют ядерные силы притяжения, которые на малых расстояниях преобладают над кулоновским расталкиванием.

Взаимодействие между двумя протонами может быть изучено в опытах по $(p-p)$ -рассеянию. Идея таких опытов заключается в обнаружении отклонения экспериментального значения сечения от теоретически рассчитанного для кулоновских сил.

Ввиду сравнительной простоты получения моноэнергетических протонов опыты по $(p-p)$ -рассеянию проще опытов по $(n-p)$ -рассеянию. Другой особенностью этих опытов является отмеченная в § 24, п. 3 неотличимость рассеянного протона от протона отдачи, вследствие чего результат в с.д.и. всегда получается симметричным относительно 90° (см. рис. 336).

Первые опыты по изучению $(p-p)$ -рассеяния при малых энергиях были поставлены в 1936 г. Тювом и др. В работе использовались генератор Ван-де-Граафа и высоковольтная трубка, с помощью которых протоны ускорялись до энергии 0,6 и 0,9 МэВ. Измерение числа протонов, рассеянных на 45° , показало значительное отклонение от формулы Мотта (см.

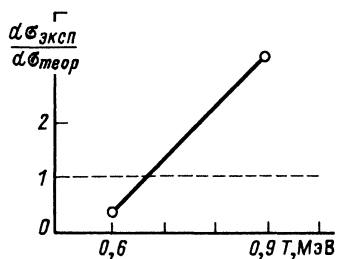


Рис. 320

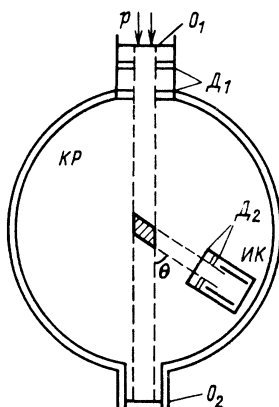


Рис. 321

§ 24), описывающей кулоновское взаимодействие двух протонов (рис. 320). Это указывает на наличие дополнительного (кроме кулоновского) взаимодействия между протонами.

Систематическое изучение $(p-p)$ -рассеяния при различных энергиях проводили Тюв и др. (0,2–0,85 МэВ) и Херб и др. (0,85–2,4 МэВ). В работах использовались аналогичные устройства (рис. 321).

Пучок ускоренных в высоковольтной трубке протонов p вводился через тонкое алюминиевое окошко O_1 в камеру рассеяния KP , заполненную газообразным водородом, и коллимировался системой диафрагм D_1 .

Рассеянные протоны регистрировались ионизационной камерой $ИК$, которая могла быть установлена под различными углами θ к направлению падающего пучка. Объем газа (на рисунке заштрихован), в котором происходит рассеяние частиц, попадающих в ионизационную камеру, можно рассчитать, исходя из размеров и расположения коллиматора и входных диафрагм D_2 ионизационной камеры.

Интенсивность падающего пучка определялась либо с помощью специальной ионизационной камеры, регистрирующей протоны, рассеянные под углом $\theta = 45^\circ$, либо с помощью цилиндра Фарадея, поставленного на пути пучка (за выходным окошком O_2) и измеряющего полный протонный ток.

Знание интенсивности первичного пучка, числа рассеивающих ядер (объем и давление газа, в котором происходит рассеяние) и количества зарегистрированных случаев рассеяния позволяет вычислить сечение $(p-p)$ -рассеяния.

В результате вычислений были получены кривые зависимости экспериментального сечения $(p-p)$ -рассеяния от угла рассеяния (при данной энергии падающих протонов) и от

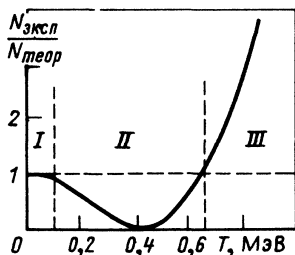


Рис. 322

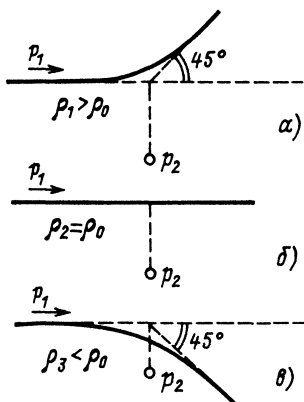


Рис. 323

энергии (для рассеяния под заданным углом). При этом оказалось, что обе экспериментальные кривые сильно отличаются от кривых, рассчитанных по формуле Мотта (за исключением области малых углов и малых энергий).

На рис. 322 и в табл. 35 сравнивается экспериментальное сечение $(p-p)$ -рассеяния под углом 45° с теоретическим, вычисленным по формуле Мотта (при различных энергиях падающих протонов).

Из рис. 322 видно, что экспериментальное значение числа рассеянных протонов совпадает с рассчитанным по формуле Мотта в области I ($T_p < 0,1$ МэВ), значительно меньше рассчитанного в области II ($0,1 < T_p < 0,65$ МэВ) и сильно превышает его в области III ($T_p > 0,65$ МэВ). Это означает, что при малых энергиях падающих протонов, т. е. для больших параметров удара* ρ (область I), проявляется только кулоновское отталкивание двух протонов (рис. 323, а). С ростом энергии (область II на рис. 322), т. е. с уменьшением расстояния ρ , кулоновское отталкивание начинает компенсироваться ядерным притяжением**, которое сравнивается с кулоновским отталкиванием при энергии падающих протонов около 0,45 МэВ. В результате рассеяние под углом 45° не наблюдается (см. рис. 323, б).

Дальнейший рост экспериментального сечения при $T > 0,45$ МэВ и, следовательно, при еще большем сближении

* Угол рассеяния $\theta \approx \Delta p / p$, где Δp — изменение импульса в результате взаимодействия; Δp выражается через силу F и время взаимодействия τ . Если F — кулоновская сила, то $\Delta p = F\tau = e^2 2\rho / (\rho^2 v)$. Тогда $\theta = 2e^2 / (p\rho v) = e^2 / (Tp)$. Отсюда следует, что при $\theta = \text{const}$ $T \sim 1/\rho$, а при $T = \text{const}$ $\theta \sim 1/\rho$.

** Очевидно, что если бы ядерные силы носили характер отталкивания, то кривая на рис. 322 монотонно поднималась бы с ростом энергии.

Таблица 35

T_p , МэВ	0,220	0,335	0,450	0,550	0,65	0,86	1,2	1,830	2,105	2,392
$\frac{N_{\text{экср}}}{N_{\text{теор}}}$	0,59	0,25	0,05	0,32	1	3,9	10,32	27,82	35	42,9

протонов указывает на то, что ядерное притяжение становится настолько большим, что полностью подавляет эффект кулоновского отталкивания (см. рис. 323, в).

Таким образом, взаимодействие двух протонов должно описываться потенциалом вида, изображенного на рис. 324. Здесь область $r < a$ соответствует области III на рис. 322, а область $r > a$ — области I.

Сопоставляя энергию протонов, при которой экспериментальное значение сечения обращается в нуль, с кулоновским потенциалом, можно найти соответствующий этой энергии параметр удара. Так как при таком значении параметра удара начинает сказываться ядерное взаимодействие, то отсюда может быть получен радиус действия ядерных сил. Оценка дает значение $a \approx 3 \cdot 10^{-13}$ см, т. е. значение, близкое полученному из опытов по $(n-p)$ -рассеянию при $T_n < 20$ МэВ (см. п. 1 этого параграфа).

Для получения более точных результатов надо провести анализ, аналогичный сделанному ранее для $(n-p)$ -рассеяния, т. е. рассмотреть задачу о $(p-p)$ -рассеянии теоретически и сравнить $\sigma_{\text{теор}}$ с $\sigma_{\text{экср}}$. В качестве исходного уравнения теперь вместо уравнения (83.1) рассматривается уравнение

$$\Delta \psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_{\text{яд}} - V_{\text{кул}}) \psi = 0, \quad (84.22)$$

в котором кроме ядерного потенциала $V_{\text{яд}}$ учитывается кулоновский потенциал $V_{\text{кул}}$. В связи с этим для $V_{\text{яд}} = 0$ решением уравнения (84.22) является не плоская волна $\sin(kr - l\pi/2)$, как это было в $(n-p)$ -задаче, а кулоновская искаженная плоская волна $\sin(kr - \xi \ln 2kr - l\pi/2)$, где $\xi = e^2/\hbar v$ — кулоновский параметр. Учет $V_{\text{яд}} \neq 0$ производится введением фазы δ_l^* .

* При $T < 20$ МэВ ядерное взаимодействие происходит только с $l=0$, но кулоновское, для которого потенциал — дальнедействующий, происходит и при $l \neq 0$.

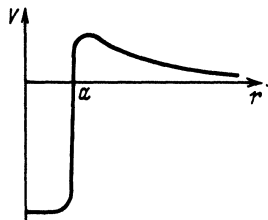


Рис 324

В результате расчета (он не зависит от формы $V_{\text{яд}}$) получается следующее усредненное по спинам выражение:

$$\sigma(\theta') = \left(\frac{e^2}{\mu v^2}\right)^2 \left\{ \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta'}{2}} + \frac{1}{\cos^4 \frac{\theta'}{2}} - \frac{\cos\left(\xi \ln \operatorname{tg}^2 \frac{\theta'}{2}\right)}{\sin^2 \frac{\theta'}{2} \cos^2 \frac{\theta'}{2}} - \frac{2 \sin \delta}{\xi} \left[\right] + \frac{4}{\xi^2} \sin^2 \delta \right\}, \quad (84.23)$$

где

$$\left[\right] = - \frac{\cos\left(\delta + \xi \ln \sin^2 \frac{\theta'}{2}\right)}{\sin^2 \frac{\theta'}{2}} + \frac{\cos\left(\delta + \xi \ln \cos^2 \frac{\theta'}{2}\right)}{\cos^2 \frac{\theta'}{2}}.$$

Первые три члена в формуле (84.23) представляют собой формулу Мотта для кулоновского рассеяния; член с $\sin \delta$ учитывает интерференцию ядерного и кулоновского рассеяния; член с $\sin^2 \delta$ соответствует одному ядерному (изотропному) рассеянию.

Сравнивая $\sigma_{\text{теор}}$ с $\sigma_{\text{эксп}}$ при разных энергиях, можно найти $\sigma(T_p)$. Очевидно, например, из сравнения формулы с рис. 322, что $\sigma > 0$, так как выражение в квадратных скобках положительно и, следовательно, интерференционный член имеет знак минус, т. е. уменьшает сечение с ростом энергии выше 0,1 МэВ. Последующее возрастание $\sigma_{\text{эксп}}$ при $T > 0,45$ МэВ объясняется возрастающей ролью последнего члена.

Более строгий квантовомеханический анализ опытов по $(p-p)$ -рассеянию позволяет получить значения эффективного радиуса $r_{pp}^{\text{эф}}$ и длины рассеяния $a_{0p}^{\text{эф}}$:

$$r_{pp}^{\text{эф}} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad a_{0p}^{\text{эф}} = -17 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (84.24)$$

которые сравнительно близки к соответствующим величинам для синглетного $(\uparrow n - \downarrow p)$ -рассеяния*. Таким образом, ядерное (без кулоновского) взаимодействие двух протонов (при невысо-

* Знак $a_{0p}^{\text{эф}}$ определяется из наблюдения интерференции между ядерным и кулоновским взаимодействиями.

ких энергиях) практически тождественно ядерному взаимодействию нейтрона с протоном в синглетном состоянии. Соответствующие потенциальные ямы имеют одинаковые параметры. Из этого следует, что между двумя протонами существует ядерное притяжение, интенсивность которого, однако, недостаточна для образования связанного состояния.

Любопытный результат получается при рассмотрении в качестве $V_{\text{яд}}$ потенциала Юкавы $V_{\text{яд}} = V_0 \frac{e^{-r/a}}{r/a}$. В этом случае получается $a = 1,17$ фм и $V_0 = 46$ МэВ. Сравнивая $V_{\text{яд}}$ с выражением, вытекающим из мезонной теории, $V_{\text{яд}}^{\text{мез}} = g^2 e^{-r/a}/r$, получаем $g^2 = V_0 a = 54$ МэВ · фм, откуда $f = g^2/(\hbar c) = 0,28$, что в 40 раз больше постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$. Вместе с тем $f^2 = 0,08 \ll 1$, что позволяет в некоторых случаях получать количественные результаты методами теории возмущений.

6. $(n-n)$ -РАССЕЯНИЕ

Из-за отсутствия нейтронной мишени $(n-n)$ -взаимодействие можно исследовать только косвенными методами, например измеряя форму спектра протонов в реакции

$$n + d \rightarrow p + n + n. \quad (84.25)$$

При отсутствии взаимодействия между нейтронами реакция (84.25) идет как трехчастичный процесс, и спектр протонов должен быть сплошным. Если нейтроны, возникающие в этой реакции, образуют связанное состояние, то спектр протонов должен содержать моноэнергетическую линию справа от границы сплошного спектра. Если же это состояние виртуальное, то максимум должен появиться на фоне сплошного спектра у его границы. В этом случае по ширине максимума можно судить о длине рассеяния. Из опытов по изучению реакции (84.25) и некоторых других процессов, сопровождающихся образованием двух нейтронов, для длины рассеяния были получены значения в пределах

$$a_{0s}^{nn} = -(16 \div 24) \text{ фм.}$$

Средневзвешенное значение $a_{0s}^{nn} = (-17,6 \pm 1,5)$ фм, $r_{nn}^{\text{эф}} = (3,2 \pm 1,6)$ фм.

Таким образом, параметры $(n-n)$ -рассеяния близки к параметрам ядерного $(p-p)$ -рассеяния. Между двумя нейтронами, так же как и между двумя протонами, существует ядерное притяжение, но они не образуют связанного состояния.

7. ПРИНЦИП ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Близость характера ядерных взаимодействий между двумя протонами, между двумя нейтронами и между нейтроном и протоном (в синглетном состоянии) свидетельствует о глубоком сходстве протона с нейтроном, которые в некотором смысле могут даже считаться тождественными частицами. Остановимся на этом вопросе подробнее.

Протон и нейтрон по многим свойствам сходны друг с другом. Действительно, массы протона и нейтрона приблизительно равны. Различие их не превышает $2,5m_e$ (1,3 МэВ), т. е. меньше 0,15%. Спины их одинаковы. Оба нуклона являются главными составными частями любого атомного ядра, причем в процессе β -распада они могут переходить друг в друга, оставаясь в составе атомного ядра.

Сходство нуклонов этим не ограничивается. Сравнение свойств легких ядер-изобар, проведенное в § 8, показало, что они группируются в зарядовые мультиплеты с близкими характеристиками. В особенности четкая картина получается для легких зеркальных ядер, которые зачастую имеют по несколько идентичных уровней.

Мы видели, что наиболее естественным образом существование зарядовых мультиплетов среди ядер-изобар можно объяснить при помощи гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил, т. е. тождественности элементарных взаимодействий между двумя любыми нуклонами:

$$(p-p)_{\text{яд}} \equiv (n-n) \equiv \overset{\uparrow}{(n-n)} \overset{\downarrow}{(p-p)}.$$

Экспериментальная проверка этой гипотезы очень важна, так как в случае ее справедливости зарядовая независимость ядерных сил должна обнаруживаться в самых разнообразных явлениях, имеющих отношение к сильным ядерным взаимодействиям. Как уже отмечали в § 8, сам факт существования зарядовых мультиплетов среди ядер-изобар такой проверкой считать нельзя, потому что они могли возникнуть по каким-либо другим причинам.

В связи с этим особую ценность имеют результаты опытов по изучению элементарных процессов рассеяния нуклона на нуклоне, так как именно в этих опытах зарядовая независимость ядерных сил (если она существует) должна проявляться непосредственно, т. е. в форме равенства этих сил, соответствующих им потенциалов и других параметров рассеяния (например, длин рассеяния и эффективного радиуса) для любой

пары нуклонов. Одной из серий таких результатов и является экспериментальное доказательство тождественности $(p-p)_{\text{яд}}^-$, $(n-n)$ - и $(n-p)$ -взаимодействий в $1s_0$ -состояниях.

Это заключение подтверждает гипотезу о зарядовой независимости $(N-N)$ -взаимодействия для s -состояния и позволяет сформулировать ее более широко: сильные ядерные взаимодействия двух любых нуклонов, находящихся в одинаковых пространственном и спиновом состояниях, должны быть тождественны для любых состояний (а не только s). С этой более широкой гипотезой согласуется вся совокупность экспериментальных данных о взаимодействии между нуклонами (см. § 86).

Возвращаясь к нуклон-нуклонному взаимодействию в s -состоянии, построим удобную формальную схему взаимодействия между двумя протонами, двумя нейтронами и нейтрона с протоном. Напомним, что изоспин протона и нейтрона $T_p = T_n = 1/2$, а его проекции $(T_z)_p = +1/2$ и $(T_z)_n = -1/2$. Согласно правилам сложения двух квантовомеханических векторов, каждый из которых равен $1/2$, возможны два значения суммы: 0 (с единственной проекцией $T_z = 0$) и 1 (с тремя проекциями -1 ; 0 и $+1$). При этом очевидно, что если проекция суммарного вектора T равна ± 1 , то сам он может быть равен только 1 (вектор не может быть меньше своей проекции).

В табл. 36 представлены значения T и T_z для $(n-n)$ -, $(p-p)$ - и $(n-p)$ -взаимодействий, которым сопоставлены экспериментальные результаты, полученные в пп. 3, 5 и 6.

Из таблицы видно, что $(n-n)$ - и $(p-p)$ -взаимодействия характеризуются проекциями изотопического спина, равными -1 и $+1$ соответственно, и, следовательно, для них возможно

Таблица 36

Вид взаимодействия	z	T_z	T	$r_{\text{эф}}$, фм	V_0	a_0 , фм	Наличие связанного состояния
$n-n$	0	$-1/2 - 1/2 = -1$	1	$3,2 \pm 1,6$	$< V_0^{\text{мин}}$	$17,6 \pm 1,5$	Нет
$p-p$	+2	$+1/2 + 1/2 = +1$	1	$2,83 \pm 0,03$	$< V_0^{\text{мин}}$	-17 ± 2	Нет
$\uparrow \downarrow$ $n-p$	+1	$-1/2 + 1/2 = 0$	1	$2,76 \pm 0,07$	$< V_0^{\text{мин}}$	$-23,715 \pm 0,013$	Нет
$\uparrow \uparrow$ $n-p$	+1	$-1/2 + 1/2 = 0$	0	1,75	$> V_0^{\text{мин}}$	+5,43	Есть $\Delta W = 2,22$ МэВ

единственное значение вектора изотопического спина, равное единице.

Для $(n-p)$ -взаимодействия, когда $T_z=0$, возможны оба значения вектора изотопического спина: $T=0$ и $T=1$, т. е. $(n-p)$ -взаимодействие имеет два различных ядерных состояния. Одно из них — синглетное по изоспину ($T=0$) и триплетное по обычному спину ($S=1$), другое — триплетное по изоспину ($T=1$) и синглетное по обычному спину ($S=0$). $(n-p)$ -

Взаимодействие с $T=1$ по ядерным свойствам тождественно $(p-p)$ - и $(n-n)$ -взаимодействиям. $(n-p)$ -Взаимодействие с $T=0$

радикально отличается от них (например, наличием связанного состояния — дейтрона).

Таким образом, характер взаимодействия между двумя нуклонами действительно определяется только абсолютным значением вектора изотопического спина и не зависит от его проекции, т. е. от поворота осей изотопического пространства (который приводит к замене протона на нейтрон и наоборот). В этом и состоит зарядовая независимость или, что то же самое, изотопическая инвариантность ядерных сил. Естественно, что изотопическая инвариантность существует только для сильного ядерного (т. е. без учета электромагнитного) взаимодействия.

Экспериментальный факт тождественности $(n-n)$ -, $(p-p)$ -яд- и $(n-p)$ -взаимодействий при $T=1$ и отличия их от $(n-p)$ -взаимодействия при $T=0$ означает, что сильное ядерное взаимодействие должно теперь характеризоваться сохранением не только импульса, момента количества движения, четности, но и значения полного вектора изотопического спина. Другими словами, для описания сильного ядерного взаимодействия между двумя нуклонами наряду с законами сохранения энергии, импульса, момента количества движения, четности должен быть введен новый закон сохранения — закон сохранения изотопического спина. Сильное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами происходит таким образом, что полный изотопический спин системы сохраняется.

Законы сохранения являются следствием симметрии законов природы относительно некоторых преобразований. Например, закон сохранения энергии и импульса выражает независимость результатов эксперимента от времени и места его выполнения (симметрия перемещения в пространстве и времени); закон сохранения момента количества движения — независимость ре-

зультатов эксперимента от поворота в пространстве (вращательная симметрия); закон сохранения четности — от зеркального отражения (зеркальная симметрия). Выполнение этих законов связано с однородностью времени и однородностью, изотропностью и зеркальной симметрией пространства.

Закон сохранения изотопического спина также является следствием определенной симметрии законов природы. Он отражает свойство изотопической инвариантности, т. е. симметрии сильного ядерного взаимодействия относительно поворота осей изотопического пространства, которое, таким образом, предполагается изотропным.

Закон сохранения изотопического спина (как и всякий закон сохранения) приводит к определенным запретам при рассмотрении возможных взаимодействий. Мы видели, например, что он позволяет считать различными взаимодействия нейтрона с протоном при $T=0$ и $T=1$. Связанная система (дейтрон) характеризуется значением $T=0$, в то время как значению $T=1$ соответствует виртуальная система, свойства которой тождественны (с точностью до кулоновского взаимодействия) свойствам еще двух систем с $T=1$: $n-n$ и $p-p$ (изотопический триплет)*.

Отсюда, в частности, может быть сделано заключение о ядерной нестабильности $(p-p)$ - и $(n-n)$ -систем, т. е. о невозможности существования стабильных бипротона ${}^2\text{He}$ и бинейтрона 2n . В дальнейшем мы встретимся с другими примерами запретов, накладываемых законом сохранения изотопического спина (см., например § 112, п. 1).

Легко убедиться в том, что в сильном ядерном взаимодействии всегда сохраняется не только вектор изотопического спина T , но и его проекция T_z .

Действительно, из сопоставления значений z , B и T_z для протона [$z_p=+1$, $B_p=1$, $(T_z)_p=+1/2$] и нейтрона [$z_n=0$, $B_n=1$, $(T_z)_n=-1/2$] следует, что z , T_z и B нуклонов связаны между собой соотношением

$$z = T_z + B/2. \quad (84.26)$$

Но электрический и барионный заряды сохраняются во всех видах взаимодействий, в том числе и в сильном. Поэтому

* Некоторое различие в значениях a_0 и $r_{\text{эф}}$ для этих трех систем скорее всего связано с трудностями экспериментов и учета электромагнитных поправок. После введения поправок различие в потенциалах взаимодействия для $(n-p)$ - и $(p-p)$ -систем остается в размере 2%. Это небольшое различие можно объяснить разностью масс заряженных и нейтральных π -мезонов, участвующих соответственно в $(n-p)$ - и $(p-p)$ -взаимодействиях

сохранение проекции изотопического спина является простым следствием этих законов сохранения и уравнений (84.26)*.

Электромагнитное взаимодействие нарушает изотопическую инвариантность. Изотопический спин не сохраняется в электромагнитных взаимодействиях. Однако соотношение (84.26) и законы сохранения электрического и барионного зарядов остаются справедливыми и для них. Поэтому проекция изотопического спина сохраняется также и в электромагнитных взаимодействиях.

Как было показано в § 8, понятие изотопического спина легко распространяется на атомное ядро, вектор изотопического спина которого равен одному из возможных значений квантовомеханической суммы изотопических спинов всех нуклонов, входящих в ядро, а проекция $T_z = (Z - N)/2 = (2Z - A)/2$, где A и Z — массовое число и заряд ядра; N — число содержащихся в нем нейтронов. Так как $T \geq T_z$, то всегда $2T \geq |2Z - A|$. Таким образом, минимальное и максимальное значения вектора изотопического спина ядра соответственно равны

$$T_{\min} = (A - 2Z)/2, \quad T_{\max} = A/2.$$

Понятие изотопического спина позволяет классифицировать энергетические состояния ядер не только по значениям энергии, импульса, момента и четности, но также и по значениям изотопического спина. При этом оказывается, что возбужденным состояниям ядра обычно соответствуют более высокие значения изотопического спина, чем основному состоянию, которое, как правило, имеет минимально возможное значение изотопического спина (подробнее см. § 37).

Позднее мы увидим, что понятие изотопической инвариантности распространяется не только на атомное ядро, но также и на разнообразные процессы сильного адронного взаимодействия, происходящие с участием нуклонов, π -мезонов, странных и очарованных частиц, а также их античастиц (см. § 111, п. 5; § 116, п. 2; § 125, п. 3).

8. ОБОБЩЕННЫЙ ПРИНЦИП ПАУЛИ

Выше было показано, что сильные ядерные $(p-p)$ -, $(n-n)$ - и $(n-p)_{T=1}$ -взаимодействия тождественны (если отвлечься от

* Заметим, что сохранение T_z для взаимодействий с участием K -мезонов и гиперонов уже не вытекает из законов сохранения электрического и барионного зарядов, а должно быть постулировано вместе с сохранением T в виде гипотеза об изотопической инвариантности ядерных сил. С точки зрения квантовой механики сохранение T и T_z есть следствие инвариантности гамильтониана по отношению к вращению в изотропном изотопическом пространстве, благодаря которой он коммутирует с операторами T^2 и T_z .

кулоновского отталкивания двух протонов) и что, следовательно, можно говорить о тождественности нейтрона и протона с точностью до электромагнитного взаимодействия. Но для тождественных частиц с полужелым спином (и в частности для протонов или нейтронов в отдельности) справедлив принцип Паули. Поэтому естественно попытаться обобщить его на нуклоны в целом. Оказывается, это можно сделать.

Согласно принципу Паули волновая функция системы из двух тождественных частиц с полужелым спином должна менять знак при перестановке координат и спинов обеих частиц, т. е. должна быть антисимметричной. В соответствии с этим из всех возможных состояний $(p-p)$ - или $(n-n)$ -систем принцип Паули отбирает только такие, которые удовлетворяют этому условию. Так, два нейтрона или два протона могут взаимодействовать между собой в s -состоянии ($l=0$ четно и координатная волновая функция ψ_l симметрична, т. е. не меняет знака при перестановке координат) только при противоположно направленных спинах (спины при перестановке переворачиваются, и спиновая волновая функция ψ_s антисимметрична, т. е. меняет знак при перестановке спинов). В результате суммарная волновая функция $\psi = \psi_l \psi_s$ меняет знак: $(+1) \cdot (-1) = -1$. Наоборот, если координатная функция антисимметрична (например, в p -состоянии), то спиновая функция должна быть симметрична (спины параллельны). Общее правило, справедливое для любого состояния, очевидно, заключается в выполнении условия

$$(-1)^{l+s+1} = -1 \quad (s \text{ равно } 0 \text{ или } 1). \quad (84.27)$$

Этого ограничения нет для $(n-p)$ -системы, которая может описываться как антисимметричной, так и симметричной волновой функцией, благодаря чему имеет вдвое больше состояний.

Используя изотопическую инвариантность, можно провести обобщение принципа Паули на все нуклоны, включив в класс тождественных частиц как нейтроны, так и протоны. При этом обобщенная волновая функция для всех видов взаимодействия: $(n-n)$, $(p-p)$ и $(n-p)$ — должна быть антисимметричной. Этого можно достигнуть, если представить волновую функцию состоящей из трех составных частей: координатной, спиновой и изоспиновой, каждая из которых может быть антисимметричной или симметричной. При этом, как известно, координатная функция симметрична для четных l и антисимметрична для нечетных l , спиновая симметрична, если обе частицы имеют одинаково направленные спины, и антисимметрична, если их спины противоположны. Симметрия изоспиновой функции определяется аналогично симметрии спиновой функции (табл. 37).

Таблица 37

Система двух нуклонов	T_z	T	Изоспиновое состояние
$p-p$	+1	1	$1(\uparrow)2(\uparrow)$
$n-n$	-1	1	$1(\downarrow)2(\downarrow)$
$(n-p)_{T=1}$	0	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}[1(\uparrow)2(\downarrow)+1(\downarrow)2(\uparrow)]$
$(n-p)_{T=0}$	0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}[1(\uparrow)2(\downarrow)-1(\downarrow)2(\uparrow)]$

Примечание. Цифрами 1 и 2 условно обозначены нуклоны, стрелками — направление изоспина. Три первые строки описывают симметричное триплетное изоспиновое состояние. Оно остается неизменным при замене изоспиновых координат у 1-го и 2-го нуклонов. В четвертой строке представлено антисимметричное синглетное изосостояние. При замене изоспиновых координат оно меняет знак.

Тогда легко видеть, что все рассмотренные случаи взаимодействия двух нуклонов описываются антисимметричными обобщенными волновыми функциями. Покажем это на примере их взаимодействия в s -состоянии. Результат очевиден для $(n-n)$ - и $(p-p)$ -взаимодействий ($T=1, l=0, s=0$), которые удовлетворяют обычному принципу Паули (т. е. описываются обычной антисимметричной волновой функцией) и характеризуются симметричной изоспиновой функцией. Действительно, при замене координат, спинов и изотопических спинов каждая из волновых функций меняется в соответствии со своей симметрией: $\psi_l \rightarrow \psi_l$ (так как $l=0$), $\psi_s \rightarrow -\psi_s$ (так как $s=0$), $\psi_T \rightarrow \psi_T$ (так как $T=1$).

Поэтому суммарная волновая функция $\psi = \psi_l \psi_s \psi_T$ меняет знак, т. е. антисимметрична. При этом правило (84.27) надо заменить на

$$(-1)^{l+s+T} = -1. \quad (84.28)$$

Аналогично обстоит дело с $(n-p)_{T=1}$ -взаимодействием в s -состоянии: $\psi_l \rightarrow \psi_l$ (так как $l=0$), $\psi_s \rightarrow -\psi_s$ (так как $s=0$), $\psi_T \rightarrow \psi_T$ (так как $T=1$).

Таким образом, и здесь

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

Для $(n-p)_{T=0}$ -взаимодействия при одинаково направленных спинах $\psi_l \rightarrow \psi_l$ (так как $l=0$), $\psi_s \rightarrow \psi_s$ (так как $s=1$), $\psi_T \rightarrow -\psi_T$ (так как $T=0$).

Здесь также

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^{0+1+0} = -1.$$

Итак, взаимодействие двух любых нуклонов в s -состоянии описывается антисимметричной волновой функцией (включающей изотопический сомножитель) и, следовательно, удовлетворяет обобщенному принципу Паули.

Нетрудно видеть, что это справедливо и для всех остальных состояний (если для них справедлива гипотеза изотопической инвариантности).

Обобщенный принцип Паули позволяет быстро определять возможные состояния системы из двух нуклонов для разных значений изотопического спина T . Например, p -состояния ($l=1$, антисимметричная координатная функция) должны делиться между значениями с $T=0$ (антисимметричная изотоспиновая функция) и $T=1$ (симметричная функция) так, чтобы в первом случае спиновая функция была антисимметрична:

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^{1+s+0} = -1, \text{ т. е. } s=0,$$

а во втором симметрична:

$$(-1)^{l+s+T} = (-1)^{1+s+1} = -1, \text{ т. е. } s=1.$$

Этому соответствуют состояния 1p_1 и $^3p_2, ^3p_1, ^3p_0$. Приведем распределение s - и p -состояний двух нуклонов по значениям изотопического спина:

$$\begin{array}{l} T=0 \dots\dots\dots ^3s_1, ^1p_1 \\ T=1 \dots\dots\dots ^1s_0, ^3p_2, ^3p_1, ^3p_0 \end{array}$$

9. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ ИЗОСПИНА

Для работы с «обобщенным» нуклоном нужен специальный математический аппарат, который позволял бы выделять из волновой функции нуклона чистое протонное (или нейтронное) состояние, переводить протон в нейтрон (и наоборот) и т. п. Такой математический аппарат уже известен. Он был создан раньше для работы с частицами, имеющими не равный нулю обычный спин. Этот аппарат основан на использовании матриц Паули и спиноров. Сходство изоспина T с обычным спином s позволяет применять метод матриц Паули и для изотопического анализа нуклонных состояний.

Если отвлечься от обычного спина, то волновая функция нуклона ψ_N является двухкомпонентной функцией — изотопическим спинором:

$$\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \psi_1(r) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \psi_2(r) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (84.29)$$

Здесь столбец $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ обозначает протонное, а столбец $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ — нейтронное состояние нуклона. Необходимые преобразования над ψ_N производятся при помощи ряда операторов, которые являются различными комбинациями из операторов изоспина $\hat{T}$ и единичного оператора $\hat{1}$. Операции преобразования проводятся в соответствии с обычными правилами сложения и перемножения матриц.

Векторный оператор $\hat{T}$ имеет три компоненты:

$$\hat{T}_\xi = \frac{1}{2} \tau_\xi, \quad \hat{T}_\eta = \frac{1}{2} \tau_\eta, \quad \hat{T}_z = \frac{1}{2} \tau_z, \quad (84.30)$$

где

$$\tau_\xi = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_\eta = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (84.31)$$

— матрицы, совпадающие с матрицами Паули σ_x , σ_y и σ_z соответственно.

Единичный $\hat{1}$ и нулевой $\hat{0}$ операторы имеют обычный вид:

$$\hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (84.32)$$

Для оператора изоспина $\hat{T}$ справедливо перестановочное соотношение $\tau_i \tau_j = i \tau_k$, где i, j, k можно циклически переставлять, например

$$\tau_\xi \tau_\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} = i \tau_z. \quad (84.33)$$

Легко убедиться также в том, что

$$\begin{aligned} \tau_j \tau_k &= -\tau_k \tau_j; \quad \tau_i \tau_j - \tau_j \tau_i = 2i \tau_k; \\ \tau_i^2 &= 1; \quad |\hat{T}|^2 = \tau_\xi^2 + \tau_\eta^2 + \tau_z^2 = 3. \end{aligned} \quad (84.34)$$

Рассмотрим несколько важных операторов.

а. Оператор

$$\frac{1}{2}(1 + \tau_z) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (84.35)$$

будучи применен к нуклонному спинору $\psi_N = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$, выделяет из него протон:

$$\frac{1}{2}(1 + \tau_z) \psi_N = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ 0 \end{pmatrix} = \psi_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \psi_p. \quad (84.36)$$

б. Аналогично оператор

$$\frac{1}{2}(1 - \tau_z) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (84.37)$$

выделяет из изоспинора нейтрон:

$$\frac{1}{2}(1 - \tau_z) \psi_N = \psi_n. \quad (84.38)$$

в. Оператор

$$\tau^+ = \frac{1}{2}(\tau_x + i\tau_y) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (84.39)$$

уничтожает протон:

$$\tau^+ \psi_p = 0 \quad (84.40)$$

и переводит нейтрон в протон:

$$\tau^+ \psi_n = \psi_p. \quad (84.41)$$

г. Оператор

$$\tau^- = \frac{1}{2}(\tau_x - i\tau_y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (84.42)$$

уничтожает нейтрон:

$$\tau^- \psi_n = 0 \quad (84.43)$$

и переводит протон в нейтрон:

$$\tau^- \psi_p = \psi_n. \quad (84.44)$$

д. Оператор

$$\tau^+ + \tau^- = \tau_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (84.45)$$

переводит протон в нейтрон и наоборот:

$$\tau_x \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_2 \\ \psi_1 \end{pmatrix}; \quad \tau_x \psi_p = \psi_n; \quad \tau_x \psi_n = \psi_p. \quad (84.46)$$

е. По смыслу этого понятия оператор электрического заряда нуклона, очевидно, должен записываться в виде

$$\frac{1}{2}(1 + \tau_z) |e|. \quad (84.47)$$

ж. Оператор магнитного момента записывается в форме

$$\frac{1}{2}(1+\tau_z)\mu_p + \frac{1}{2}(1-\tau_z)\mu_n. \quad (84.48)$$

з. Оператор массы записывается как

$$\frac{1}{2}(1+\tau_z)m_p + \frac{1}{2}(1-\tau_z)m_n. \quad (84.49)$$

§ 85. Краткое заключение к гл. XIV

Глава XIV посвящена рассмотрению нуклон-нуклонных взаимодействий при низких энергиях и вытекающих из них свойств ядерных сил.

Ядерные силы имеют ряд специфических свойств, отличающих их от других известных сил: электромагнитных, β -сил и гравитационных. Из всех сил, действующих между нуклонами, ядерное взаимодействие — самое сильное. Это заключение следует из анализа опытов по изучению $(p-p)$ -рассеяния. Из этих же опытов, а также из опытов по изучению $(n-p)$ -рассеяния следуют малый радиус действия ядерных сил ($a < 2 \cdot 10^{-13}$ см) и характер притяжения.

Изучение $(n-p)$ -рассеяния при малых энергиях, а также анализ опытов по рассеянию очень медленных нейтронов на орто- и параводороде показали, что ядерные силы сильно зависят от взаимной ориентации спинов нейтрона и протона. При противоположной ориентации спинов $(n-p)$ -взаимодействие оказывается слабее, чем при одинаковой. В последнем случае нейтрон и протон могут образовывать связанное состояние — дейтрон. Квантово-механическое рассмотрение этого вопроса показывает, что условием существования связанного состояния в прямоугольной потенциальной яме является неравенство $a^2 V > 10^{-24}$ МэВ $\cdot$ см², где a — радиус, а V — глубина ямы. При $a = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см и $\Delta W = 2,22$ МэВ глубина ямы должна быть $V_0 \approx 60$ МэВ. Такие параметры ямы соответствуют образованию простейшего атомного ядра — дейтрона. Дейтрон имеет спин $I=1$, большой радиус $R = 4,32 \cdot 10^{-13}$ см и отличный от нуля квадрупольный электрический момент. Последний результат указывает на тензорный характер ядерного взаимодействия.

Квантово-механический анализ результатов опытов по изучению $(n-p)$ - и $(p-p)$ -рассеяния, а также реакций с образованием двух нейтронов в конечном состоянии приводит к выводу о тождественности $(p-p)_{\text{яд}}$, $(n-p)$ - и $(n-n)$ -взаимодействий в одинаковых спиновых и пространственных состояниях. Это свойство ядерных сил называется зарядовой независимостью, или изотопической инвариантностью. В соответствии с изотопической инвариантностью оба нуклона имеют одинаковый изоспин $T=1/2$, проекция которого на третью ось для протона равна $T_z^{(p)} = +1/2$, а для нейтрона $T_z^{(n)} = -1/2$. Взаимодействие нуклонов, находящихся в одинаковых спиновых и пространственных состояниях (например, 1S_0), характеризуется одним и тем же значением изоспина ($T=1$) с разными проекциями для разных зарядовых состояний нуклонных пар

($T_{\zeta}^{pp} = +1$, $T_{\zeta}^{np} = 0$, $T_{\zeta}^{nn} = -1$). $(n-p)$ -Взаимодействие в другом спиновом состоянии (3S_1) характеризуется другим значением изоспина $T=0$. Именно в этом состоянии $(n-p)$ -система может иметь связанное состояние — дейтрон. С изотопической инвариантностью ядерных сил связан закон сохранения изотопического спина, справедливый для ядерных взаимодействий. В электромагнитных взаимодействиях изотопический спин не сохраняется, но сохраняется его проекция.

Математический аппарат изоспина аналогичен аппарату обычного спина. Тождественность ядерных свойств протона и нейтрона позволяет сформулировать обобщенный принцип Паули, согласно которому волновая функция, зависящая от спиновой, пространственной и изоспиновой координат, должна быть антисимметричной при перестановке двух любых нуклонов.

Глава XV

НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ И СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

§ 86. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких энергиях ($T_N > 100$ МэВ)

1. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ

Быстрые протоны получают в ускорителях. Что касается быстрых нейтронов, то существует два метода их получения: реакция срыва для дейтрона и перезарядка быстрых протонов.

Сущность реакции срыва при больших энергиях была рассмотрена в § 66. Напомним, что в результате реакции срыва получают нейтроны, несущие примерно половину кинетической энергии падающих дейтронов и летящие приблизительно в направлении движения дейтрона.

Явление перезарядки быстрых протонов заключается в том, что при взаимодействии энергетичного протона с ядром протон передает свой заряд ядру и летит дальше в первоначальном направлении протона уже в качестве нейтрона. При этом получается широкий спектр нейтронов с максимумом вблизи энергии падающих протонов. На рис. 325 изображен спектр нейтронов, образующихся при перезарядке протонов с энергией 350 МэВ на ядрах Ве. Подробнее явление перезарядки будет рассмотрено при описании опытов по $(n-p)$ -рассеянию при больших энергиях (см. п. 3 этого параграфа).

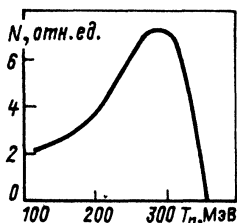


Рис. 325

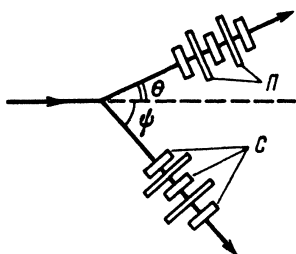


Рис. 326

В качестве мишени в опытах по изучению нуклон-нуклонных взаимодействий использовались разные вещества. Для получения сечений σ_{pp} и σ_{np} наиболее удобно использовать чисто водородную мишень (жидкую или газовую под высоким давлением)*. Однако для этой цели может быть использован также разностный метод: отдельно измеряется рассеяние на каком-нибудь углеводороде**, например на полиэтилене, парафине и пр., и рассеяние на углероде.

Сечения σ_{pn} и σ_{nn} могут быть получены только разностным методом, из сравнения эффектов рассеяния соответствующего нуклона на дейтерии и водороде (подробнее см. п. 7 этого параграфа).

Наиболее распространенным методом детектирования быстрых частиц является использование телескопов из нескольких счетчиков С, расположенных на одной оси и включенных в схему совпадений (рис. 326). Как известно, схема совпадений устроена таким образом, что она пропускает на выходное устройство только сумму всех импульсов, одновременно возникающих во всех счетчиках, и не пропускает одиночных, двойных и других импульсов. Такая система позволяет с большой точностью выбирать частицы, летящие по заданному направлению. Для определения энергии частиц между счетчиками устанавливаются поглотители П. Энергия частицы определяется по ее пробегу в поглотителе, т. е. по числу сработавших счетчиков.

При изучении $(p-p)$ -рассеяния могут регистрироваться как рассеянные протоны, так и протоны отдачи. Поэтому для

* Используется также газовая струйная мишень, разработанная в Дубне (струя водорода, пересекающая пучок протонов в ускорителе). Подробнее см. § 87, п. 1.

** В состав углеводорода входят группы CH_2 , т. е. атомы углерода и водорода в соотношении 1:2. Для уменьшения поглощения частиц пучка в мишени последнюю можно изготавливать в виде очень тонкой пленки, которая пронизывается пучком много раз. Подробнее см. § 87, п. 1.

детектирования используется пара телескопов, расположенных под углами θ и ψ по отношению к направлению падающих протонов.

Для детектирования нейтронов перед телескопом ставят водородсодержащее вещество (парафин, полиэтилен и др.) и регистрируют протоны отдачи. В телескопах обычно применяются сцинтилляционные счетчики с фотоумножителями, которые обладают весьма высокой разрешающей способностью (до 10^{-10} с).

Раньше употреблялись пропорциональные счетчики, но их разрешающая способность ниже.

Полученные результаты обрабатываются по релятивистским формулам, являющимся обобщением формул (84.1) и (84.2). Связь между углами рассеяния θ и ψ в релятивистском случае дается формулой

$$\operatorname{ctg} \theta \operatorname{ctg} \psi = 1 + T/(2mc^2) \quad (86.1)$$

(вместо $\operatorname{ctg} \theta \operatorname{ctg} \psi = 1$ для нерелятивистского случая).

Из этой формулы следует, что в отличие от нерелятивистской формулы, согласно которой $\theta + \psi = \pi/2$ независимо от энергии падающего нуклона и направления рассеяния, в релятивистском случае угол $\theta + \psi$ зависит от направления рассеяния и меняется в пределах

$$(\theta + \psi)_{\min} \leq \theta + \psi \leq \pi/2,$$

причем $(\theta + \psi)_{\min}$ является функцией кинетической энергии T .

Значение $(\theta + \psi)_{\min}$ достигается при $\theta = \psi$ и определяется формулой

$$\cos(\theta + \psi)_{\min} = \frac{1}{1 + 4mc^2/T}. \quad (86.2)$$

В табл. 38 приведены значения $(\theta + \psi)_{\min}$ при энергиях, соответствующих разным этапам развития ускорительной техники. Из таблицы видно, что при энергии $76 \cdot 10^9$ эВ, полученной на Серпуховском ускорителе, $(\theta + \psi)_{\min} \approx 18^\circ$, а при энергии $4 \cdot 10^{11}$ эВ, которая получена на ускорителе в Батавии, — всего 8° (рис. 327). Значение $(\theta + \psi)_{\max} = 90^\circ$ достигается при $\theta = \pi/2$, $\psi = 0$ или $\theta = 0$, $\psi = \pi/2$.

Таблица 38

T , МэВ	20	100	500	63 000	10^4	$3 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$
$(\theta + \psi)_{\min}$, град	90	88,5	83	51	44	27	17,5	11	8

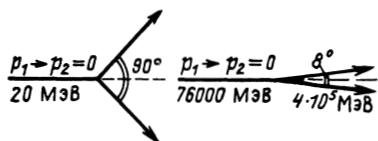


Рис. 327

более сложно, чем в нерелятивистском. На рис. 328 приведена импульсная диаграмма для простейшего случая рассеяния двух частиц с одинаковыми массами. Диаграмма имеет вид эллипса, большая ось которого AB равна первоначальному импульсу p_0 падающей частицы в л. с. к., а малая полуось — импульсу

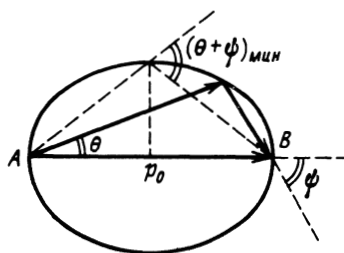


Рис. 328

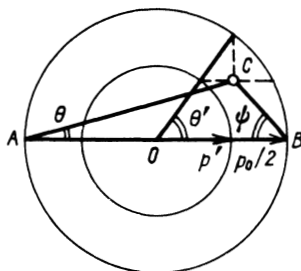


Рис. 329

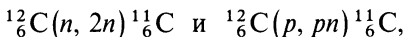
частиц в с. ц. и. p' . Построить этот эллипс можно по следующему рецепту (приводится без доказательства)*. Проведем две концентрические окружности с радиусами $p_0/2$ и p' (рис. 329) и пересечем их лучом, идущим из центра окружностей O под углом θ' к направлению p_0 (угол рассеяния в с. ц. и.). Если теперь из точки пересечения луча с малой окружностью провести горизонтальную прямую, а из точки пересечения луча с большой окружностью — вертикальную прямую, то пересечение этих прямых и дает одну из точек эллипса C . Соединив эту точку прямыми линиями с началом A и концом B отрезка p_0 , получим треугольник импульсов в л. с. к. Углы рассеяния θ и отдачи ψ в этом треугольнике соответствуют выбранному углу рассеяния θ' в с. ц. и.

Релятивистское соотношение между энергией падающего нейтрона, энергией протона отдачи и углом его вылета

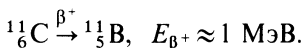
* Подробнее о построении импульсных диаграмм для разных случаев взаимодействия частиц с релятивистскими энергиями см.: Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. М., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. 2-е изд. М.: Атомиздат, 1968.

позволяет при заданном угле вылета протона отдачи и определенной с помощью телескопа его кинетической энергии выделить нейтроны с энергией выше некоторой пороговой. Это очень существенно, так как при срыве дейтрона, и в особенности в процессе перезарядки, образуются нейтроны с достаточно широким энергетическим спектром.

В качестве других детекторов, позволяющих регистрировать быстрые нуклоны, могут быть использованы пороговые реакции



в которых образуется позитроноактивный изотоп углерода ${}^{11}_6\text{C}$:



Реакции этого типа очень удобны тем, что они имеют высокий порог $T_{\text{мин}} \approx 20$ МэВ (т. е. нечувствительны к малоэнергичным фоновым частицам) и обладают приблизительно постоянным сечением в области больших энергий.

Ход сечения для реакции ${}^{11}_6\text{C}(p, pn)$ изображен на рис. 330. Из рисунка видно, что сечение равно нулю для $T_p < 20$ МэВ, быстро возрастает в интервале энергий $20 < T < 50$ МэВ и медленно уменьшается с дальнейшим ростом энергии (при изменении энергии от 50 до 340 МэВ сечение реакции уменьшается всего в 2 раза).

Часто также для контроля за интенсивностью пучка используется реакция деления некоторых не очень тяжелых ядер (например, Вi или Au) с высоким барьером деления. Ход сечения деления Вi с энергией падающих частиц изображен на рис. 331. Из рисунка видно, что реакция деления Вi обладает порогом $T_{\text{мин}} \approx 25$ МэВ, начиная с $T > 100$ МэВ, сечение реакции меняется сравнительно медленно.

Наконец, особо следует отметить очень важный современный способ регистрации быстрых частиц счетчиками Черенкова,

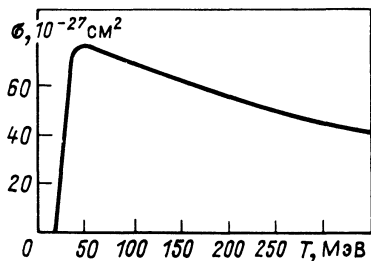


Рис. 330

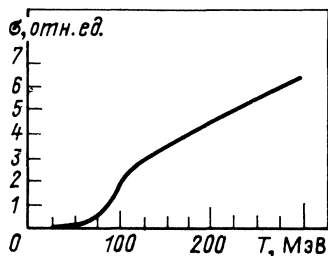


Рис. 331

позволяющими определять скорость частиц (см. § 27). Применение черенковских счетчиков в комбинации с телескопом из сцинтилляционных счетчиков дает возможность определять как скорость, так и направление движения заряженных частиц (см., например, § 94).

2. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О $(p-p)$ - И $(n-p)$ - РАССЕЯНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ. ИНТЕНСИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ОЧЕНЬ МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

Прежде чем перейти к описанию результатов опытов по нуклон-нуклонным взаимодействиям при высоких энергиях падающих частиц, сделаем два замечания относительно того, что следует ожидать от опытов.

1. Прежде всего отметим, что нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких энергиях удовлетворяют условию $\lambda \ll a$, в связи с чем можно надеяться получить более детальные сведения о потенциале взаимодействия, чем те, которые следуют из опытов по рассеянию нуклонов с энергией $T \approx 10$ МэВ, когда $\lambda \approx a$.

При этом в предположении, что энергия взаимодействия V мала по сравнению с энергией частиц T , квантовая механика позволяет из результатов опытов по рассеянию сравнительно просто (методом теории возмущений) получить потенциал взаимодействия.

Обратно, сделав определенные предположения о потенциале, можно с помощью теории возмущений предсказать ход сечения с энергией и углом. Качественно это следует из формулы Борна для амплитуды рассеяния

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int V(r) e^{-iqr} dr, \quad (86.3)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$; $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$ (рис. 332).

Из вида формулы (86.3) очевидно, что при больших k подынтегральное выражение быстро осциллирует. Область, в которой оно отлично от нуля, определяется условием $qa = k\theta a \approx \pi$. Для больших k рассеяние происходит под малым углом $\theta \approx \pi/(ka)$. В пределах этого угла $f(\theta)$ не зависит от k , так как

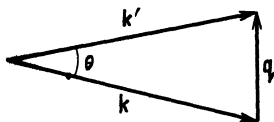


Рис. 332

$$f(\theta) \approx f(0^\circ) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int V(r) 4\pi r^2 dr = \\ = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \int V(r) r^2 dr = \text{const.}$$

Поэтому

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 d\Omega \sim d\Omega \sim \sin\theta d\theta \sim \theta d\theta$$

и

$$\sigma = \int |f(\theta)|^2 d\Omega \sim \int \theta d\theta \sim \theta^2 \sim \frac{1}{k^2} \sim \frac{1}{T}. \quad (86.4)$$

Очень грубо угол рассеяния θ можно оценить по формуле

$$\theta \approx \Delta p/p = \sqrt{2\mu V/(2\mu T)} = \sqrt{V/T}, \quad (86.5)$$

где V — глубина потенциальной ямы; p — импульс падающего нуклона; Δp — изменение этого импульса из-за взаимодействия с другим нуклоном; μ — приведенная масса.

2. Второе замечание касается величины ожидаемых эффектов. Напомним, что в соответствии с формулой (83.37) сечение рассеяния для волны с орбитальным числом l

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l,$$

где δ_l — фаза рассеяния. Таким образом, максимальное значение сечения равно $4\pi\lambda^2 (2l+1)$. В этом случае говорят, что соответствующая фаза достигает насыщения.

Максимальное сечение рассеяния может быть получено из простых квазиклассических рассуждений, аналогичных приведенным в § 42, п. 4 для оценки максимального сечения реакции при заданном l . Для этого рассмотрим картину взаимодействия частиц с моментом l с ядром. Повторив рассуждения, проведенные в § 83, п. 2, получим для параметра удара r_l , т. е. для расстояния, на которое могут лететь частицы с импульсом p , следующий ряд значений: $r_l = \lambda \sqrt{l(l+1)}$, где $l=0, 1, 2, \dots$. Предположим, что поток частиц $N=1^*$. Тогда максимальное число частиц, взаимодействующих с ядром при данном l , равно просто количеству частиц, летящих с параметром удара r_l (потому что число взаимодействий не может быть больше числа частиц с данным r_l).

Количество частиц с параметром удара r_l может быть подсчитано, если вычислить площадь кольца со средним радиусом r_l , построенного вокруг ядра мишени (рис. 333).

* Ясно, что рассуждение справедливо и при $N \neq 1$.

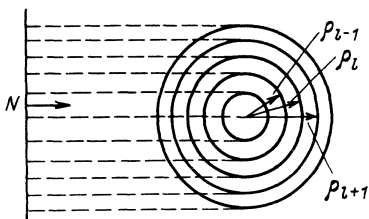
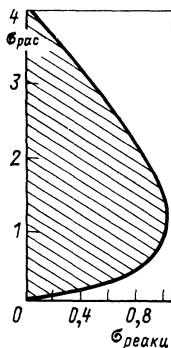


Рис. 333

→

Рис. 334



Площадь этого кольца равна полуразности площадей кругов с радиусами ρ_{l+1} и ρ_{l-1} :

$$S = \frac{1}{2} \pi (\rho_{l+1}^2 - \rho_{l-1}^2) = (2l+1) \pi \lambda^2 \quad (86.6)$$

Поэтому сечение реакции σ не может быть больше этого значения:

$$\sigma_{rl} \leq (2l+1) \pi \lambda^2. \quad (86.7)$$

Однако это несправедливо по отношению к процессу рассеяния, максимальное сечение которого может быть в 4 раза больше [см. формулу (83 38)]:

$$(\sigma_{sl})_{\text{макс}} = 4\pi \lambda^2 (2l+1). \quad (86.8)$$

Увеличение сечения рассеяния по сравнению с сечением реакции связано с возможностью интерференции падающей волны с возникающей при рассеянии когерентной расходящейся волной. Если рассеяние не сопровождается поглощением, то расходящаяся волна не ослабевает по интенсивности, а лишь испытывает сдвиг по фазе. В результате интерференция приводит к удвоению амплитуды и, следовательно, к вчетверо большему сечению рассеяния.

Любая реакция обязательно сопровождается рассеянием. Это объясняется тем, что в процессе реакции происходит поглощение частиц первичного пучка, которое должно сопровождаться дифракционным рассеянием (см. для сравнения § 44). Соотношение между возможными значениями сечения рассеяния и сечением реакции дано на рис 334 [оба сечения выражены в долях $(2l+1) \pi \lambda^2$].

Формула (86.8) позволяет оценить максимальное сечение рассеяния для нуклонов любой энергии. Например, в случае рассеяния протонов с энергией 400 МэВ на протонах максимальное сечение для s -волны

$$(\sigma_s)_{\text{макс}} = 4\pi \lambda_{\text{и}}^2.$$

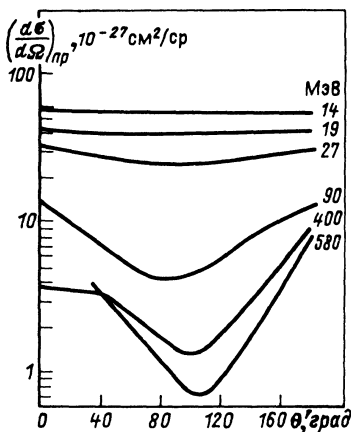


Рис. 335

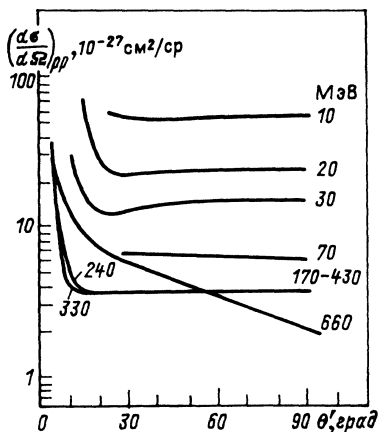


Рис. 336

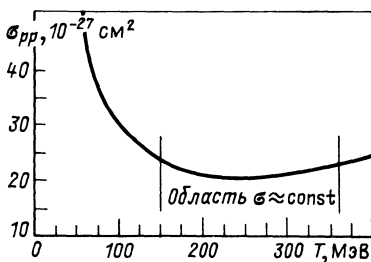


Рис. 337

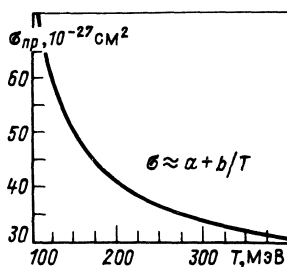


Рис. 338

Согласно выражению (84.6)

$$\lambda_{ц и} = \frac{9 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{400}} = 0,45 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Таким образом,

$$(\sigma_s)_{\text{макс}} \approx 25 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

в расчете на 1 cp

$$\frac{(\sigma_s)_{\text{макс}}}{4\pi} = \lambda_{ц и}^2 \approx 2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (86.9)$$

На рис. 335—338 показаны результаты опытов по $(p-p)$ -и $(n-p)$ -рассеянию при высоких энергиях падающих нуклонов. Мы подробно рассмотрим их несколько позже, а сейчас только

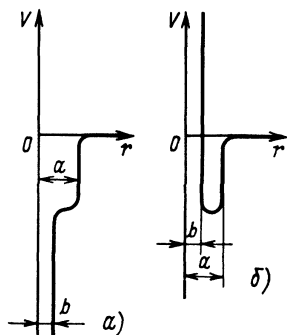


Рис. 339

обратим внимание на то, что ни угловая, ни энергетическая зависимость сечения $(p-p)$ -рассеяния не соответствует предсказаниям теории возмущений. Таким образом, эти опыты показывают, что теория возмущений неприменима для описания $(p-p)$ -рассеяния и, следовательно, неправильно основное предположение об относительно слабом взаимодействии при больших энергиях частиц ($V < T$). Отсюда может быть сделан вывод об очень большой интенсивности взаимодействия быстрых частиц, т. е. о том, что при совсем малых расстояниях между частицами ($r \approx b < a$ на рис. 339) существуют особенно большие силы, потенциал которых сравним с их кинетической энергией: $V \approx T$.

В связи с этим ядерное взаимодействие, по-видимому, следует характеризовать не однородным потенциалом типа прямоугольной ямы [или монотонно изменяющейся функцией типа (82.7) — (82.9)], а сложной функцией с особенностью на малых расстояниях. При этом если интенсивное взаимодействие, проявляющееся на малых расстояниях, есть притяжение, то форма потенциала должна быть сходна с кривой, изображенной на рис. 339, а, а если отталкивание, то с кривой, изображенной на рис. 339, б. В дальнейшем будут приведены соображения в пользу сил отталкивания.

3. $\sigma_{np}(\theta)$. ОБМЕННЫЕ СИЛЫ. СВЯЗЬ С НАСЫЩЕНИЕМ

Рассмотрим теперь зависимость сечения $(n-p)$ -рассеяния от угла, на который происходит рассеяние. Из рис. 335 видно, что ход сечения с углом в какой-то мере согласуется с результатами расчета, сделанного по теории возмущений. Сечение действительно резко анизотропно в пользу малых углов, однако убывание сечения идет до угла $\theta' \approx 90^\circ$, затем сечение снова возрастает и при $\theta' \approx 180^\circ$ может даже превосходить значение, соответствующее $\theta' = 0^\circ$. Впервые этот результат получил в 1948 г. Сегре при изучении рассеяния нейтронов с энергией 40 и 90 МэВ. В дальнейших опытах с нейтронами больших энергий вплоть до $T = 600$ МэВ, достигнутых на советском синхротроне, этот результат был подтвержден.

Для объяснения этого явления рассмотрим процесс соударения нейтрона с протоном при помощи кинематической схемы.

Изобразим последовательные стадии соударения в двух системах координат — л. с. к. и с. ц. и. На рис. 340, а последовательно изображены состояния до столкновения в л. с. к. и с. ц. и. и состояния после столкновения в с. ц. и. и л. с. к.

Как уже было замечено, для потенциальной ямы глубиной $V \ll T$ угол θ' , на который отклоняется рассеивающийся нейтрон от первоначального направления, невелик: $\theta' = \sqrt{V/T}$.

Поэтому в л. с. к. нейтрон после рассеяния летит приблизительно в первоначальном направлении, а протон отдачи — примерно под углом 90° .

Таким образом, с точки зрения этого механизма в с. ц. и. (и тем более в л. с. к.) должно наблюдаться резко направленное вперед рассеяние нейтронов и совсем не должно быть нейтронов, рассеянных в с. ц. и. назад ($\theta' > 90^\circ$).

Для объяснения наблюдающегося на опыте рассеяния назад (в с. ц. и.) должен быть рассмотрен новый механизм взаимодействия, носящий название рассеяния с перезарядкой. Сущность этого явления заключается в том, что при взаимодействии нейтрона с протоном они меняются своими зарядами, так что нейтрон после рассеяния летит в качестве протона, а протон — в качестве нейтрона (см. также § 111, п. 1). В соответствии с этим силы, ответственные за рассеяние с перезарядкой, получили название обменных. Картина столкновения нейтрона и протона и последующего их рассеяния с учетом перезарядки схематически изображена на рис. 340, б.

Из рисунка видно, что в отличие от предыдущего случая в с. ц. и. должно наблюдаться преимущественное рассеяние назад (на углы $\theta' > 90^\circ$), а в л. с. к. — под углом $\theta \approx 90^\circ$. При этом в л. с. к. будут наблюдаться протоны, летящие приблизительно в первоначальном направлении падающих нейтронов (протоны перезарядки). Явление перезарядки полностью объясняет своеобразную картину угловой зависимости сечения рассеяния при высоких энергиях, причем по величине «рогов» кривой при $\theta' \approx 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$ можно судить о соотносительной доле обычных и обменных сил.

Очевидно, что явление перезарядки может идти также, если бомбардирующей частицей является протон. Тогда

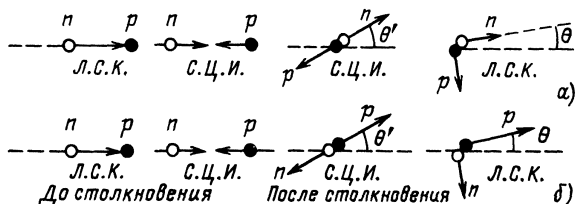


Рис. 340

в процессе перезарядки образуются летящие вперед нейтроны. Как было сказано выше, это явление используется для получения пучков быстрых нейтронов.

Как и обычные, обменные ядерные силы в общем случае могут зависеть от взаимной ориентации спинов частиц, взаимной ориентации спинов и оси взаимодействия и от взаимной ориентации спина и орбитального момента. Поэтому потенциал обменных сил, так же как и потенциал обычных сил, должен содержать по крайней мере четыре слагаемых вида

$$V_{\text{обм}}(r) = \{ V'_1(r) + V'_2(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) + \\ + V'_3(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{n})(\mathbf{s}_2 \mathbf{n}) + V'_4(r)(\mathbf{s} \mathbf{l}) \} \hat{P}, \quad (86.10)$$

где $\hat{P}$ — оператор, обменивающий местами нейтрон и протон.

Относительная роль обычных и обменных сил сравнима. Поэтому в итоге получается, что для описания ядерного взаимодействия между двумя нуклонами (во всяком случае между нейтроном и протоном) надо построить потенциал, состоящий по крайней мере из восьми различных функций [сумма потенциалов (84.21) и (86.10)], вклад каждой из которых существен.

Введение обменных ядерных сил позволяет объяснить одно из характерных свойств ядерного взаимодействия — существование явления насыщения*. Известно, что в ряду ядер ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$ и ${}^4_2\text{He}$ энергия связи, рассчитанная на один нуклон, быстро растет, достигая для последнего ядра 7 МэВ. Однако для остальных ядер периодической системы средняя энергия связи на один нуклон остается примерно постоянной и равной 6—8 МэВ (см. табл. 34 на с. 21). Это означает, что в ядре нет взаимодействия между всеми нуклонами. Каждый нуклон ядра может взаимодействовать только с ограниченным числом других нуклонов, подобно тому, как атом в молекуле может взаимодействовать лишь с ограниченным количеством других атомов (валентность и насыщение химических сил связи).

Квантовая механика доказывает, что существование обменных сил всегда ведет к явлению насыщения. Это связано с тем, что явление обмена предполагает наличие процесса, происходящего не между всеми, а только между двумя партнерами. Именно введением обменных сил объясняется насыщение химического взаимодействия (так называемые ковалентные, гомеополлярные силы типа сил, связывающих два атома в его молекуле).

* Впервые понятие об обменных силах было введено именно для объяснения насыщения.

4. $\sigma_{pp}(\theta)$. ОТТАЛКИВАНИЕ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

Рассмотрим теперь зависимость сечения $(p-p)$ -рассеяния от угла θ . Из рис. 336 видно, что экспериментальное сечение $(p-p)$ -рассеяния изотропно вплоть до энергии падающих протонов $T_p = 430$ МэВ (анизотропия, наблюдающаяся в области малых углов с характерным заходом кривой дифференциального сечения в область ниже плато при $\theta' \approx 10 \div 20^\circ$, объясняется интерференцией с кулоновским взаимодействием).

На первый взгляд кажется, что изотропный характер изменения сечения с углом говорит о том, что за рассеяние ответственна s -волна ($l=0$). Однако простой подсчет показывает, что при этом не получается количественного согласия в области больших энергий. Действительно, максимальное сечение, соответствующее s -рассеянию протонов с энергией 400 МэВ, равно, как было показано выше, $\lambda_{400 \text{ МэВ}}^2 = 2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$, в то время как экспериментальное значение сечения $3,8 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ср}$. Казалось бы, противоречие можно устранить, если привлечь еще одно сферически-симметричное состояние 3p_0 , характеризующееся полным моментом количества движения, равным нулю. Так как при $l=1$

$$\sigma_{\text{макс}} = 4\pi(2l+1)\lambda^2 = 12\pi\lambda^2$$

(на все три p -состояния: 3p_0 , 3p_1 и 3p_2), то сечение, рассчитанное на 1 ср и одно состояние 3p_0 , также равно λ^2 . Таким образом, совместный вклад 1s_0 - и 3p_0 -состояний составляет

$$2\lambda^2 = 4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \approx \sigma_{\text{эксп.}}$$

Одно время так и считали. Однако подобное объяснение требует довольно специального предположения о насыщении одной из p -фаз [$\delta(^3p_0) = 90^\circ$] при нулевом вкладе двух остальных [$\delta(^3p_2) = \delta(^3p_1) = 0$], что представляется маловероятным. И действительно, как показал фазовый анализ (см. п. 5 этого параграфа), такое объяснение оказалось ошибочным. На самом деле сферическая симметрия $(p-p)$ -рассеяния в интервале энергий 100—400 МэВ объясняется специфическим сочетанием многих состояний (1s_0 , 3p_0 , 3p_1 , 3p_2 и 1d_2), суммарный вклад которых дает почти изотропную картину рассеяния.

Как уже отмечалось, сферически-симметричный характер угловой зависимости сечения $(p-p)$ -рассеяния при энергиях до 400 МэВ абсолютно не согласуется с тем, что ожидалось по теории возмущений. Это позволяет сделать важный вывод о существовании очень интенсивного ядерного взаимодействия на совсем малых расстояниях между частицами (так как условием применимости теории возмущений является $V \ll T$).

Нетрудно оценить радиус b (см. рис. 339) этого взаимодействия. Действительно, повторяя рассуждения § 84, п. 1, относящиеся к получению формулы (84.7), и учитывая, что взаимодействие при $T=400$ МэВ практически ограничивается только s - и p -волнами*, имеем $b \approx r_1 = \lambda$, что при $\lambda = 0,45 \cdot 10^{-13}$ см дает $b \approx 0,45 \cdot 10^{-13}$ см.

Относительно большое (по сравнению с величиной b) расстояние между нуклонами в ядре (примерно $2 \cdot 10^{-13}$ см) указывает на существование сил, препятствующих сближению частиц до размеров плотноупакованной системы, т. е. позволяет высказать предположение о том, что ядерные силы на очень малых расстояниях между нуклонами являются силами отталкивания (см. рис. 339, б).

5. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ($p-p$)-РАССЕЯНИЯ. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ. СПИН-ОРБИТАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

В § 83 было показано, что для бесспиновых частиц

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 = \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{e^{i\delta_l} \sin \delta_l}{k} P_l(\cos \theta) \right|^2, \quad (86.11)$$

т. е. что точное знание фаз δ_l дает возможность построить теоретическое выражение для $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$. К сожалению, обратная

задача неоднозначна. Из экспериментального значения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ фазы могут быть найдены лишь в случае s -рассеяния (см. § 83, п. 2), когда от выражения (86.11) остается только

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left| \frac{e^{i\delta_0} \sin \delta_0}{k} \right|^2 = \lambda^2 \sin^2 \delta_0. \quad (86.12)$$

В общем случае из $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{эксп}}$, измеренного при n значениях углов θ , получается $2n$ фазовых наборов для n фаз, одинаково хорошо согласующихся с экспериментальной кривой. Если измерять $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ при m значениях угла θ , где $m > n$, а $n = \text{const}$, то количество решений будет уменьшаться и в принципе (при

* Как показывает фазовый анализ (см. п. 5), вклад в сечение от 1d_2 -волны составляет всего около 10%.

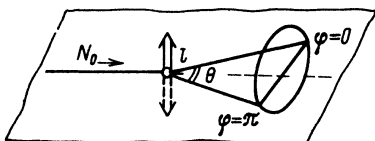
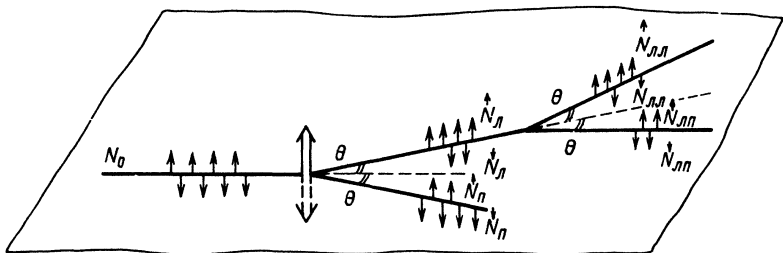


Рис. 341

Рис. 342



абсолютно точном знании $d\sigma/d\Omega$ для всех углов) может сократиться до двух, одно из которых выбирается сравнением с кулоновским рассеянием. Однако это верно только для рассмотренного случая рассеяния бесспиновых частиц. Нуклоны же имеют спин $s=1/2$. Таким образом, информация о фазах, которая может быть получена из $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{эксп}}$, недостаточна для фазового анализа ($N-N$)-рассеяния.

Дополнительную информацию об относительной роли разных состояний (s , p , d и т. д.) в процессе рассеяния можно получить из рассмотрения поляризации при рассеянии.

Рассмотрение задачи о поляризации при рассеянии двух частиц со спинами $s_1=s_2=1/2$ слишком сложно, чтобы его можно было сделать наглядным. Поэтому мы ограничимся более простой задачей о рассеянии частицы со спином $s_1=1/2$ на бесспиновом тяжелом* центре ($s_2=0$). В конце рассмотрения будут указаны особенности, которые следует учесть при решении точной задачи.

Предположим, что пучок неполяризованных частиц со спином $s=1/2$ энергией T_0 и плотностью потока N_0 рассеивается на бесспиновом центре (рис. 341). Выделим из числа рассеянных частиц те, которые летят под полярным углом $(\theta, \theta+\Delta\theta)$, и ограничимся азимутальными углами $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$. Назовем рассеяние под полярным углом θ и азимутальным углом $\varphi=0$ рассеянием налево, а под углами θ и $\varphi=\pi$ — рассеянием направо.

* Большая масса рассеивающего центра нужна для того, чтобы энергия частицы при первом и втором рассеяниях оставалась приблизительно неизменной.

Орбитальный момент количества движения $\mathbf{l}$, связанный с рассеянием налево, изобразим двойной сплошной стрелкой, смотрящей вверх, а рассеянием направо — двойной штриховой стрелкой, смотрящей вниз. Очевидно, что если существует спин-орбитальная зависимость ядерных сил (а ее существование мы имеем основание предполагать из рассмотрения модели ядерных оболочек), то рассеяние нуклонов с разной ориентацией спина должно быть различным.

Если $(\mathbf{l}\uparrow\uparrow\mathbf{s})$ -взаимодействие сильнее, чем $(\mathbf{l}\uparrow\downarrow\mathbf{s})$ -взаимодействие, то из первоначального пучка в рассеянный будет переходить больше нуклонов со спинами, ориентированными параллельно орбитальному моменту (т. е. вверх для рассеяния налево и вниз для рассеяния направо), чем антипараллельно (рис. 342).

Обозначим поток нуклонов, рассеянных налево, $N_{\text{л}}$, а направо — $N_{\text{п}}$ и будем отмечать направление ориентации спина стрелкой над буквой. Тогда $N_{\text{л}} = \overset{\uparrow}{N_{\text{л}}} + \overset{\downarrow}{N_{\text{л}}}$, где $\overset{\uparrow}{N_{\text{л}}} > \overset{\downarrow}{N_{\text{л}}}$, и соответственно $N_{\text{п}} = \overset{\uparrow}{N_{\text{п}}} + \overset{\downarrow}{N_{\text{п}}}$, где $\overset{\uparrow}{N_{\text{п}}} < \overset{\downarrow}{N_{\text{п}}}$.

Из симметрии рисунка (и рассуждений) относительно левого и правого рассеяний по количеству $\overset{\uparrow}{N}_0$ и $\overset{\downarrow}{N}_0$, углу рассеяния θ , энергии частиц и орбитальному моменту следует

$$\overset{\uparrow}{N}_{\text{п}} = \overset{\downarrow}{N}_{\text{л}} \quad \text{и} \quad \overset{\downarrow}{N}_{\text{п}} = \overset{\uparrow}{N}_{\text{л}}, \quad (86.13)$$

т. е.

$$N_{\text{л}} = N_{\text{п}}. \quad (86.14)$$

Относительное превышение в пучке числа нуклонов со спином «вверх» над числом нуклонов со спином «вниз» назовем поляризацией P . В первоначальном пучке содержится равное количество нуклонов с различной ориентацией спина:

$$\overset{\uparrow}{N}_0 = \overset{\downarrow}{N}_0 = N_0/2.$$

Поэтому поляризация первоначального пучка $P_0 = 0$.

Поляризация пучка, рассеянного налево,

$$P_{\text{л}} = \frac{\overset{\uparrow}{N}_{\text{л}} - \overset{\downarrow}{N}_{\text{л}}}{\overset{\uparrow}{N}_{\text{л}} + \overset{\downarrow}{N}_{\text{л}}} = \frac{\overset{\uparrow}{N}_{\text{л}} - \overset{\downarrow}{N}_{\text{л}}}{N_{\text{л}}} = P \neq 0, \quad (86.15)$$

а направо

$$P_{\pi} = \frac{\overset{\uparrow}{N_{\pi}} - \overset{\downarrow}{N_{\pi}}}{\overset{\uparrow}{N_{\pi}} + \overset{\downarrow}{N_{\pi}}} = \frac{\overset{\downarrow}{N_{\pi}} - \overset{\uparrow}{N_{\pi}}}{N_{\pi}} = -P. \quad (86.16)$$

Поляризация пучка $P(\theta)$ является новым экспериментальным параметром, отражающим свойства ядерного взаимодействия в функции от угла рассеяния, орбитального момента и энергии частиц. Однако из-за $N_{\pi} = N_{\pi}$ этот параметр нельзя измерить сравнением интенсивности левого и правого пучков, получающихся после первого рассеяния. Легко видеть, однако, что после *второго* рассеяния интенсивности левого и правого пучков станут различными (см. рис. 342):

$$N_{\pi\pi} \neq N_{\pi\pi} \text{ и } N_{\pi\pi} \neq N_{\pi\pi}. \quad (86.17)$$

Используя формулы (86.15) и (86.16), легко показать, что асимметрия ε второго рассеяния

$$\varepsilon = \frac{N_{\pi\pi} - N_{\pi\pi}}{N_{\pi\pi} + N_{\pi\pi}} = P^2. \quad (86.18)$$

Измерив ε при разных углах θ (и разных энергиях T), получим новый экспериментальный параметр рассеяния $P(\theta, T)$.

Величина $P(\theta)$, так же как и $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$, определяется суммарным вкладом большого числа разных состояний, соответствующих различным l . Поэтому задача выяснения конкретного вклада в $P(\theta)$ отдельных состояний неоднозначна [подобно тому, как неоднозначна задача получения фазового набора из анализа $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$].

Но совместное рассмотрение $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{эксп}}$ и $[P(\theta)]_{\text{эксп}}$ позволяет резко сократить число возможных решений (до двух). Для полной однозначности решения нужна добавочная информация (тройное рассеяние, учет фазы кулоновского рассеяния).

Напомним, что проведенное рассуждение справедливо для простейшего случая рассеяния нуклона на бесспиновом центре ($s_2 = 0$). В реальном случае ($N-N$)-рассеяния обе взаимодействующие частицы имеют спин $s = 1/2$, что в значительной степени осложняет анализ. Взаимодействие двух нуклонов может происходить, как при $s_1 + s_2 = 0$, так и при $s_1 + s_2 = 1$,

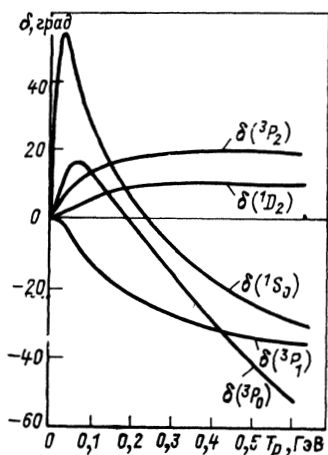


Рис. 343

которые отличаются взаимной ориентацией спинов (антипараллельные — для 1S_0 -состояния и параллельные — для 3p_0).

Всего для однозначного фазового анализа в области энергий $T_p \leq 300$ МэВ надо проводить пять независимых экспериментов. В области энергий $T_p > 300$ МэВ, где становится возможным неупругий процесс рождения π -мезонов, фазы комплексны и минимальное число независимых опытов, которые необходимо выполнить для определения фаз, возрастает до девяти*.

На рис. 343 показаны результаты фазового анализа для $(p-p)$ -рассеяния в интервале энергий $0 \leq T_p \leq 660$ МэВ. Их рассмотрение позволяет сделать следующие выводы:

а) фаза $\delta(^1S_0) \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Согласно (83.29) это означает, что $a_0 = -\frac{1}{k \operatorname{ctg} \delta_0} < 0$, что соответствует отсутствию связанного состояния в 1S_0 -состоянии;

б) при $T_p = 200 \div 250$ МэВ фазы $\delta(^1S_0)$ и $\delta(^3p_0)$ переходят через нуль, что свидетельствует об отталкивательном характере ядерных сил на очень малых расстояниях [ср. формулу (84.23)];

в) вклад от p - и d -волн при $T_p \approx 10$ МэВ очень мал по сравнению с вкладом от s -волны, в результате чего наблюда-

что дает для $l+s$ значения $l+1$, l и $l-1$. В результате даже при $l \leq 2$ надо учитывать пять фаз: $\delta(^1S_0)$, $\delta(^3p_0)$, $\delta(^3p_1)$, $\delta(^3p_2)$ и $\delta(^1D_2)$, а для $(n-p)$ -рассеяния — еще пять $\delta(^3S_1)$, $\delta(^1P_1)$, $\delta(^3D_1)$, $\delta(^3D_2)$ и $\delta(^3D_3)$.

Ясно, что для выявления хода столь большого числа фаз нужна весьма обширная экспериментальная информация. Ее получили из опытов по изучению тройного рассеяния при разных взаимных ориентациях плоскостей рассеяния и различных поляризациях пучка. При анализе результатов учитывалась относительная поляризация нуклонов. Так, определение поляризации обоих нуклонов позволяет различать два сферически-симметричных состояния: 1S_0 и 3p_0 , ко-

* Число опытов может быть уменьшено при использовании поляризованных мишеней. Сами опыты при этом упрощаются (изучение двойного рассеяния поляризованных частиц эквивалентно исследованию тройного рассеяния неполяризованных).

ется сферическая симметрия, обусловленная s -волной (и частично 3p_0 -волной). В этой области энергии

$$\frac{\sigma_s^{\text{макс}}}{4\pi} = \lambda_{\text{ц.и}}^2 (10 \text{ МэВ}) \approx 80 \text{ мб} = 8 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2,$$

а экспериментальное значение $\frac{d\sigma}{d\Omega} (10 \text{ МэВ}) \approx (50 \div 60) \text{ мб} = (5 \div 6) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 < \lambda_{\text{ц.и}}^2 (10 \text{ МэВ})$ и никакого противоречия, отмеченного в п. 4, нет.

В области более высоких энергий, где вклад разных фаз сравним между собой, сферическая симметрия есть результат «благоприятного» наложения многих фаз (а не одних только 1s_0 - и 3p_0 -состояний);

г) вклад d -волны в сечение очень мал даже по сравнению с p -волной ($\sigma \sim \sin^2 \delta$);

д) фазы $\delta({}^3p_0)$, $\delta({}^3p_1)$ и $\delta({}^3p_2)$ при изменении энергии ведут себя существенно различно. Это указывает на наличие спин-орбитальной зависимости ядерных сил [потому что нижний индекс $\delta(p)$ фазы определяет взаимную ориентацию l и s]. Таким образом, как мы и предполагали в § 84, п. 4, потенциал ядерного взаимодействия действительно должен быть дополнен еще одним, четвертым членом $V_4(r)(\mathbf{l}s)$, который характеризует зависимость ядерных сил от скорости.

6. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ $(n-p)$ -РАССЕЯНИЯ. $\sigma_{np}^{T=0}(\theta)$

Фазовый анализ $(n-p)$ -рассеяния дополнительно осложняется тем, что оно может происходить в двух изотопических состояниях ($T=1$ и $T=0$). Однако если считать, что в соответствии с принципом изотопической инвариантности $(n-p)$ -рассеяние при $T=1$ тождественно $(p-p)$ -рассеянию, то задача выделения чистых изотопических состояний может быть решена сравнительно просто. Покажем, как это можно сделать для сечения.

Представим амплитуду $(n-p)$ -рассеяния на угол θ в виде суммы изотопически чистых амплитуд:

$$f_{np}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ f_1(\theta) + f_0(\theta) \}, \quad (86.19)$$

где индекс при f указывает значение изотопического спина, а $1/\sqrt{2}$ — нормировочный множитель. В соответствии с общепринятым принципом Паули $f_1(\theta)$ и $f_0(\theta)$ имеют различный

характер симметрии пространственной части волновой функции (так как при заданном спине s четность орбитального момента определяется значением изоспина T). Тогда для угла рассеяния $(\pi - \theta)$

$$f_{np}(\pi - \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{f_1(\pi - \theta) + f_0(\pi - \theta)\} =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}} \{f_1(\theta) - f_0(\theta)\}, & \text{если } f_1 \text{ четная;} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \{f_0(\theta) - f_1(\theta)\}, & \text{если } f_0 \text{ четная.} \end{cases} \quad (86.20)$$

Соответственно сечения рассеяния на углы θ и $\pi - \theta$ будут равны

$$\sigma_{np}(\theta) = |f_{np}(\theta)|^2 = \frac{1}{2} \{|f_1(\theta)|^2 + |f_0(\theta)|^2 + 2\operatorname{Re}[f_1(\theta)f_0^*(\theta)]\};$$

$$\sigma_{np}(\pi - \theta) = |f_{np}(\pi - \theta)|^2 = \frac{1}{2} \{|f_1(\theta)|^2 + |f_0(\theta)|^2 - 2\operatorname{Re}[f_1(\theta)f_0^*(\theta)]\},$$

откуда получаем

$$\sigma_{np}(\theta) + \sigma_{np}(\pi - \theta) = |f_1(\theta)|^2 + |f_0(\theta)|^2 = \sigma_{np}(\theta)_{T=1} + \sigma_{np}(\theta)_{T=0},$$

или, полагая $\sigma_{np}(\theta)_{T=1} = \sigma_{pp}(\theta)$, имеем

$$\sigma_{T=0}^{np}(\theta) = \sigma_{np}(\theta) + \sigma_{np}(\pi - \theta) - \sigma_{pp}(\theta). \quad (86.21)$$

На рис. 344 приведены результаты фазового анализа для $(n-p)$ -рассеяния при $T=0$. В этом случае в соответствии с обобщенным принципом Паули [см. (84.28)] в области относительно невысоких энергий должны проявляться фазы $\delta(^3s_1)$, $\delta(^1p_1)$, $\delta(^3d_1)$, $\delta(^3d_2)$ и $\delta(^3d_3)$. Наиболее выразительно поведение фазы $\delta(^3s_1)$, которая в отличие от фазы $\delta(^1s_0)$ стремится к 180° при $T \rightarrow 0$. Согласно (83.29) это соответствует положительной длине рассеяния $a_0 > 0$, т. е. наличию связанного состояния в $(n-p)_{T=0}$ -системе.

В настоящее время фазовый анализ нуклон-нуклонного

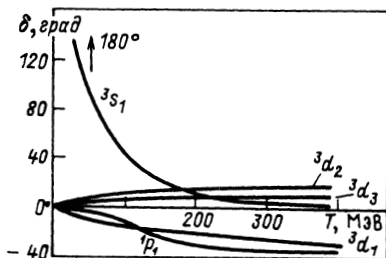


Рис. 344

рассеяния доведен приблизительно до 3 ГэВ. Он подтверждает заключение о наличии ядерного отталкивания на малых расстояниях.

7. $(n-n)$ -РАССЕЯНИЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Экспериментальные данные о $(n-n)$ -рассеянии можно получить из сравнения результатов исследования $(n-d)$ - и $(n-p)$ -или $(n-d)$ -, $(p-d)$ - и $(p-p)$ -рассеяния. Идея первого сравнения заключается в выделении $(n-n)$ -рассеяния по схеме

$$nd - np = np + nn - np = nn.$$

Во втором случае можно получить данные о $(n-n)$ -рассеянии по схеме

$$nd - pd = np + nn - pn - pp = nn - pp.$$

Возможность такого выделения объясняется тем, что дейтрон является слабосвязанным ядром.

Первые результаты были получены в 1956 г. в Дубне группой сотрудников во главе с В. П. Желеповым. Было показано, что при $T_n = 300$ и 590 МэВ

$$d\sigma_{nn} = d\sigma_{pp} \pm (10 \div 20)\%.$$

В 1965 г., сравнив σ_{nd} , σ_{pd} и σ_{pp} при $T_N = 500$ МэВ, В. П. Желепов и сотрудники получили

$$\frac{\sigma_{pp} - \sigma_{nn}}{\sigma_{pp}} = \frac{(1,5 \pm 2,8) \text{ мб}}{(33,4 \pm 0,4) \text{ мб}}.$$

Таким образом, с точностью до погрешностей эксперимента $\sigma_{nn} = \sigma_{pp}$;

8. $\sigma_{pp}(T)$ И $\sigma_{np}(T)$. ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ. ОСОБЕННОСТИ $(\sigma_{NN})_{T=1}$ И $(\sigma_{NN})_{T=0}$

Результат, полученный в п. 7, знаменателен тем, что обе нуклонные пары $(p-p)$ и $(n-n)$ имеют один и тот же изоспин $T=1$, хотя и различаются значением его проекций ($+1$ и -1 соответственно). Поэтому равенство $\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$ можно считать одним из подтверждений принципа изотопической инвариантности ядерных сил при высоких энергиях.

Можно привести еще несколько экспериментальных подтверждений справедливости этого принципа.

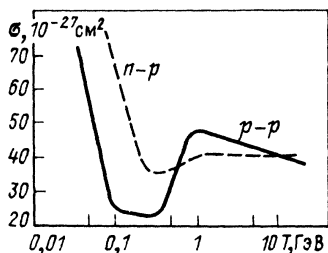


Рис. 345

На рис. 345 приведена зависимость полных сечений для $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеяния в широком интервале энергий — от 0,01 до 20 ГэВ. Из рисунка видно, что кривые сильно различаются вплоть до энергий $T \approx 1$ ГэВ, сходны в интервале энергий $1 \leq T \leq 6$ ГэВ и практически сливаются при $T > 6$ ГэВ. Резкое различие $\sigma_{pp}(T)$ и $\sigma_{np}(T)$ не должно вызывать удивления, поскольку $(n-p)$ -рассеяние может происходить как с $T=1$, так и с $T=0$, и сравнивать $\sigma_{pp}(T)$ непосредственно с $\sigma_{np}(T)$ нельзя. Поэтому вопрос об изотопической инвариантности $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеяний можно ставить только после разделения $\sigma_{np}(T)$ на изотопически чистые составляющие.

В § 86, п. 6 было показано, как это можно сделать при помощи формулы (86.21). Напомним, что при получении этой формулы принцип изотопической инвариантности был использован в качестве гипотезы $[\sigma_{np}(\theta)_{T=1} = \sigma_{pp}(\theta)]$. И поскольку для $\sigma_{np}(\theta)_{T=0}$ получился естественный результат $[\sigma_{np}(\theta)_{T=0} > 0]$, его можно считать подтверждением (правда, косвенным) справедливости этой гипотезы.

К аналогичному заключению приводят результаты фазового анализа $(n-p)$ -рассеяния, которые также были получены в предположении, что $(\sigma_{np})_{T=1} = \sigma_{pp}$. Мы видели, что фазовый анализ $(n-p)_{T=0}$ -состояния приводит к разумным значениям фаз и в частности обеспечивает непрерывный переход фазы $\delta(^3s_1)$ к 180° при $T \rightarrow 0$.

Еще одно соображение в пользу изотопической инвариантности $(N-N)$ -взаимодействия при высоких энергиях можно получить, рассмотрев рассеяние на 90° . В этом случае все полиномы Лежандра $P_l(\cos \theta)$ для нечетных l равны нулю, т. е. пространственная часть волновой функции, описывающей рассеяние, должна быть симметрична. Тогда в соответствии с обобщенным принципом Паули $(p-p)$ -рассеяние должно происходить только с $s=0$ (так как $T=1$), а $(n-p)$ -рассеяние — как с $s=0$ (при $T=1$), так и с $s=1$ (при $T=0$). Учитывая статистические веса состояний с разными спинами, имеем

$$\sigma_{np}(90^\circ) = \frac{1}{4} \sigma_{np}(90^\circ)_{T=1} + \frac{3}{4} \sigma_{np}(90^\circ)_{T=0} \quad (86.22)$$

или, полагая $\sigma_{np}(90^\circ)_{T=1} = \sigma_{pp}(90^\circ)$, получаем

$$\sigma_{np}(90^\circ) = \frac{1}{4} \sigma_{pp}(90^\circ) + \frac{3}{4} \sigma_{np}(90^\circ)_{T=0}. \quad (86.23)$$

Положив $\sigma_{np}(90^\circ)_{T=0} \geq 0$, имеем

$$4\sigma_{np}(90^\circ) \geq \sigma_{pp}(90^\circ). \quad (86.24)$$

Полученное неравенство выполняется при всех энергиях и это — нетривиальный результат, так как $\sigma_{pp}(90^\circ) = \text{const}$, а $\sigma_{np}(90^\circ)$ уменьшается с ростом энергии.

Таким образом, все экспериментальные факты, описанные в пп. 5—8, подтверждают справедливость гипотезы об изотопической инвариантности $(N-N)$ -взаимодействия не только при низких, но и при высоких энергиях. Так же как и при низких энергиях, характер взаимодействия между нуклонами при высоких энергиях определяется значением их суммарного вектора изотопического спина T .

В § 84 было показано, сколь различны $(N-N)$ -взаимодействия с разными значениями T при низких энергиях и какую важную роль играет в этом различии спин. Посмотрим теперь, как они различаются при высоких энергиях, и попытаемся понять физическую причину этого различия.

На рис. 346 и 347 приведены сечения $(N-N)$ -рассеяния при $T=1$ и $T=0$ в функции от энергии и угла (для $T_n = 400$ МэВ). Из рисунков видно, что ход сечений $\sigma_{NN}(\theta)_{T=0}$ и $\sigma_{NN}(T)_{T=0}$ примерно соответствует предсказаниям теории возмущений, во всяком случае в области энергий $T \leq 1$ ГэВ. Следовательно, состояние с $T=0$ характеризуется относительно более слабым взаимодействием на очень малых расстояниях, чем состояние с $T=1$. Из характера изменения $\sigma_{NN}(\theta)_{T=0}$ (подъем сечения при $\theta > 90^\circ$) следует большая роль перезарядки.

В отличие от $\sigma_{NN}(T)_{T=0}$, которое монотонно падает вплоть до $T \approx 1$ ГэВ, сечение $\sigma_{NN}(T)_{T=1}$ резко возрастает при $T \approx$

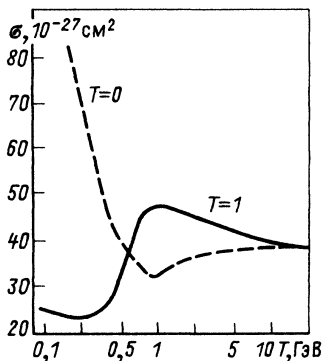


Рис. 346

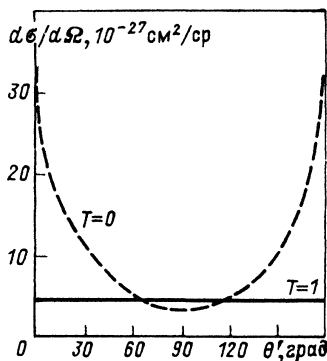


Рис. 347

$\approx 0,3$ ГэВ. С точки зрения изотопической инвариантности это различие естественно связать с рождением π -мезонов в $(N-N)$ -соударениях, которое становится энергетически возможным как раз при $T_N \approx 0,3$ ГэВ (см. § 110). Поскольку π -мезоны имеют изотопический спин $T_\pi = 1$, их рождение в $(N-N)$ -соударениях более вероятно в том случае, когда изотопический спин взаимодействующих нуклонов в начальном состоянии равен единице (больше каналов реакции). Естественно, что с ростом энергии, когда становится возможным рождение нескольких π -мезонов с различным суммарным изоспином, а также открываются другие каналы реакции, различие в $(\sigma_{NN})_{T=1}$ и $(\sigma_{NN})_{T=0}$ должно сгладиться, что и наблюдается на опыте. То же самое можно сказать и о различии $\sigma_{NN}(\theta)_{T=0}$ и $\sigma_{NN}(\theta)_{T=1}$, поскольку с ростом энергии относительная роль перезарядки также должна снижаться. Таким образом, энергетическая и угловая зависимости сечения $(N-N)$ -рассеяния естественным образом объясняются в рамках гипотезы об изотопической инвариантности, что также можно рассматривать в качестве ее экспериментального подтверждения.

§ 87. $(N-N)$ -взаимодействие при сверхвысоких энергиях ($T > 10^3$ МэВ)

1. ПЛЕНОЧНАЯ И СТРУЙНАЯ МИШЕНИ

С ростом энергии растут трудности регистрации частиц. Это связано с необходимостью регистрировать рассеяние на очень малые углы, где сильны кулоновские эффекты, а также с повышением роли неупругих процессов. Для преодоления этих трудностей необходима новая методика.

В 1964 г. в Дубне В. А. Свиридовым и Н. А. Никитиным был предложен метод исследования упругого рассеяния на малые углы по частицам отдачи*, возникающим от рассеяния внутреннего пучка на тонкой пленке (около 1 мкм) и сверхзвуковой газовой струе. Схема пленочной мишени показана на рис. 348, где P —пучок, $ПМ$ —пленочная мишень, M —монитор, D —детектор. В качестве детектора использовались фотоэмульсия или пропорциональные счетчики.

Новый метод имеет ряд преимуществ: отсутствие ограничений по энергии, слабое искажение импульса протона отдачи, возможность многократного пропускания пучка через мишень.

* Идею измерения малого угла рассеяния по энергии отдачи независимо высказал в 1954 г. В. В. Алперс

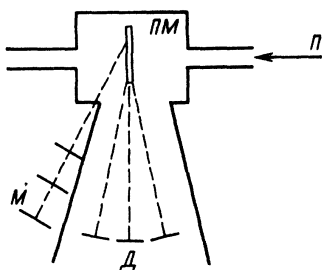


Рис. 348

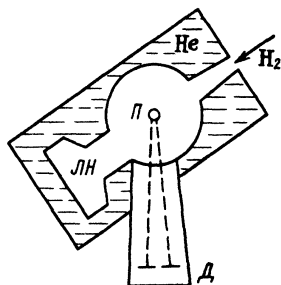


Рис. 349

Схема струйной мишени показана на рис. 349. Здесь Π — сечение пучка, H_2 — газовая водородная (или дейтериевая) струя; * He — жидкий гелий, ЛН — ловушка гелиевого конденсационного насоса, Д — детектор.

Как следует из названия метода, мишенью является газовая струя, движущаяся со сверхзвуковой скоростью поперек пучка ускорителя. Диаметр струи 40 мм, плотность газа 10^{-7} г/см³, давление 10 атм. Устройство работает в импульсном режиме. За цикл ускорения (2,5 с) струя может пересекать пучок до трех раз, что дает возможность одновременно изучать рассеяние при трех различных энергиях. За время одного импульса пучок проходит через струю $4 \cdot 10^4$ раз практически без изменения своей энергии.

Струйная методика свободна от недостатков пленочной (фон от ядер углерода) и имеет гораздо лучшее отношение эффект/фон (более 20). Эта методика впервые была использована на Серпуховском ускорителе, а затем на ускорителе в Батавии (США). Она позволяет проводить измерения при передаваемом 4-импульсе $|t| \approx 0,001$ (ГэВ/с)², который при $T = 76$ ГэВ соответствует рассеянию на угол $\theta \approx 20'$ (область интерференции с кулоновским рассеянием при этой энергии).

2. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Как известно, в настоящее время энергия, до которой могут быть ускорены протоны на обычных ускорителях (с неподвижной мишенью), достигла сотен гигаэлектрон-вольт. С 1967 г. в СССР (г. Серпухов) работает ускоритель протонов на энергию 76 ГэВ. В 1972 г. в США (Батавия) получен пучок протонов с энергией 400 ГэВ. Позднее энергия этого ускорителя

* В настоящее время используются и другие вещества.

была повышена до 500 ГэВ, а после его реконструкции (добавлено сверхпроводящее кольцо) он позволил получать протоны с энергией до 1000 ГэВ. Еще один ускоритель на энергию 400 ГэВ построен в 1976 г. в Швейцарии (Женева, ЦЕРН). Ускорители с неподвижной мишенью отличаются очень большими размерами. Диаметр ускорителя в Серпухове 500 м, а в Батавии — 2 км.

Кроме ускорителей с неподвижной мишенью для исследования $(N-N)$ -рассеяния при сверхвысоких энергиях может быть применен (и уже применяется) метод встречных пучков.

Идея метода встречных пучков заключается в использовании вместо неподвижной мишени * пучка частиц, движущихся навстречу бомбардирующим частицам. Очевидно, что в этом случае относительная доля кинетической энергии, идущей на взаимодействие, повышается (по сравнению с долей кинетической энергии, идущей на выполнение закона сохранения импульса). Если обе сталкивающиеся частицы имеют равные массы и скорости, то их суммарный импульс равен нулю и вся кинетическая энергия частиц идет на взаимодействие. Записав для этого случая известный инвариант

$$E^2 - P^2 c^2 = \text{inv} \quad (87.1)$$

(E — полная энергия, P — полный импульс взаимодействующих частиц) в с. ц. и. обеих частиц, а затем в системе координат, связанной с одной из частиц (мишенью), и приравняв их между собой, получим

$$T = 2mc^2 [(1 + T'/mc^2)^2 - 1]. \quad (87.2)$$

Здесь T' — кинетическая энергия во встречных пучках; T — эквивалентная (по вызываемому эффекту) кинетическая энергия бомбардирующей частицы при обычном способе ее взаимодействия с неподвижной частицей — мишенью; m — масса частицы.

Из полученного соотношения видно, что эквивалентная энергия двух сталкивающихся электронов, каждый из которых имеет кинетическую энергию 1 ГэВ, равна около 4000 ГэВ, а эквивалентная энергия двух протонов с энергией 30 ГэВ — около 2000 ГэВ. В настоящее время в нескольких странах (РФ, США, ФРГ, Италия) уже работают ускорители со встречными электронными и электрон-позитронными пучками, на которых выполнено много важных и интересных исследований (см., например, § 126).

* Разумеется, газовая струя — это тоже неподвижная мишень.

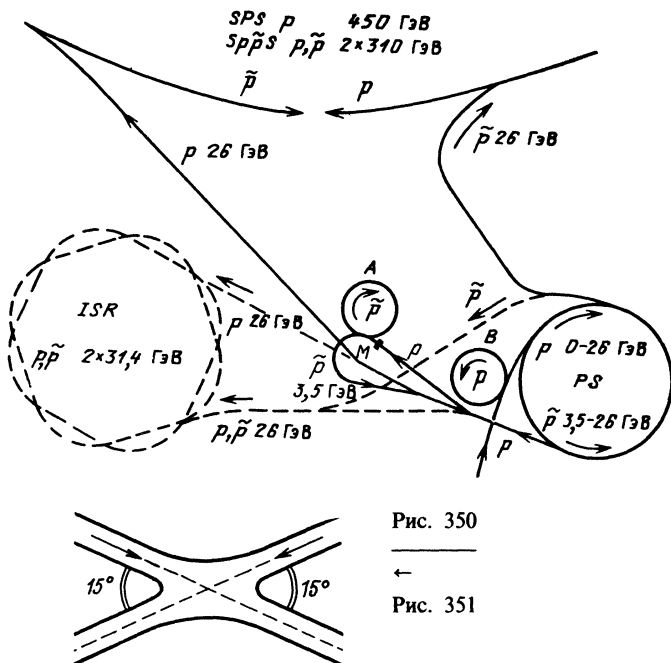


Рис. 350

Рис. 351

Одной из основных характеристик установок со встречными пучками является светимость L , которая связывает между собой сечение изучаемого процесса σ и число событий N : $N = L\sigma$. При нулевом угле встречи пучков

$$L = R(N_1 N_2 / S) \omega / (2\pi),$$

где R — коэффициент использования установки, равный отношению длины участков встречи пучков к периметру орбиты; N_1 и N_2 — полные числа частиц в каждом пучке, заполняющем накопительные кольца; S — площадь поперечного сечения, общего для обоих пучков; ω — круговая частота обращения частиц по замкнутой орбите.

Обычный порядок значений светимости на действующих установках $L = (10^{29} \div 10^{32}) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Вновь строящиеся установки спроектированы на значение светимости $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Встречные протонные пучки были впервые получены в ЦЕРНе (Швейцария). На рис. 350 изображена схема ускорительного комплекса ЦЕРНа, построенного в 1971 г. и последовательно реконструированного в 1976 и 1981 гг. До первой реконструкции

он состоял из бустера B , протонного синхротрона PS диаметром 200 м на энергию 26 ГэВ (построенного в 1959 г.) и двух накопительных колец ISR диаметром по 300 м, в которых протоны дополнительно ускорялись до энергии 31,4 ГэВ и двигались навстречу друг другу. Заполнение колец протонами производилось «впрыскиванием» в них из синхротрона PS нескольких сотен сгустков по 10^{12} протонов в каждом. Вакуумная и магнитная системы колец обеспечивали большее время жизни протонов (более 50 ч), благодаря чему их можно было накапливать в большом количестве.

Накопительные кольца ISR пересекались в восьми точках под углом 15° . Ширина области пересечения 4—7 см, высота 2—3 мм (рис. 351). Детектирование частиц, рассеянных при их столкновении, производилось системой сцинтилляционных годоскопов, включенных в схему совпадений. На встречных протонных пучках первого церновского комплекса было изучено pp -рассеяние при T' до 31 ГэВ, что соответствует эквивалентной энергии в л. с. к. $T \leq 2100$ ГэВ. Измерения удалось довести до углов $0,06^\circ$ (область интерференции с кулоновским рассеянием).

На первом этапе реконструкции (1976 г.) ускорительный комплекс ЦЕРН был дополнен кольцом SPS (диаметром 2200 м), позволяющим ускорять протоны до энергии 450 ГэВ.

Второй этап реконструкции, заверченный в 1981 г., был посвящен созданию встречных протон-антипротонных ($p\bar{p}$) пучков. С этой целью ускорительный комплекс был дополнен накопителем антипротонов A и мишенью M для их образования (см. рис. 350). На кольцах ISR были организованы встречные $p\bar{p}$ -пучки на энергию $2 \times 31,4$ ГэВ, а на базе большого кольца SPS — новый $SppS$ -коллайдер на энергию 2×270 ГэВ, доведенную позднее до 2×310 ГэВ.

На $p\bar{p}$ -кольцах ISR были сделаны измерения полного сечения и других параметров $p\bar{p}$ -взаимодействия, а также проводились работы по спектроскопии чармония (см. § 125). В настоящее время кольца ISR и соответствующие коммуникации (показанные на рис. 350 штриховыми линиями) демонтированы.

На $SppS$ -коллайдере было продолжено исследование параметров $p\bar{p}$ -взаимодействия при рекордных на то время энергиях (при $T' = 450$ ГэВ $T_{\text{лаб}} = 433,5$ ТэВ). В 1982—1983 гг. на этой установке было сделано важнейшее открытие $W^\pm$ и Z^0 -бозонов — квантов слабого взаимодействия. Об этом открытии, а также о проектах других суперускорителей см. в § 130, п. 4.

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ($N-N$)-РАССЕЯНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Изучение ($N-N$)-рассеяния при сверхвысоких энергиях позволило получить четыре важные характеристики: $\sigma_{\text{полн}}$, $\sigma_{\text{упр}}$, $\sigma_{\text{неупр}}$ и радиус взаимодействия R .

Полное сечение $\sigma_{\text{полн}}$ определялось, как обычно, из ослабления пучка. Напомним, что до энергии 300 МэВ $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}}$. При $T_p > 300$ МэВ (порог рождения π -мезонов) появляется неупругая составляющая сечения, которая быстро растет в случае ($p-p$)-рассеяния ($\sigma_{\text{упр}} = \sigma_{\text{неупр}} = 24$ мб при $T_p \approx 1$ ГэВ)*. Согласно § 86, п. 2 неупругое рассеяние должно сопровождаться упругим дифракционным рассеянием, направленным под малым углом θ вперед. Для определения $\sigma_{\text{дифр}}$ упругие события выделяются по кинематике. На рис. 352 изображена типичная картина угловой зависимости $\sigma_{\text{дифр}}$. Естественно, что кинематический способ отбора упругих событий дает только относительный ход сечения.

Для его нормировки используется известная из теории рассеяния оптическая теорема

$$\text{Im } f(0^\circ) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{полн}}, \quad (87.3)$$

которая связывает между собой мнимую часть амплитуды рассеяния вперед и полное сечение $\sigma_{\text{полн}}$.

Связь между $\text{Im } f(0^\circ)$ и сечением рассеяния на $\theta = 0$ дается выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) &= |f(0^\circ)|^2 = |\text{Re } f(0^\circ) + i \text{Im } f(0^\circ)|^2 = \\ &= |\text{Re } f(0^\circ)|^2 + |\text{Im } f(0^\circ)|^2 = (1 + \alpha)^2 |\text{Im } f(0^\circ)|^2, \end{aligned}$$

где $\alpha = \text{Re } f(0^\circ) / \text{Im } f(0^\circ)$.

Таким образом, $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) \geq |\text{Im } f(0^\circ)|^2$. Значение $\alpha_{\text{экср}}$ определяется из рассмотрения интерференции с кулоновским рассеянием, за которую отвечает действительная часть амплитуды. При сверхвысоких энергиях $\alpha \approx 0$.

Зная отнормированное на оптическую точку $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{упр}}$ и проинтегрировав его по углу, можно найти $\sigma_{\text{упр}}$, а следовательно, и

$$\sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{полн}} - \sigma_{\text{упр}}.$$

* Напомним, что $1 \text{ мб} = 10^{-27} \text{ см}^2 = 10^{-31} \text{ м}^2$.

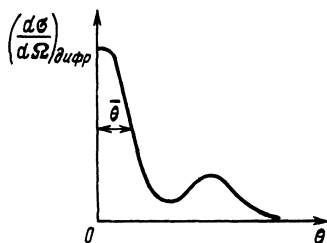


Рис. 352

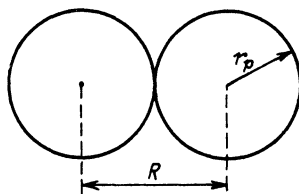


Рис. 354

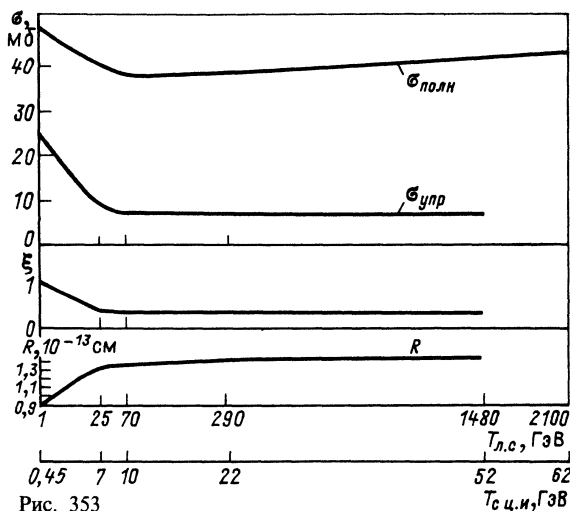


Рис. 353

Ширина дифракционного конуса θ (см. рис. 352) дает представление о размерах R области взаимодействия.

На рис. 353 приведены результаты измерения $\sigma_{\text{полн}}$, $\sigma_{\text{упр}}$, коэффициента «непрозрачности» нуклона $\xi = \sigma_{\text{упр}} / 0,5 \sigma_{\text{полн}}$ и радиуса взаимодействия R . Прокомментируем их.

При $T_p = 1$ ГэВ $\sigma_{\text{упр}} = \sigma_{\text{неупр}} = 24$ мб, $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}} = 48$ мб. Этот результат естественно сопоставить с результатами опытов по рассеянию нейтронов с энергией 10 МэВ на ядрах (см. § 44). В этом случае также $\sigma_{\text{неупр}} = \sigma_{\text{дифр}}^{\text{упр}}$, причем каждое из них равно πR^2 , так что $\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{неупр}} + \sigma_{\text{дифр}} = 2\pi R^2$, где R — радиус ядра (нейтрон считается точечным, а ядро — черным). В случае ($p-p$)-рассеяния в качестве R естественно считать удвоенный радиус протона r_p (рис. 354):

$$\sigma_{\text{полн}} = 2\pi R^2 = 8\pi r_p^2.$$

Отсюда, положив $\sigma_{\text{полн}} = 48$ мб, имеем $R = 0,9 \cdot 10^{-13}$ см, $r_p = 0,45 \cdot 10^{-13}$ см. Коэффициент непрозрачности нуклона при этой энергии $\xi = 1$ («черный», непрозрачный протон).

При $T_p > 1$ ГэВ сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр}}$ уменьшается быстрее, чем $\sigma_{\text{полн}}$, что означает уменьшение непрозрачности нуклона (протон светлеет). Одновременно было замечено, что с ростом энергии θ уменьшается быстрее λ (сужение дифракционного конуса). Поскольку $\theta = \lambda/R$, это означает рост R («разбухание» протона при сверхвысоких энергиях).

При $25 < T_p < 70$ ГэВ продолжается уменьшение (слабое) $\sigma_{\text{полн}}$, $\sigma_{\text{упр}}$ и ξ и слабый рост R . При $T_p > 70$ ГэВ уменьшение $\sigma_{\text{полн}}$ и $\sigma_{\text{упр}}$ сменяется их небольшим ростом, R продолжает медленно расти, ξ остается постоянным ($\xi = 0,35$). При еще более высоких энергиях, достигнутых на $Sp\bar{p}S$, наблюдается заметный рост $\sigma_{\text{полн}}^{pp}$ (от 43 до 60 мб, см. рис. 444) и ξ (от 0,35 до 0,43), а также дальнейшее сужение дифракционного конуса.

Таким образом, общее заключение, которое можно сделать из рассмотрения ($N-N$)-рассеяния при сверхвысоких энергиях, сводится к следующему. Первоначально (при $T_p \approx 1$ ГэВ) непрозрачный и небольшой протон с ростом энергии светлеет и растет, при дальнейшем росте энергии только растет, а затем растет и чернеет.

Теоретическая интерпретация такого поведения нуклона при сверхвысоких энергиях требует привлечения в качестве обменных частиц вместо π -мезона так называемых траекторий Редже, в процессе обмена которыми изменяются спин и масса (а значит, и радиус взаимодействия).

Небольшой, но явно выраженный рост $\sigma_{\text{полн}}$ и R с ростом энергии вызывает беспокойство теоретиков. Что будет дальше? В настоящее время по этому поводу можно только сказать, что существует так называемый предел Фунассара, вытекающий из принципа причинности, согласно которому скорость роста R ограничена законом $R \sim \ln E_{\text{ц.и.}}$. Соответственно ограничена и скорость роста сечения $\sigma \sim R^2 \sim (\ln E_{\text{ц.и.}})^2$.

4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СВОЙСТВАХ ЯДЕРНЫХ СИЛ

В заключение этой главы резюмируем сведения, известные в настоящее время о сильном ядерном взаимодействии:

1) малый радиус действия $a \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см и характер притяжения [из анализа $(n-p)$ - и $(p-p)$ -рассеяния при малых энергиях и свойств дейтрона];

2) большая величина ядерных сил [из большого значения средней энергии связи и большого сечения $(p-p)$ - и $(n-p)$ -взаимодействия];

3) зависимость их от спина [из существования связанного и виртуального состояний в $(n-p)$ -взаимодействии и результатов опытов с пара- и ортоводородом];

4) нецентральный (тензорный) характер ядерных сил (из неравенства нулю квадратурного момента дейтрона);

5) насыщение (из постоянства энергии связи на нуклон);

6) зарядовая симметрия [$(n-n)=(p-p)$] ядерных сил [из сопоставления энергии связи зеркальных ядер, из сравнения результатов опытов по $(p-p)$ - и $(n-n)$ -рассеяниям];

7) зарядовая независимость (изотопическая инвариантность) ядерных сил: $(n-n)=(p-p)=(n-p)_{T=1}$ [из тождественности $(n-p)_{T=1}$, $(n-n)$ - и $(p-p)$ -взаимодействий в s -состоянии, из фазового анализа $(N-N)$ -рассеяния при высоких энергиях, из закономерностей $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеяния];

8) обменный характер сильного ядерного взаимодействия [из особенностей углового распределения $(n-p)$ -рассеяния при высоких энергиях нейтронов];

9) большая интенсивность и отталкивательный характер взаимодействия на очень малых (около $0,5 \cdot 10^{-13}$ см) расстояниях [из особенностей $(N-N)$ -взаимодействия при высоких энергиях, из большого расстояния между нуклонами в ядре по сравнению с размерами нуклонов, из фазового анализа $(N-N)$ -рассеяния];

10) спин-орбитальная зависимость ядерных сил [из экспериментального подтверждения справедливости модели ядерных оболочек, различия $\delta(^3p_0)$ -, $\delta(^3p_1)$ - и $\delta(^3p_2)$ -фаз для $(p-p)$ -рассеяния и появления поляризации при рассеянии нуклонов];

11) существенная зависимость сильного ядерного взаимодействия от величины изотопического спина (1 или 0) при $T_N < 1$ ГэВ и практическая независимость от него при $T_N > 10$ ГэВ (из сравнения σ_{pp} и σ_{np});

12) преобладающая роль π -мезона в качестве кванта сильного ядерного взаимодействия при низких энергиях (из мезонной теории и величины радиуса ядерных сил);

13) повышение роли других (кроме π -мезона) обменных частиц в передаче сильного ядерного взаимодействия при очень высоких энергиях (из роста $\sigma_{\text{полн}}$ и R).

Используя сведения, перечисленные в пп. 1—10, которые относятся к $(N—N)$ -взаимодействию при не слишком высоких энергиях, можно пытаться строить потенциал ядерного взаимодействия. Однако это весьма неблагодарная задача, так как даже для ее сугубо приближенного решения необходимо рассмотреть выражение, состоящее из восьми различных слагаемых, зависящих от расстояния между нуклонами, относительного направления суммарного спина и радиуса-вектора нуклонов, взаимной ориентации спинов и скорости нуклонов. В мезонном варианте теории кроме π -мезона приходится вводить еще несколько мезонов (ρ -, ω -, ϕ - и гипотетический σ -мезоны).

В настоящее время можно предполагать, что решение проблемы нуклон-нуклонных взаимодействий и ядерных сил будет получено в квантовой хромодинамике, которая рассматривает сильное взаимодействие между адронами, в том числе между нуклонами, как внешнее проявление истинно сильного взаимодействия между кварками, из которых состоят адроны. Это взаимодействие осуществляется посредством обмена безмассовыми частицами — глюонами (см. гл. XXII).

§ 88. Краткое заключение к гл. XV

В гл. XV рассматривались $(N—N)$ -взаимодействия при высоких и сверх-высоких энергиях.

Специфический характер $(n—p)$ - и $(p—p)$ -рассеяния при высоких энергиях ($T_N > 100$ МэВ) приводит к заключению о существовании очень сильного отталкивательного взаимодействия между нуклонами на расстояниях порядка $(0,4—0,5) \cdot 10^{-13}$ см и обменном характере ядерных сил. Из фазового анализа $(p—p)$ -рассеяния следует спин-орбитальная зависимость ядерных сил, т. е. их зависимость от скорости. Ряд особенностей $(N—N)$ -взаимодействия и результаты фазового анализа позволяют распространить изотопическую инвариантность ядерных сил, доказанную в гл. XIII для S -состояния, также и на другие состояния нуклонов. Нуклон-нуклонное взаимодействие и при высоких энергиях определяется только величиной изоспина и не зависит от его проекции.

Сложный характер ядерного взаимодействия приводит к тому, что даже для примерного описания его потенциала нужна восьмичленная формула вида

$$V = V_1(r) + V_2(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) + V_3(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{n})(\mathbf{s}_2 \mathbf{n}) + V_4(r)(\mathbf{s} \mathbf{l}) + \\ + \{V'_1(r) + V'_2(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2) + V'_3(r)(\mathbf{s}_1 \mathbf{n})(\mathbf{s}_2 \mathbf{n}) + V'_4(r)(\mathbf{s} \mathbf{l})\} \hat{P},$$

где $\mathbf{s}_1$ и $\mathbf{s}_2$ — спины первого и второго нуклонов; $\mathbf{n}$ — направляющий вектор; $\mathbf{l}$ — орбитальный момент; $\hat{P}$ — оператор обмена протона и нейтрона.

Дальнейшее развитие теоретических представлений о природе ядерных сил скорее всего будет связано с прогрессом квантовой хромодинамики.

Глава XVI

СТРУКТУРА НУКЛОНОВ И ЯДРА

§ 89. Первые опыты

С представлением о сложном составе нуклона мы уже встречались. Отличие магнитного момента протона и нейтрона от дираковских значений ($1\mu_B$ и 0 соответственно) интерпретировалось в § 5, п. 5, как возможность для нуклона пребывать часть времени в виде сложной системы, состоящей из идеализированного («голого») нуклона и π -мезонного облака («шубы»). Эта феноменологическая интерпретация получила обоснование в § 81 и 111, п. 1, где для объяснения природы ядерных сил были введены виртуальные π -мезоны, испускаемые нуклонами. В этой схеме физический протон часть времени существует в виде голого протона с π^0 -мезонным облаком, а другую часть времени — в виде голого нейтрона с π^+ -мезонным облаком. Аналогично физический нейтрон частично существует в виде голого нейтрона с π^0 -мезонным облаком, а частично — в виде голого протона с π^- -мезонным облаком. Такая схема позволяет понять приблизительное равенство числовых значений и различие по знаку аномальных частей магнитных моментов нуклонов (они определяются временем пребывания нуклона в виде системы с заряженным π -мезонным облаком); различие в значениях масс протона и нейтрона (электростатическое и магнитное взаимодействия между голыми нуклонами и виртуальными π -мезонами).

Количественные оценки радиуса π -мезонного облака дают значение порядка комптоновской длины волны π -мезона:

$$\lambda_\pi = \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^*.$$
 (89.1)

Таким образом, описанная схема приводит также к представлению о том, что электрический заряд в протоне не сосредоточен в точке, а распределен по объему конечных размеров и что нейтрон несмотря на отсутствие у него в целом электрического заряда может иметь разноименные электрические заряды, обусловленные его структурой.

В центре нейтрона должен находиться положительный заряд, а на периферии в объеме, ограниченном размерами

* Строго говоря, в состав облака виртуальных частиц, окружающих нуклон, кроме π -мезонов должны входить и другие адроны, однако пионное облако имеет наибольший радиус.

$\hbar/(m_\pi c)$, — равный по значению распределенный отрицательный заряд. Среднеквадратичный радиус распределения заряда в нейтроне должен быть таким же, как и в протоне. На больших расстояниях такая система будет вести себя как нейтральная, так как отрицательное облако полностью экранирует центральный положительный заряд. Однако вблизи от центра нейтрона (внутри мезонного облака) экранирования не будет и должно проявляться действие центрального положительного заряда.

Чтобы заглянуть «внутрь нуклона» и описать дифференциальную картину его структуры, надо прозондировать нуклон таким зондом, размеры которого меньше предполагаемых размеров нуклона и взаимодействие которого с распределенным зарядом можно рассчитать. Обоим условиям удовлетворяют быстрые электроны с дебройлевской волной

$$\lambda_e \leq R_N, \quad (89.2)$$

где R_N — радиус нуклона (или другого исследуемого объекта, например атомного ядра).

Первые опыты по изучению рассеяния быстрых электронов были поставлены в 1955 г. Хофштадтером, который имел в своем распоряжении электроны с энергией в несколько десятков мегаэлектрон-вольт ($\lambda_e \approx 10^{-12}$ см). Позднее энергия электронов была поднята до нескольких сотен мегаэлектрон-вольт ($\lambda_e \approx 10^{-13}$ см), и затем доведена до 10—20 ГэВ ($\lambda_e \approx 10^{-15}$ см)*.

Остановимся на некоторых особенностях эксперимента.

Если кинетическая энергия падающего электрона достаточно велика ($T_0 \gg m_e c^2$), то процесс упругого рассеяния электронов на ядрах аналогичен эффекту Комптона и для определения энергии электрона, рассеянного под данным углом θ , можно использовать формулу, сходную с формулой (30.12):

$$T = \frac{T_0}{1 + (T_0/M_\pi c^2)(1 - \cos\theta)}. \quad (89.3)$$

Согласно этой формуле энергия электрона должна уменьшаться с ростом угла рассеяния от первоначального значения T_0 до

$$T = \frac{T_0}{1 + 2T_0/M_\pi c^2},$$

где M_π — масса ядра.

* В настоящее время энергия электронов и позитронов на установках со встречными пучками достигает 2×50 ГэВ [линейный e^-e^+ -коллайдер SLC в Станфорде (США) и кольцевой e^-e^+ -коллайдер LEP в ЦЕРНе].

В опыте угол рассеяния θ фиксируется, а энергия рассеянного электрона определяется при помощи магнитного спектрометра (по значению магнитного поля, при котором наблюдается максимум упругого рассеяния). Число отсчетов при этой энергии пропорционально эффективному сечению рассеяния на данный угол.

Если изучается рассеяние электронов на сложной мишени, состоящей из двух типов различных ядер, то в соответствии с формулой (89.3) положение максимумов упругого рассеяния от каждого типа ядра будет различно (разная масса рассеивающего ядра). Это обстоятельство позволяет сравнительно просто выделять эффект, связанный с рассеянием на одном определенном типе ядра сложной мишени. Так, например, изучая рассеяние на полиэтилене (в состав которого входят группы CH_2) и углероде, можно получить эффект, относящийся к рассеянию на протоне. Аналогично, сравнивая рассеяние на обычном и дейтериевом полиэтилене (или на жидком водороде и жидком дейтерии), можно выделить эффект рассеяния на нейтроне.

Результаты опытов по изучению рассеяния электронов на ядрах позволяют получить распределение заряда в ядре. Из опытов по изучению рассеяния быстрых электронов на протонах и дейтронах можно получить распределение заряда и распределение магнитного момента по объему нуклона (протона и нейтрона).

Метод получения этих характеристик заключается в сравнении экспериментально полученных сечений рассеяния $d\sigma(\theta)/d\Omega$ с теоретическими. Остановимся на этом вопросе подробнее.

§ 90. Формфактор ядра

Расчет $d\sigma(\theta)/d\Omega$ для рассеяния ультрарелятивистского электрона на ядре был выполнен Моттом в следующих предположениях:

- 1) ядро точечное;
- 2) $Z\alpha = Z/137 \ll 1$;
- 3) $I_\pi = \mu_\pi = 0^*$;
- 4) $s_e = 1/2$, $|\mu_e| = \frac{e\hbar}{2m_e c} = M_B$.

(90.1)

* При $Z \gg 1$ взаимодействием электронов с магнитным моментом ядра можно пренебречь.

В результате расчета было получено

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta') = \left(\frac{Ze^2}{2T}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta'}{2}}{\sin^4 \frac{\theta'}{2}}, \quad (90.2)$$

где θ' — угол рассеяния в с.ц.и.; T — кинетическая энергия электрона*; Z — заряд ядра. В л.с.к. та же формула имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{Ze^2}{2T}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2} \left(1 + \frac{2T}{Mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)}, \quad (90.3)$$

где T и θ имеют прежнее значение (но в л.с.к.), а M — масса ядра.

Формулы (90.2) и (90.3) сравнительно хорошо согласуются с экспериментом при относительно не очень больших энергиях электронов (большие λ_e) и дают завышенное значение при больших энергиях (малые λ_e по сравнению с R_α):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{эсп}} < \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}}. \quad (90.4)$$

Поскольку электрон можно считать точечным**, это расхождение естественно отнести за счет неучета размеров ядра и распределения в нем электрического заряда.

Таким образом, в расчет величины $d\sigma(\theta)/d\Omega$ требуется внести поправку, учитывающую структуру ядра.

Идея внесения этой поправки заключается в следующем. Реальное протяженное ядро разбивают на большое количество «точечных» частей, на каждой из которых происходит когерентное рассеяние электронной волны λ_e . Суммируя (интегрируя) рассеянные волны (с учетом фазы), получают исправленное значение сечения для ядра с распределенным электрическим зарядом.

Для легких ядер соответствующие расчеты можно сделать сравнительно просто (в первом борновском приближении):

* В рассматриваемой области энергий она практически совпадает с полной энергией E .

** В отличие от нуклона электрон можно считать бесструктурной частицей, так как плотность протяженного ($\lambda_e^{\text{компл}} = 3,85 \cdot 10^{-11}$ см) виртуального электрон-фотонного облака, окружающего голый электрон, очень мала (примерно равна $\alpha = 1/137$). В настоящее время точечность электрона проверена до расстояний порядка 10^{-16} см (см., например, § 101, 104, 107).

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{распр}} &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}} \left| \int_V \rho(r) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\tau \right|^2 = \\ &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}} \left| \int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin qr}{qr} 4\pi r^2 dr \right|^2, \end{aligned} \quad (90.5)$$

где $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}}$ — сечение моттовского рассеяния на точечном ядре; V — объем ядра; r — расстояние от центра ядра; $\hbar q$ — 4-импульс, передаваемый при рассеянии*. Безразмерная величина

$$F = \int_V \rho(r) e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\tau = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr \quad (90.7)$$

называется электромагнитным формфактором ядра**. Из формулы (90.5) и (90.7) следует

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{распр}} = F^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}}, \quad (90.8)$$

т. е. значение F^2 является мерой неточечности ядра. Так как при малых q , т. е. больших r , ядро ведет себя как точечная система, то естественной нормировкой для величины F является $F(0) = 1$.

Из формулы (90.7) видно, что $\rho(r)$ и $F(q)$ связаны между собой преобразованием Фурье. Поэтому, обращая выражение (90.7), можно получить представление о структуре ядра, т. е. о распределении в нем электрического заряда $\rho(r)$:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int F(q^2) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} dq^3 = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) \sin(qr) q dq. \quad (90.9)$$

Естественно, что для обращения Фурье надо знать $F(q)$ во всем диапазоне изменения q . На самом деле этот диапазон ограничен сверху из-за существования максимальной энергии у рассеиваемых электронов: $0 \leq q \leq q_{\text{макс}}$.

* Как известно, для упругого рассеяния в системе центра инерции $\Delta E = 0$ и передаваемый 4-импульс просто выражается через обычный трехмерный импульс p и угол рассеяния θ

$$\Delta P = \hbar q = |\Delta \mathbf{p}| = 2p_0 \sin \theta/2, \quad (90.6)$$

q измеряется в фм^{-1} (1 фм^{-1} соответствует $p_0 = 197 \text{ МэВ}/c$).

** Аналогичное понятие (атомный фактор) используется при описании рассеяния электронов, рентгеновских лучей и нейтронов.

Поэтому фактически $\rho(r)$ находят методом подбора до наилучшего совпадения с экспериментом. Именно так было получено упомянутое в § 4 распределение Ферми для заряда в ядрах (см. рис. 28)

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/\delta}}, \quad (90.10)$$

где $R_0 = 1,08 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см; $\delta = 0,55 \cdot 10^{-13}$ см.

§ 91. Формфакторы нуклонов

В принципе рассмотренным выше методом можно изучать структуру протона, если $\lambda_e < R_p$. Однако в этом случае ($Z=1$) надо учитывать дополнительный эффект от взаимодействия электрона с магнитным моментом протона. (Для ядер с $Z \gg 1$ этот эффект пренебрежимо мал по сравнению с эффектом от взаимодействия электрона с зарядом.)

Так как пространственные распределения заряда и магнитного момента у протона могут быть различны (из-за наличия у него аномальной части магнитного момента, связанной с виртуальными π -мезонами), то для описания структуры протона надо вводить два разных формфактора:

$$F_1^{(p)}(q) = \frac{1}{e} \int \rho_e(r) e^{iqr} d\tau, \quad F_1^{(p)}(0) = 1; \quad (91.1)$$

$$F_2^{(p)}(q) = \frac{1}{\mu_{\text{ан}}} \int \mu(r) e^{iqr} d\tau, \quad F_2^{(p)}(0) = 1, \quad (91.2)$$

где $\mu_{\text{ан}} = 1,79 \mu_B$ — аномальная часть магнитного момента протона.

Первый формфактор называется формфактором Дирака. Он описывает распределение заряда и нормальной части магнитного момента ($\mu_{\text{норм}}^{(p)} = 1 \mu_B$). Второй формфактор (формфактор Паули) описывает распределение аномальной части магнитного момента.

Схема использования $F_1(q)$ и $F_2(q)$ такая же, как и в случае ядер. В основу кладется формула Розенблюта, описывающая рассеяние электрона на точечном протоне. Она отличается от формулы Мотта при $Z=1$ выражением в квадратных скобках, которое учитывает наличие у протона нормального (1) и аномального ($\mu_{\text{ан}}$) магнитных моментов:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Розенблют}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}} \left[1 + \left(\frac{\hbar q}{2mc} \right)^2 \left\{ 2(1 + \mu_{\text{ан}})^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \mu_{\text{ан}}^2 \right\} \right]. \quad (91.3)$$

Распределение заряда и аномального магнитного момента по объему протона учитывается введением формфактора F_1 и F_2 :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{распр}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}} \left[F_1^2 + \left(\frac{\hbar q}{2mc} \right)^2 \left\{ 2(F_1 + \mu_{\text{ан}} F_2)^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + \mu_{\text{ан}}^2 F_2^2 \right\} \right]. \quad (91.4)$$

Соотношение (91.4) является уравнением второй степени относительно $F_1(q)$ и $F_2(q)$. Для того чтобы из него получить значения $F_1(q)$ и $F_2(q)$, надо сделать измерение $d\sigma/d\Omega$ для двух пар значений углов рассеяния и энергии электрона (θ_1, T_1 и θ_2, T_2), соответствующих одному и тому же q . Результат каждого из этих измерений дает эллипс возможных значений $F_1(q)$ и $F_2(q)$ на плоскости F_1, F_2 (рис. 355), а пересечение этих эллипсов в первом квадранте — искомые значения $F_1(q)$ и $F_2(q)$. Для контроля можно сделать измерения для третьей пары значений θ_3 и T_3 (при том же q). Эллипс, соответствующий этому измерению, должен пройти через ту же точку пересечения.

Формфакторы нейтрона получают аналогичным образом из сравнения результатов рассеяния электронов на протоне и дейтроне*. Так как полный заряд нейтрона равен нулю, то

$$F_1^{(n)}(0) = 0 \quad [\text{но } F_2^{(n)}(0) = 1].$$

Ниже приведены результаты измерения формфакторов протона и нейтрона, полученные на разных этапах исследования (при разных предельных значениях $q_{\text{макс}}$).

1. РАДИУС НУКЛОНА

В первой серии экспериментов, проведенных в 1955—1961 гг. с электронами, энергия которых доходила до 1,3 ГэВ, были

* При $\lambda_e \ll R_d$ можно считать, что интерференция между рассеянием электронов на протоне и нейтроне дейтрона отсутствует, вследствие чего

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(e+d) \approx \frac{d\sigma}{d\Omega}(e+p) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(e+n).$$

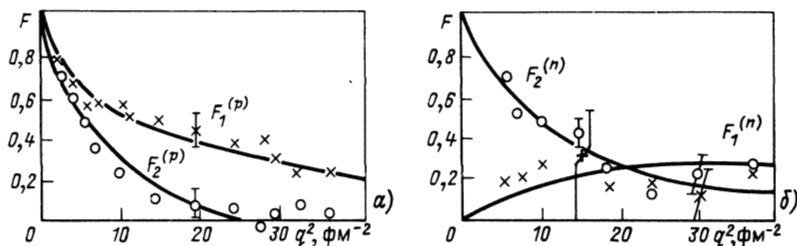


Рис. 356

получены формфакторы протона и нейтрона в интервале изменения $0 \leq q^2 \leq 40 \text{ фм}^{-2}$.

Быстрое убывание кривой $F(q)$ с ростом q свидетельствует о «размазанности» заряда и магнитного момента по объему нуклона (для точечного нуклона должно быть $F(q)=1$ при всех q). Чем круче идет кривая $F(q)$, тем шире распределение заряда и магнитного момента.

Разложив $F(q)$ в ряд по малым q , получим

$$\begin{aligned}
 F(q) &= \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \rho(r) \left\{ qr - \frac{(qr)^3}{6} + \dots \right\} r dr = \\
 &= \int_0^\infty \rho(r) 4\pi r^2 dr - \frac{1}{6} q^2 \int_0^\infty r^2 \rho(r) 4\pi r^2 dr + \dots = F(0) - \frac{1}{6} q^2 \overline{r^2}, \quad (91.5)
 \end{aligned}$$

где $F(0)$ — полный заряд (или аномальный магнитный момент). При выбранной выше нормировке

$$F_1^{(p)}(0) = F_2^{(p)}(0) = F_2^{(n)}(0) = 1; \quad F_1^{(n)}(0) = 0.$$

Из рис. 356 и формулы (91.5) были получены следующие значения среднеквадратичного радиуса распределения заряда и аномального магнитного момента в протоне (рис. 356, а) и нейтроне (рис. 356, б):

$$a_3^p = a_m^p = a_m^n = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad a_3^n = 0.$$

2. МОДЕЛЬ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

В 1963 г. были получены результаты для q^2 до 125 фм^{-2} , из которых следовало, что формфакторы при больших q^2 продолжают плавно стремиться к нулю по закону $\sim 1/q^2$. Это означает, что плотности заряда и тока (магнитного момента) в нуклоне также изменяются плавно. Распределение плотности заряда и магнитного момента в протоне и маг-

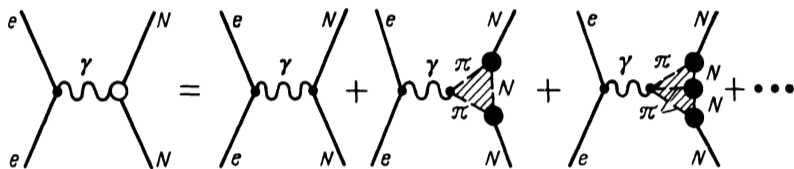


Рис. 357

нитного момента в нейтроне носит экспоненциальный характер со среднеквадратичным радиусом 0,8 фм. Результаты, относящиеся к распределению заряда в нейтроне, менее однозначны. Полученные результаты были интерпретированы в модели векторной доминантности.

Взаимодействие быстрых электронов с пространственно протяженным нуклоном можно описать на языке фейнмановских диаграмм при помощи рис. 357. Левая часть этого рисунка изображает суммарный эффект взаимодействия, который состоит из ряда «слагаемых», изображенных справа (после знака равенства). Первое «слагаемое» описывает взаимодействие электрона (в однофотонном приближении) с точечным нуклоном, второе учитывает взаимодействие виртуального фотона с двумя виртуальными π -мезонами из мезонного облака нуклона, третье — с тремя π -мезонами и т. п.

Теоретический расчет (названный моделью векторной доминантности) показал, что при помощи этой схемы можно получить примерное согласие с экспериментальными результатами по формфакторам, если предположить, что между виртуальными π -мезонами существует сильное резонансное взаимодействие, позволяющее рассматривать пары и тройки π -мезонов как некие новые частицы — векторные мезоны (штриховка на рис. 357).

Векторные мезоны имеют такие же спин и четность (1^-), как и фотон (благодаря чему он и может «превращаться» в один из них), но отличную от нуля массу.

Из характера убывания (закон $1/q^2$) формфакторов с ростом q было предсказано, что масса векторных мезонов должна быть порядка $5m_\pi$, т. е. больше суммы масс π -мезонов, образующих это резонансное состояние. Таким образом, в модели векторной доминантности были предсказаны нестабильные частицы — резонансы с определенными свойствами. Позднее такие частицы (со спином и четностью 1^- и массами $m = 5,5 \div 7,5m_\pi$) были действительно обнаружены (см. § 112, п. 6).

Это был очень большой успех модели векторной доминантности, однако, забегая вперед, необходимо заметить, что количественная сторона модели оказалась под сомнением,

после того как появились более поздние данные о формфакторах нуклонов при еще более высоких значениях q^2 . Рассмотрим эти новые данные.

3. УПРУГОЕ $(e-N)$ -РАССЕЯНИЕ ПРИ $q^2 > 175 \text{ фм}^{-2}$. МАСШТАБНЫЙ ЗАКОН

Наибольшие достижения в исследовании $(e-N)$ -рассеяния были получены на Станфордском двухмиллион линейном ускорителе электронов (SLAC) с максимальной энергией $E_e^{\text{макс}} = 21 \text{ ГэВ}$. Ускоритель представляет собой вакуумную трубу длиной в две мили (отсюда название ускорителя) с 245 клистродами и многочисленными фокусирующими магнитными линзами (через каждые 100 м)*. На выходе имеется система из фокусирующих и отклоняющих магнитов и коллиматоров. Мишени — жидководородная и жидкодейтериевая.

Спектрометры состоят из магнитов, отклоняющих электроны в горизонтальном и вертикальном направлениях, счетчиков, состоящих из нескольких сотен полосок полупрозрачного пластика, и электронной вычислительной машины, подключенной on line (т. е. непосредственно к выходу спектрометра). Мерой импульса является вертикальное отклонение пучка, мерой угла — горизонтальное. Было достигнуто разрешение

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{m_\pi c^2}{E_e^{\text{макс}}} = \frac{0,14}{21} = 0,007 \text{ и } \Delta\theta = 3',$$

которое позволяет заметить рождение одного π -мезона в процессе неупругого рассеяния электрона.

На этой установке начиная с 1966 г. изучалось как упругое, так и неупругое рассеяние электронов на нуклонах при q^2 до нескольких сотен фм^{-2} .

Современные результаты по упругому рассеянию электронов на нуклонах интерпретируются при помощи более удобных формфакторов G_E и G_M , которые следующим образом выражаются через введенные выше F_1 и F_2 :

$$G_E = F_1 + \tau \mu_{\text{ан}} F_2; \quad G_M = F_1 + \mu_{\text{ан}} F_2, \quad (91.6)$$

где

$$\tau = \frac{q^2}{4m_N^2}; \quad \mu_{\text{ан}}^{(p)} = 1,79; \quad \mu_{\text{ан}}^{(n)} = -1,91.$$

* О других работающих и строящихся электронных ускорителях см. кн. 1, с. 22—23 и кн. 2, с. 369—370.

Формфактор G_E характеризует распределение электрического заряда, формфактор G_M — распределение магнитного момента. Эти формфакторы нормируются следующим образом:

$$G_E^{(p)}(0) = 1; \quad G_E^{(n)}(0) = 0; \quad G_M^{(p)}(0) = 2,79; \quad G_M^{(n)}(0) = -1,91.$$

Удобство новых формфакторов в том, что формула Розенблюта выражается через них в особенно простом виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{распр}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + \tau G_M^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (91.7)$$

При $q = \text{const}$ эта формула принимает вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{распр}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[a + b \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (91.8)$$

где a и b — константы. Таким образом, при $q = \text{const}$ отношение

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{эксп}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}}$$
 является линейной функцией $\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$. Параметры

этой прямой позволяют найти G_E и G_M .

Основные результаты, полученные для упругого рассеяния, были сформулированы в виде следующего соотношения для формфакторов (так называемый масштабный закон):

$$G_E^{(p)} = \frac{G_M^{(p)}}{|\mu_p|} = \frac{G_M^{(n)}}{|\mu_n|} = G(q^2) = \left(\frac{1}{1 + q^2/0,71} \right)^2; \quad G_E^{(n)} = 0. \quad (91.9)$$

Из этого соотношения следует, что:

- 1) протон и нейтрон имеют сходную структуру;
- 2) имеется связь между распределением заряда и магнитного момента;
- 3) $G(q^2) \sim 1/q^4$.

Новые результаты и на этот раз не затронули значений среднеквадратичных радиусов нуклонов. Формфактору $G(q^2) = \left(\frac{1}{1 + q^2/0,71} \right)^2$ соответствует экспоненциальное распределение заряда и магнитного момента вида

$$f(r) = 3,06e^{-4,25r}, \quad (91.10)$$

для которого получается $a = \sqrt{\bar{r}^2} = 0,815$ фм. Однако закон $G(q^2) \sim 1/q^4$ противоречит модели векторной доминантности, которая требует закона $1/q^2$. Объяснение закона $1/q^4$ является одной из трудных задач современной физики элементарных частиц (см. п. 4).

4. НЕУПРУГОЕ ($e-N$)-РАССЕЯНИЕ. ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

Очень интересные результаты были получены при исследовании неупругого рассеяния электронов на протонах. На рис. 358 изображен энергетический спектр рассеянных элект-

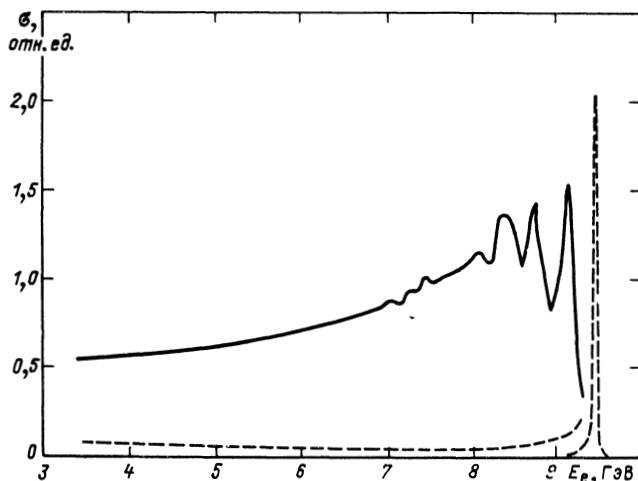


Рис. 358

ронов с первоначальной энергией 10 ГэВ. Штриховая линия относится к упругому рассеянию *, сплошная — к неупругому. На правой части неупругого спектра видны максимумы, соответствующие «возбуждению» нуклона, т. е. образованию пион-нуклонных резонансов (подробнее о них см. § 112, п. 5), левая же его часть, соответствующая глубокому неупругому рассеянию, имеет непрерывный характер.

Сравнительное изучение обоих спектров показало, что с ростом q одновременно уменьшается высота упругого и неупругих максимумов. Отсюда можно сделать заключение о том, что размеры нуклона в основном и возбужденном состояниях сравнимы между собой. Совершенно иначе ведет себя непрерывная часть неупругого спектра. Измерения показали, что с ростом q^2 от 0 до 175 фм^{-2} , когда сечение упругого рассеяния уменьшается в 10^4 раз, сечение неупругого рассеяния уменьшается только в 20 раз.

* Высота упругого максимума уменьшена в 5 раз. «Хвост» слева от упругого максимума объясняется испусканием мягких фотонов электронами.

Замедленный спад $\sigma_{\text{неупр}}$ при $(e-N)$ -рассеянии наводит на мысль о точечном рассеивателе, например, в виде так называемого керна, т. е. положительно заряженного ядра очень малых размеров (около 0,2 фм) в центре нуклона. Однако в этом случае столь же медленно должно спадать и $\sigma_{\text{упр}}$, чего не наблюдается.

Следовательно, можно предполагать существование в нуклоне какой-то необычной точечной структуры, проявляющейся только в неупругих процессах.

Объяснение медленного спада $\sigma_{\text{неупр}}$ в $(e-N)$ -рассеянии было дано Фейнманом, предложившим партонную модель нуклона (от слова part — часть). Согласно Фейнману нуклон в своей системе покоя является сложной частицей, состоящей из виртуальных точечных частей — партонов.

Партонами могли бы быть, например, широко известные гипотетические частицы — кварки (см. гл. XXII). Энергия связи нуклона сравнима с массой партонов. Этой связью определяется их импульс в нуклоне $k_{\text{макс}}$.

Если рассматривать взаимодействие в системе координат, где импульс нуклона $p_N \rightarrow \infty$, то поперечный импульс $p_{\perp}$, обусловленный $k_{\text{макс}}$, окажется много меньше продольного. Другими словами, можно считать, что в этой системе координат нуклон в какой-то степени похож на облако свободно движущихся со скоростью $v \approx c$ партонов (рис. 359).

Рис. 359

Из-за релятивистского замедления времени существование виртуальных партонов как свободных объектов оказывается достаточно длительным по сравнению с временем неупругого взаимодействия Δt^* . Поэтому неупругое взаимодействие происходит как бы с отдельным партоном (а не со всем нуклоном в целом). Это и создает эффект рассеяния на точечном объекте.

Партонная модель качественно подтверждается сходством в поведении сечения неупругого рассеяния электронов на протонах и нейтронах, а также аномально большим сечением $(e^+ - e^-)$ -аннигиляции при высоких энергиях (встречные пучки). Этот процесс является как бы обратным глубоко неупругому рассеянию**.

* Неупругое взаимодействие характеризуется большой передачей энергии ΔE , т. е. малой длительностью $\Delta t \approx \hbar/\Delta E$.

** Более подробно с материалом гл. XVI можно познакомиться в следу-

Закон $G(q^2) \sim 1/q^4$ также может быть истолкован в пользу партон-кварковой модели, согласно которой при больших q должно быть $G(q^2) \sim q^{-2(n-1)}$, где n — минимальное число кварков, составляющих адрон. Так как согласно кварковой модели для нуклона $n=3$, то $G(q^2) \sim 1/q^4$.

§ 92. Краткое заключение к гл. XVI

В гл. XVI рассмотрен вопрос о структуре нуклонов и ядра. Первоначальное представление о структуре (неточности) протона и нейтрона возникло в связи с обнаружением у них аномальных значений магнитных моментов: $\mu_p = 2,79\mu_B$ (вместо $1\mu_B$) и $\mu_n = -1,91\mu_B$ (вместо нуля). Простейшее объяснение этой аномалии, предложенное Ферми, заключается во введении представления о нуклоне как о сложной системе, состоящей из идеализированного «голово» нуклона с нормальным значением магнитного момента и π -мезонного облака, вносящего аномальную часть магнитного момента. В этой схеме протон и нейтрон должны иметь распределенные электрический заряд и магнитный момент, которые можно обнаружить экспериментально, если исследовать рассеяние достаточно быстрых электронов ($\lambda = h/p < R_N$) на нуклоне. Аналогично, изучив рассеяние электронов на ядре, можно получить распределение электрического заряда по его объему.

Идея извлечения информации о распределенных зарядах и магнитных моментах заключается в сравнении $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{эксп}}$ с $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{теор}}$, вычисленных по формуле Мотта (для ядра) или Розенблюта (для нуклона) в предположении отсутствия структуры. В случае атомного ядра сравнение приводит к выражению

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{эксп}} = F^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{Мотт}},$$

где безразмерная величина $F = \int \rho(r) e^{iqr} dr$ называется электромагнитным фактором ядра (r — расстояние от центра ядра, q — 4-импульс, передаваемый при рассеянии). Обращением выражения для $F(q)$ по Фурье было получено распределение заряда $\rho(r)$ в атомном ядре:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/\delta}},$$

ющих статьях и книгах: Дрелл С. Партоны и глубоко неупругие процессы при высоких энергиях // Успехи физ. наук. 1972. Т. 106. Вып. 2. С. 331—336; **Жакоб М., Ландшюфф П.** Внутренняя структура протона // Успехи физ. наук. 1981. Т. 133. Вып. 3. С. 505—524; **Кендал Г., Пановский В.** Структура протона и нейтрона // Успехи физ. наук. 1972. Т. 106. Вып. 2. С. 315—331; **Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц:** Пер. с англ./Под ред. А. М. Балдина. М.: Мир, 1969.

где $R_0 = 1,08 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см; $\delta = 0,55 \cdot 10^{-13}$ см.

В случае нуклона связь между $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{эсп}}$ и $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)_{\text{теор}}$ дается более сложным выражением, в состав которого входят (в виде квадратичной формы) два формфактора G_E и G_M . Один из них описывает распределение заряда, другой — магнитного момента. Анализ поведения формфакторов в зависимости от q^2 показал, что протон и нейтрон имеют сходную структуру и одинаковые среднеквадратичные радиусы — около $0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Распределение электрического заряда и магнитного момента в нуклоне носит экспоненциальный характер.

Изучение неупругого рассеяния электронов на протонах привело к партонной модели нуклонов.

Глава XVII

АНТИНУКЛОНЫ И АНТИЯДРА

§ 93. Зарядовое сопряжение. Частицы и античастицы. С-четность. Истинно нейтральные частицы

Как известно, анализ релятивистского квантовомеханического уравнения для электронов привел Дирака к предсказанию существования в природе зарядово-сопряженной частицы — позитрона (см. § 100). Когда в 1932 г. позитрон был обнаружен в составе космических лучей, его называли античастицей электрона. На примере электрона и позитрона было впервые экспериментально показано, что природа симметрична относительно существования частиц и античастиц.

Основной результат теории Дирака — получение решения для зарядово-сопряженных частиц — сохраняется и в теориях, построенных для описания других элементарных частиц. Поэтому представление о симметрии природы относительно существования частиц и античастиц было распространено на все частицы как с полуцелым (фермионы), так и с целым (бозоны) спином. Из фермионов вскоре после позитрона (1938 г.) были открыты положительные и отрицательные мюоны (μ^+ и μ^-), являющиеся частицей и античастицей по отношению друг к другу (см. § 104), а из бозонов в 1947 г. π^+ - и π^- -мезоны (см. § 110). В настоящее время античастицы обнаружены для всех долгоживущих частиц, а также для многих нестабильных частиц — резонансов.

Симметрия природы относительно существования частиц и античастиц была названа принципом зарядового сопряжения. В первоначальной редакции принципа зарядового сопряжения предполагалось, что природа симметрична не только относительно существования, но и относительно любых (сильных, электромагнитных, слабых) взаимодействий частиц и античастиц. Из этой глобальной симметрии, в частности, следовало, что частица и античастица должны иметь тождественные массу, спин и время жизни и противоположные заряды (электрический, барионный, лептонный и др.). В 1956 г. было показано, что в слабых взаимодействиях зарядовая симметрия нарушается, что проявляется, например, в различии знака продольной поляризации у e^- и e^+ , а также у ν и $\bar{\nu}$ (левые e^- и ν и правые e^+ и $\bar{\nu}$). Однако упомянутые выше заключения о свойствах частиц и античастиц (m , s , τ , заряды) сохраняются. Теперь только они являются следствием не C -инвариантности, а CPT -инвариантности уравнений квантовой теории поля (см. также § 18, п. 8 и § 103, п. 3).

Операция зарядового сопряжения применима не только к заряженным, но и к нейтральным частицам, у которых также могут быть античастицы, отличающиеся от частиц. Так, у нейтрино, электрический заряд которого равен нулю, есть отличающаяся от него античастица — антинейтрино*. Эти две частицы различаются знаком лептонного заряда и соответственно характером взаимодействия (см. § 18, 103 и 105). Вместе с тем существует класс так называемых истинно нейтральных частиц, у которых все заряды равны нулю, вследствие чего их античастицы тождественно совпадают с самими частицами.

Примерами истинно нейтральных частиц являются γ -квант, π^0 -, η -, η' -, ρ^0 -, ω -, ϕ -, J/ψ - и Υ -мезоны. Истинно нейтральные частицы имеют определенную зарядовую четность C (положительную или отрицательную). Зарядовая четность π^0 -, η - и η' -мезонов положительна, так как их волновые функции при операции зарядового сопряжения переходят сами в себя:

$$\hat{C}\psi_{\pi^0} = \psi_{\pi^0}, \quad \hat{C}\psi_{\eta} = \psi_{\eta}, \quad \hat{C}\psi_{\eta'} = \psi_{\eta'}.$$

Зарядовая четность остальных частиц отрицательна, так как

$$\hat{C}\psi_{\gamma} = -\psi_{\gamma}, \quad \hat{C}\psi_{\omega} = -\psi_{\omega}, \quad \hat{C}\psi_{\Upsilon} = -\psi_{\Upsilon}$$

и т. п. (подробнее см. разделы, в которых описаны свойства перечисленных частиц).

Упомянем еще о некоторых свойствах частиц и античастиц. Их магнитные моменты равны по абсолютному значению,

* О теории, в которой предполагается, что $\bar{\nu} \equiv \nu$, см. § 108, п. 2.

но различаются знаком. Внутренняя четность античастицы — фермиона противоположна, а античастицы — бозона совпадает с внутренней четностью частицы. Наиболее характерными процессами для частиц и античастиц — фермионов являются их совместное рождение и взаимная аннигиляция при встрече. В процессе аннигиляции обычно вся или часть энергии покоя обеих частиц преобразуется в другие формы энергии. В процессе рождения пары частица — античастица обычно происходит обратный процесс преобразования кинетической энергии или энергии излучения в энергию покоя.

Античастицами нуклонов являются антипротон $\bar{p}$ и антинейтрон $\bar{n}$. В соответствии со сказанным выше антипротон должен иметь массу, спин и время жизни протона (т. е. быть столь же стабильным, как и протон), отрицательный электрический и барионный заряды, отрицательную внутреннюю четность и равный по значению, но противоположный по направлению магнитный момент. Аналогично должна существовать частица, зарядово-сопряженная нейтрону, антинейтрон с такими же, как у нейтрона, массой, спином и временем жизни, с нулевым электрическим зарядом, с отрицательным барионным зарядом и внутренней четностью и с магнитным моментом, равным по значению магнитному моменту нейтрона, но направленным противоположно. При встрече нуклона с антинуклоном должен происходить процесс их взаимной аннигиляции, т. е. превращение в другие частицы. В процессе аннигиляции выделяется огромная энергия, равная удвоенной энергии покоя $2m_N c^2$, которая переходит в энергию покоя, кинетическую энергию и энергию излучения (для γ и ν) новых частиц, образующихся в результате аннигиляции.

Заметим, что основная особенность античастиц (антипротона, антинейтрона, позитрона), заключающаяся в свойстве быстрой аннигиляции при попадании их в вещество, объясняется не какими-то специфическими свойствами античастиц по сравнению со свойствами частиц (как те, так и другие в равной степени обладают свойствами аннигилировать при встрече со своим зарядово-сопряженным партнером), а несимметрией устройства нашего мира.

Действительно, все атомы состоят из электронов, протонов и нейтронов. Поэтому позитрон, антипротон или антинейтрон, попадая в вещество, неизбежно встретятся с одним из бесчисленного множества своих зарядово-сопряженных партнеров, в результате чего произойдет аннигиляция.

Можно себе представить мир, устроенный из античастиц, — антимир. Атомы в этом мире состояли бы из позитронов, антипротонов и антинейтронов и, так же как обычные атомы, обладали бы свойством стабильности. Зато электрон, протон

и нейтрон вели бы себя в антимире подобно античастицам в нашем мире: они быстро аннигилировали бы при попадании в антивещество антимира.

Если отвлечься от несимметричного устройства нашего мира, то античастица является столь же стабильной, как и частица. Например, позитрон и антипротон стабильны в вакууме.

Реакция аннигиляции — это реакция нового типа, сопровождающаяся «исчезновением» нуклона и антинуклона и образованием новых частиц (π -мезонов или реже — K -мезонов и γ -квантов). Разумеется, как и в процессе аннигиляции позитрона, речь идет не об исчезновении, а о переходе вещества и энергии из одной формы в другую.

Новый ядерный процесс должен подчиняться законам, которые описывают рассмотренные ранее ядерные процессы, в частности закону сохранения барионного заряда. Только, записывая процессы с участием антинуклонов, последним надо приписывать отрицательный барионный заряд $B_{\bar{N}} = -1$. Таким образом, обобщенный закон сохранения барионного заряда гласит: в ядерных процессах с участием нуклонов и антинуклонов сохраняется разность их количества.

В соответствии с этим образованием антинуклонов в нуклон-нуклонных соударениях возможно по схеме

$$N + N \rightarrow N + N + \bar{N}. \quad (93.1)$$

Из этого уравнения следует, что образование антинуклона может происходить только вместе с нуклоном, подобно тому как при рождении $(e^+ - e^-)$ -пары позитрон образуется только вместе с электроном. При этом по отношению к процессам рождения и аннигиляции оба типа нуклонов (p и n) и антинуклонов ($\bar{p}$ и $\bar{n}$) выступают симметричным образом. Это означает, что процесс аннигиляции наблюдается при столкновении любого нуклона (p или n) с любым антинуклоном ($\bar{p}$ и $\bar{n}$). То же относится и к процессу их совместного образования. (Разумеется, при составлении соответствующих уравнений надо учитывать закон сохранения электрического заряда.)

В связи с парным рождением нуклона и антинуклона энергетический порог образования антинуклона $T_{\text{мин}}$ оказывается значительно выше его энергии покоя. Он может быть вычислен по формуле*

$$T_{\text{мин}} = \frac{(M_2 c^2)^2 - (M_1 c^2)^2}{2M c^2}, \quad (93.2)$$

* Формулу (93.2) легко получить, приравняв между собой два выражения для инварианта $E^2 - P^2 c^2$ (E — полная энергия, P — полный импульс взаимодействующих частиц): в л. с. к. — до взаимодействия и в с. ц. и. — после него.

где M_2 — масса образующихся частиц; M_1 — масса сталкивающихся частиц; M — масса частицы-мишени. Для процесса (93.1) и (93.2) получаем

$$T_{\text{мин}} = \frac{(4m_p c^2)^2 - (2m_p c^2)^2}{2m_p c^2} = 6m_p c^2 \quad (93.3)$$

или 5,6 ГэВ.

Существуют причины, из-за которых порог образования антинуклонов может снизиться, — это внутреннее движение нуклонов ядра мишени и образование антинуклонов через посредство предварительно возникающих π -мезонов. Однако порог и в этих случаях получается приблизительно равным 4 ГэВ*. Поэтому не удивительно, что антинуклоны долго не удавалось обнаружить**.

§ 94. Антипротон

Антипротон был обнаружен в 1955 г. американскими физиками Сегре, Чемберленом, Вигандом и Эпсилантисом. Схема опыта изображена на рис. 360. В камере бэватрона*** бомбардировалась медная мишень M протонами с энергией 4,3—6,2 ГэВ. На пути предполагаемого полета антипротонов построили коллиматор, по обе стороны которого были расположены магнитные фокусирующие линзы $L1$ и $L2$ и отклоняющие магниты $M1$ и $M2$, рассчитанные так, чтобы при заданной величине магнитного поля через них могли проходить частицы, имеющие единичный отрицательный заряд и вполне определенный импульс $p=1,19$ ГэВ/с. Кроме антипротонов этим условиям удовлетворяют отрицательные π -мезоны, в огромном количестве рождающиеся при бомбардировке мишени пучком протонов с $T_p=6,2$ ГэВ (60 000 π -мезонов на 1 антипротон).

Для выделения из мощного потока π -мезонов ничтожно малого количества антипротонов использовались быстродействующие сцинтилляционные счетчики $C1$ и $C2$, которые позволяли измерять время пролета частицей расстояния между счетчиками (около 12 м). Так как пролетное время t антипротона и π^- -мезона с данным импульсом из-за большого

* Учет обоих факторов снижает порог примерно до 3 ГэВ.

** Несколько случаев, напоминающих образование антипротонов, было зарегистрировано с помощью камеры Вильсона и фотоэмульсий, облученных космическими лучами до открытия антипротона на ускорителе. Однако интерпретация этих случаев была неоднозначна.

*** Название ускорителя протонов в Беркли (США) на энергию 6,3 ГэВ.

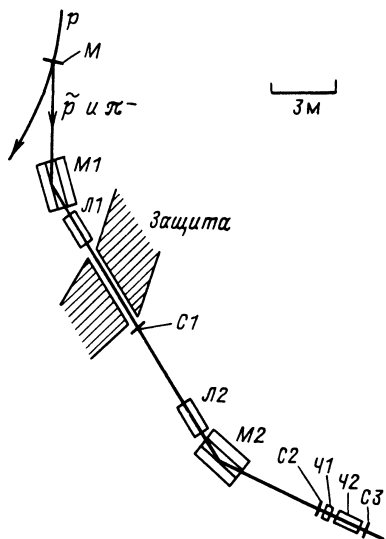


Рис. 360

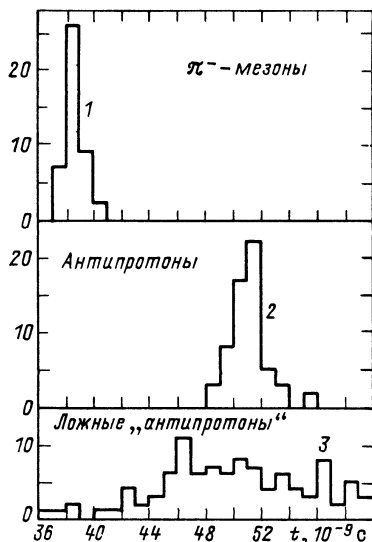


Рис. 361

различия в массе значительно различаются ($51 \cdot 10^{-9}$ и $40 \cdot 10^{-9}$ с соответственно), то отбор по времени пролета в принципе позволяет надежно отсортировать π -мезонные импульсы от импульсов, обусловленных прохождением антипротонов. Однако π^- -мезонов очень много, поэтому велика вероятность того, что при последовательном прохождении через систему двух π -мезонов в счетчиках $C1$ и $C2$ возникнут импульсы со сдвигом, соответствующим времени пролета антипротона. Для того чтобы можно было исключить такие ложные импульсы, в систему был включен черенковский счетчик $Ч2$, который регистрировал частицы, имеющие скорость, соответствующую скорости антипротона с заданным импульсом ($0,75 < \beta < 0,78$), и, следовательно, не срабатывал при прохождении через него π -мезонов с данным импульсом ($\beta = 0,99$).

Счетчики $C1$, $C2$, $Ч2$ были включены в схему совпадений вместе со сцинтилляционным счетчиком $С3$, импульс в котором указывал на то, что частица не испытывала рассеяния в счетчике $Ч2$ и, следовательно, не отклонялась от заданной траектории при выходе из установки. Таким образом, описанная установка позволяла производить двойной отбор антипротонов от π^- -мезонов: по времени пролета при помощи счетчиков $C1$ и $C2$ и по скорости при помощи счетчика $Ч2$. Однако небольшой процент π^- -мезонов, испытавших рассеяние в счетчике $Ч2$, все же может быть им зарегистрирован, так

как в процессе рассеяния изменяется направление движения π^- -мезона, т. е. условия работы черенковского счетчика (см. § 27). Для устранения этих ложных импульсов служил счетчик Ч1, отбиравший частицы с $\beta > 0,79$, т. е. срабатывавший при прохождении через него π^- -мезона ($\beta = 0,99$). Таким образом, все случаи прохождения через систему ложных «антипротонов» могли быть легко отброшены, так как они сопровождались импульсом в счетчике Ч1.

На рис. 361 показаны графики зависимости числа зарегистрированных случаев при различных настройках системы счетчиков С1, С2. Кривая 1 соответствует настройке системы на регистрацию π^- -мезонов (пролетное время $40 \cdot 10^{-9}$ с); кривая 2 — на регистрацию антипротона (пролетное время $51 \cdot 10^{-9}$ с); кривая 3 соответствует случаям, когда имеются сигналы от счетчика Ч1. Всего в первом опыте было зарегистрировано 60 антипротонов.

Надежность рассмотренной методики легко проверить. Для этого достаточно изменить направление магнитных полей в фокусирующих и отклоняющих магнитах и направить в установку протоны с таким же импульсом $p = 1,19$ ГэВ/с, как и у антипротонов. Тогда при тождественности масс антипротона и протона обе частицы должны одинаковым образом проходить через систему магнитов и счетчиков при изменении параметров этой системы. На рис. 362 произведено сравнение числа прошедших протонов и антипротонов при таком изменении полей в магнитах, которое приводит к небольшому изменению условия фокусировки для импульса и не меняет величины β . Другими словами, система настраивалась на значение массы, несколько отличающейся от массы протона. Из хорошего совпадения обеих экспериментальных кривых следует, что масса антипротона не может отличаться от массы протона более чем на 5%.

В последующих опытах это отличие уменьшилось до 1%, и в настоящее время нет никаких оснований сомневаться в тождественности масс протона и антипротона.

Предварительные результаты измерений магнитного момента антипротона также не противоречат ожидаемой величине ($\mu_p = -\mu_p$). Эти измерения были выполнены при помощи водородной пузырьковой камеры с магнитным полем, в котором наблюдалась прецессия оси поляризации антипротона.

Известно, что в процессе нуклон-нуклонного рассеяния (благодаря спин-орбитальному взаимодействию) возникает поляризация спина рассеянного нуклона перпендикулярно плоскости рассеяния (см. § 86, п. 5). Эта поляризация обнаруживается при втором рассеянии по асимметрии рассеяния в плос-

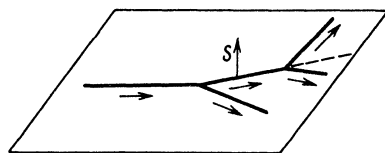
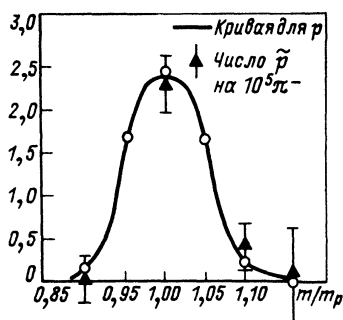


Рис. 363



Рис. 362

кости первого рассеяния относительно направлений влево — вправо (рис. 363). При этом для частиц, рассеявшихся первый раз налево, при втором рассеянии наблюдается преимущественно левое рассеяние, для частиц, рассеявшихся первый раз направо, — правое.

Аналогичный эффект асимметрии второго рассеяния должен наблюдаться и для антипротонов. Последние, так же как и протоны, имеют спин $1/2$, который может ориентироваться при рассеянии в результате спин-орбитального взаимодействия. Опыт подтвердил это заключение и показал, что поляризация антипротонов при рассеянии на углы от 6 до 25 (в с. ц. и.) достигает 50% .

Для определения магнитного момента антипротона было использовано явление прецессии спина во внешнем магнитном поле. Как известно, при помещении частицы со спином, отличным от нуля, во внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ благодаря взаимодействию магнитного момента частицы с полем возникает прецессия спина вокруг направления поля с ларморовской частотой

$$\omega_L = \frac{e}{2mc} \gamma H, \quad (94.1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, а m — масса частицы. Таким образом, если среди случаев двойного рассеяния антипротонов отбирать случаи, для которых направление поляризации спина при первом рассеянии будет перпендикулярно направлению магнитного поля, то за время между первым и вторым рассеяниями спин антипротона должен повернуться из-за прецессии на определенный угол вокруг направления магнитного поля. Вместе со спином повернется и плоскость асимметрии второго рассеяния (так как асимметрия второго

рассеяния наблюдается всегда в плоскости, перпендикулярной спину). Измеряя угол поворота и зная время поворота (по пробегу между точками первого и второго рассеяний), можно из формулы (94.1) вычислить магнитный момент антипротона. Вычисления дали $-1,8\mu_B$, однако ожидаемое значение ($-2,79\mu_B$) не противоречит результатам эксперимента, так как он недостаточно точен.

Более точное значение магнитного момента антипротона ($-2,83 \pm 0,10\mu_B$) было получено в 1972 г. в результате измерения тонкой структуры для антипротонных атомов свинца и урана. Это значение согласуется с предсказаниями *CPT*-теоремы, в соответствии с которой $\mu_{\bar{p}} \equiv -\mu_p^*$.

§ 95. Антинейтрон

Как уже говорилось, антинейтрон отличается от нейтрона направлением магнитного момента: оно у антинейтрона совпадает с направлением спина. Благодаря этому электромагнитное взаимодействие антинейтрона отличается знаком от электромагнитного взаимодействия нейтрона. Однако наиболее существенным свойством антинейтрона (как и антипротона) является характер его ядерного взаимодействия с нуклонами, обусловленный тем, что барионный заряд антинейтрона $B_{\bar{n}} = -1$. Подобно антипротону антинейтрон при встрече с нуклоном аннигилирует с ним, в результате чего выделяется энергия

$$E = 2m_N c^2 \approx 1900 \text{ МэВ},$$

которая идет на образование π -мезонов или (с меньшей вероятностью) K -мезонов и (с еще меньшей) γ -квантов. Именно это свойство антинейтрона было использовано для его обнаружения.

Впервые антинейтрон наблюдался в 1956 г. в США Корком, Ламбертсоном, Пиччиони и Вентцелем, которые для получения антинейтронов использовали процесс перезарядки антипротонов при их взаимодействии с нуклонами:

$$\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n; \quad \bar{p} + n \rightarrow \bar{n} + n + \pi^- . \quad (95.1)$$

Схема опыта приведена на рис. 364. Антипротоны возникали в результате бомбардировки бериллиевой мишени бэватрона протонами с энергией 6,2 ГэВ. Как и в опыте по обнаружению антипротонов, отрицательные частицы с данным импульсом выделялись системой из отклоняющих магнитов (два) и фо-

* В 1959 г. Сегре и Чемберлену за открытие антипротона была присуждена Нобелевская премия по физике.

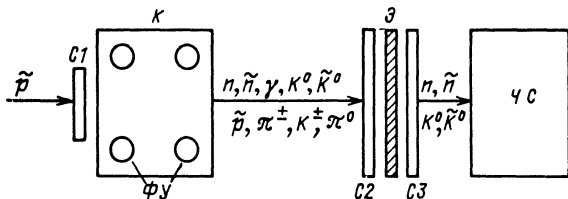


Рис. 364

кусирующих магнитных линз (пять). Отбор антипротонов из пучка отрицательных частиц производился по времени пролета с помощью шести сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений. Система позволяла выделять 5—10 антипротонов в минуту.

После прохождения антипротонами последнего счетчика *C1*, подтверждающего, что они идут в нужном направлении, антипротоны попадают в конвертер *K*, в котором возникают антинейтроны. Конвертер представляет собой сосуд, заполненный сцинтиллирующим раствором, который просматривается четырьмя фотоумножителями *ФУ*. При взаимодействии антипротона с веществом конвертера могут происходить следующие три процесса:

- 1) аннигиляция антипротона, сопровождающаяся образованием π - и K -мезонов и γ -квантов;
- 2) прохождение без ядерного взаимодействия;
- 3) перезарядка антипротона с образованием быстрых нейтронов, π^- -мезонов и антинейтронов.

В первом случае фотоумножители конвертера регистрируют мощный импульс аннигиляции, во втором — строго определенный импульс (50 МэВ), соответствующий ионизационным потерям антипротона в веществе конвертера, а в третьем — небольшой (меньше 50 МэВ) импульс перезарядки.

Таким образом, в результате взаимодействия антипротонов с веществом конвертера кроме антинейтронов $\bar{n}$ в нем возникают $\pi^{\pm}$ -мезоны, $K^{\pm}$ -мезоны, $\bar{K}^0$ -мезоны, γ -кванты и нейтроны n , которые вылетают из конвертера вместе с непрореагировавшими антипротонами $\bar{p}$.

Антинейтроны выделялись при помощи системы счетчиков, состоящей из двух сцинтилляционных счетчиков *C2* и *C3* (соединенных в схему антисовпадений) с помещенным между ними свинцовым экраном *Э* и одного черенковского счетчика *ЧС* (из свинцового стекла), просматриваемого шестнадцатью фотоумножителями. Счетчики *C2* и *C3* и свинцовый экран

отсекают все заряженные частицы, γ -кванты и π^0 -мезоны (распадающиеся на γ -кванты). Черенковский счетчик отделяет антинейтроны от нейтронов и нейтральных K -мезонов (по мощному световому импульсу аннигиляции).

Так как антинейтронов в процессе перезарядки возникает очень мало (0,003 на $1\bar{p}$), то описанный отбор импульсов может быть затруднен из-за наложения ряда малоэнергичных, но чаще возникающих импульсов от нейтральных K -мезонов и нейтронов. Для более точного отделения импульсов, вызванных антинейтронами, от фоновых сопоставлялись результаты, полученные в конвертере K и счетчике $ЧС$. На рис. 365 изображена экспериментальная кривая распределения числа импульсов в K в зависимости от их величины для тех случаев, когда в $ЧС$ возникает импульс от нейтральной частицы. Из рисунка видно, что большая часть импульсов в K имеет энергию $\epsilon < 100$ МэВ. Эта энергия и была выбрана в качестве граничной энергии, отделяющей случаи возникновения антинейтронов от фоновых случаев аннигиляции антипротона. (Штриховая кривая на рис. 365 соответствует прохождению антипротона через конвертер без взаимодействия.)

На рис. 366 изображена кривая распределения числа импульсов в счетчике $ЧС$ в зависимости от их энергии. Эта кривая (1) имеет невыразительный монотонно убывающий характер. Однако если из кривой 1 выделить импульсы, соответствующие энерговыделению $\epsilon < 100$ МэВ и $\epsilon > 100$ МэВ в конвертере, то она разделится на две кривые (2 и 3) с ярко выраженными максимумами в области высоких и низких энергий E соответственно. Так как $\epsilon < 100$ МэВ характеризует процесс образования в конвертере K антинейтронов, то соответствующая кривая 2 описывает процесс их аннигиляции в $ЧС$. Что касается кривой 3, соответствующей $\epsilon > 100$ МэВ, то она обусловлена фоновыми K^0 -мезонами, возникшими в K при аннигиляции антипротонов.

Для проверки сделанного заключения сняли счетчики $C2$ и $C3$ и свинцовый экран и в счетчик $ЧС$ пропустили антипротоны. Зарегистрированный спектр аннигиляции антипротонов совпал с кривой 2 (рис. 366). Для дополнительной проверки на счетчик $ЧС$ были направлены протоны с энергией 750 МэВ и π -мезоны с энергией 600 МэВ. И в том и в другом случае получились довольно узкие спектральные кривые с максимумами при $E = 100$ МэВ для протонов и $E = 200$ МэВ для π^- -мезонов. Таким образом, кривую 2 на рис. 366 можно окончательно считать спектром аннигиляции антинейтронов.

Антипротон и антинейтрон подобно нуклонам образуют изотопический дублет частиц с $T = 1/2$. В соответствии с уравнением (84.26)

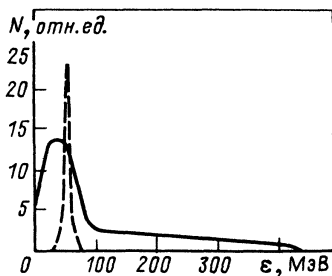


Рис. 365

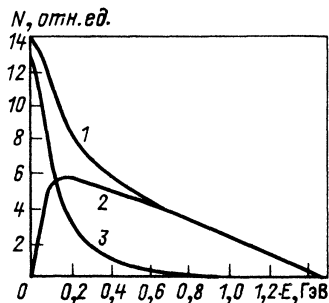


Рис. 366

$$z = T_{\zeta} + B/2$$

(в котором для антинуклонов $B = -1$) проекции вектора изотопического спина для антинуклонов имеют следующие значения:

$$(T_{\zeta})_{\bar{p}} = -1/2; (T_{\zeta})_n = +1/2. \quad (95.2)$$

Легко видеть, что здесь, как и во всех ранее рассмотренных случаях, знак заряженного члена дублета совпадает со знаком соответствующей ему проекции вектора $\mathbf{T}$ (это правило облегчает запоминание T_{ζ} для частиц).

Напомним еще раз остальные свойства антинуклонов:

$$B = -1; m_{\bar{N}} = m_N; s = 1/2;$$

$$z_{\bar{N}} = -z_N; \mu_{\bar{N}} = -\mu_N; P = -1. \quad (95.3)$$

Схема распада антинейтрона должна быть зарядово-сопряженной схеме распада нейтрона

$$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e, \quad (95.4)$$

причем период полураспада антинейтрона должен быть такой же, как у нейтрона:

$$T_{1/2}(\bar{n}) = T_{1/2}(n). \quad (95.5)$$

Антипротон, так же как и протон, стабилен.

§ 96. Взаимодействие антинуклонов с веществом

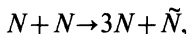
Открытие антинуклонов положило начало новой, широкой программе исследований в области физики элементарных частиц — изучению процессов взаимодействия антинуклонов с веществом. Сюда относятся процессы рождения антинуклонов

на нуклонах и ядрах при бомбардировке их разными частицами (нуклонами и π -мезонами), процессы рассеяния и перезарядки, процессы образования антигиперонов и других странных частиц, процессы аннигиляции и другие очень интересные явления.

Характер книги не позволяет подробно останавливаться на этих явлениях. Поэтому мы ограничимся лишь беглыми замечаниями относительно некоторых из них.

1. РОЖДЕНИЕ АНТИНУКЛОНОВ

Антинуклон рождается в паре с нуклоном. Кроме отмеченного выше процесса (93.1) образования антинуклона при соударении двух нуклонов



идущего при пороговой энергии нуклонов 5,6 ГэВ, существует другая удобная реакция



с более низким порогом 3,6 ГэВ.

Если образование антинуклонов происходит не на нуклоне, а в ядре, то учет энергии движения нуклонов ядра (так называемая фермиевская энергия, равная примерно 25 МэВ) приводит к снижению порога (в тех случаях, когда бомбардирующий нуклон и нуклон ядра двигаются навстречу друг другу). Порог реакции (93.1) снижается с 5,6 до 4,3 ГэВ, а порог реакции (96.1)—с 3,6 до 2,85 ГэВ.

Следует заметить, что пороги образования антинуклонов в нуклон-нуклонных и нуклон-ядерных соударениях значительно снижаются, если процесс идет через посредство предварительно возникающих π -мезонов.

В этом случае порог реакции на нуклоне снижается до 4,05 ГэВ, а на ядре—до 3,1 ГэВ.

Таким образом, порог рождения антинуклонов на ядре значительно ниже, чем на нуклоне. Однако опыт показал, что количество антипротонов, возникающих в обоих случаях, практически совпадает. По-видимому, это объясняется большим поглощением антинуклонов в том самом ядре, где они образуются.

2. АННИГИЛЯЦИЯ АНТИНУКЛОНОВ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Различие барионных зарядов нуклона и антинуклона приводит к тому, что они при встрече аннигилируют с освобождением энергии $2m_N c^2$. При этом в отличие от аннигиляции

позитрона, когда энергию уносят γ -кванты, аннигиляция антинуклонов сопровождается возникновением π -мезонов (95%) и K -мезонов (5%). Наблюдение аннигиляционных звезд в фотоэмульсии показывает, что в среднем на одну звезду испускаются около трех заряженных π -мезонов, каждый из которых уносит энергию примерно 200—250 МэВ. Если учесть, что кроме заряженных возникают нейтральные π -мезоны и что часть π -мезонов поглощается ядром, то среднее число π -мезонов, возникающих при аннигиляции, будет около пяти. Малая доля поглощенных π -мезонов указывает на то, что аннигиляция происходит в тонком поверхностном слое ядра (при взаимодействии антинуклона с поверхностными нуклонами ядра).

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИПРОТОНОВ С НУКЛОНАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Создание антипротонных пучков на крупнейших ускорителях в Брукхейвене, Серпухове, Батавии и Женеве, включая $p\bar{p}$ -коллайдеры (см. ниже), позволило получить зависимость полных сечений для $\bar{p}p$ - и $\bar{p}n$ -взаимодействий в широком интервале энергий антипротонов (в диапазоне $0,3 < p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} < 2 \cdot 10^5$ ГэВ/с для $\bar{p}p$ -взаимодействия и несколько меньшем для $\bar{p}n$). Полученные результаты схематически показаны на рис. 444. Из рисунка видно, что $\sigma_{\text{полн}}^{\bar{p}p}$ круто падает от 65 мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} = 5$ ГэВ/с до 42 мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} \approx 2 \cdot 10^2$ ГэВ/с, а затем снова растет, сближается с $\sigma_{\text{полн}}^{pp}$ при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} \approx 2 \cdot 10^3$ ГэВ/с и поднимается примерно до 60 мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} \approx 2 \cdot 10^5$ ГэВ/с. Аналогичным образом ведет себя (в измеренном диапазоне $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}}$) и полное сечение $\bar{p}n$ -взаимодействия.

Сближение полных сечений $\sigma_{\text{полн}}^{NN}$ и $\sigma_{\text{полн}}^{\bar{p}p}$ с ростом энергии подтверждает теорему Померанчука о предельном равенстве сечений взаимодействия частицы и античастицы с одной и той же мишенью при ультрарелятивистских энергиях.

Общий вид кривой энергетической зависимости сечения упругого рассеяния антипротонов на протонах сходен с кривой энергетической зависимости для полного сечения: $\sigma_{\text{упр}}^{\bar{p}p} \approx 16$ мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} = 5$ ГэВ/с, падает до 7 мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} = 2 \cdot 10^2$ ГэВ/с и растет до 13 мб при $p_{\text{лаб}}^{\bar{p}} = 2 \cdot 10^5$ ГэВ/с.

Другая компонента полного сечения — сечение аннигиляции $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$ при низких энергиях — составляет значительную часть полного сечения и существенно превышает $\sigma_{\text{упр}}^{\bar{p}p}$ (при $T_{\bar{p}} = 50$ МэВ $\sigma_{\text{полн}}^{\bar{p}p} = 225$ мб, $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p} = 150$ мб, $\sigma_{\text{упр}}^{\bar{p}p} = 75$ мб). С ростом энергии $\sigma_{\text{анн}}^{\bar{p}p}$ быстро падает, а множественность рожденных в процессе аннигиляции частиц (главным образом, π -мезонов) растет (до 30 при энергии $S\bar{p}\bar{p}S$ -коллайдера 2×270 ГэВ).

4. $Spp\bar{S}$ -КОЛЛАЙДЕР

Очень крупный шаг в физике антипротонов был сделан в 1978 г., когда в ЦЕРНе удалось осуществить эксперимент по длительному (85 ч) удержанию антипротонов в магнитном кольце. Это достижение позволило в дальнейшем построить два ускорителя со встречными $\bar{p}p$ -пучками на энергию $2 \times 31,4$ ГэВ и 2×270 ГэВ. В 1981 г. эти ускорители (их назвали соответственно $\bar{p}p$ - и $Spp\bar{S}$ -коллайдером*) были запущены. В программу работ $p\bar{p}$ -коллайдеров входят изучение процессов рассеяния и аннигиляции, множественного рождения частиц, поиски $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, тяжелых кварков, монополя и других тяжелых частиц, исследование кварковой структуры адронов и др. (подробнее см. § 87, п. 2 и § 130, п. 4).

5. АНТИПРОТОННЫЙ КОМПЛЕКС LEAR

В 1983 г. в ЦЕРНе вступил в строй антипротонный комплекс LEAR (Low Energy Antiproton Ring), который с самого начала давал чистый (без примеси других частиц) высокоинтенсивный моноэнергетичный антипротонный пучок, параметры которого были дополнительно улучшены в результате реконструкции 1988 г. и в настоящее время характеризуются следующими цифрами: интенсивность $3 \cdot 10^6 \bar{p}/c$, импульс 0,06—2 ГэВ/с, разброс в импульсе $\Delta p/p = 10^{-4}$. Интересно отметить, что в отличие от других накопительных колец антипротоны в LEAR не ускоряются, а замедляются. Антипротонные пучки относительно невысоких энергий (но не с такими хорошими параметрами) были также получены в эти годы в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, США) и Национальной лаборатории физики высоких энергий (КЕК, Япония). В этих научных центрах были изучены особенности структуры амплитуды NN -взаимодействия при низких энергиях, эксклюзивные каналы аннигиляции (со спектроскопией мезонов), взаимодействие антипротонов с ядрами, проводятся работы по проверке CP -, T - и CPT -симметрии.

§ 97. Антиядра

В 1965 г. в Брукхейвене (США) при помощи масс-спектрометра, примыкающего к бериллиевой мишени 30-миллиардного ускорителя, было зарегистрировано несколько случаев образования антиядер дейтерия — антидейтронов. Антидейтрон

* От английского слова collide — сталкиваться.

${}^2_1\bar{H}$ состоит из одного антипротона и одного антинейтрона, т. е. является простейшим составным антиядром*. Электрический заряд антинейтрона равен $Z=-1$, барионный $B=-2$, масса совпадает с массой дейтрона.

Этим открытием впервые было экспериментально показано, что симметрия в свойствах нуклонов и антинуклонов распространяется и на составные системы из этих частиц — атомные ядра и антиядра**. Очень интересно проследить экспериментально, как выражается и сколь далеко простирается эта симметрия при сравнении различных свойств ядер и антиядер в области всех видов взаимодействия (сильных, электромагнитных, слабых). Каковы, например, магнитный и квадрупольный электрический моменты антинейтрона, стабилен ли он относительно β -распада, чему равны его энергия связи, длина рассеяния и эффективный радиус взаимодействия? Важность получения ответов на эти вопросы очевидна хотя бы из того, что возможность существования других антиядер определяется параметрами ($\bar{N}-\bar{N}$)-взаимодействия.

Однако пока ни на один из перечисленных вопросов экспериментального ответа нет. В сущности об антинейтроне мы знаем только то, что у него $Z=-1$, $B=-2$ и $M_{\bar{a}}=M_a$ и что он стабилен относительно быстрых процессов (сильного и электромагнитного). Но, например, стабильность антинейтрона относительно слабого процесса экспериментально не доказана, так как из эксперимента следует только то, что время жизни антинейтрона больше его времени пролета через детектор, которое очень мало.

Таким образом, строго говоря, из одного только факта обнаружения антинейтрона нельзя еще делать заключение о том, что симметрия законов природы относительно частиц и античастиц будет в полной мере выполняться для всех атомных ядер, т. е. будут существовать антиядра для всех известных ядер с идентичными свойствами.

Тем большее значение имеет работа, выполненная в 1970 г. на Серпуховском ускорителе группой Ю. Д. Прокошкина. В этой работе было впервые доказано существование ядра ${}^3_2\bar{He}$ (антигелия-3), состоящего из трех антинуклонов — двух антипротонов и одного антинейтрона***.

* Строго говоря, антипротон тоже является антиядром (антиатома водорода ${}^1_1\bar{H}$), но это не составное, а простое антиядро.

** Следует заметить, что теоретически многие свойства антиядер можно считать очевидными.

*** Антипов Ю. М., Вишневский Н. К., Горин Ю. П. и др. // Ядерная физика. 1970. Т. 12, № 2. С. 311—322.

Ядро ${}^3_2\bar{\text{He}}$ имеет $Z = -2$, $B = -3$ и массу $M({}^3_2\bar{\text{He}}) = M({}^3_2\text{He})$. Экспериментально ядра антигелия выделялись по их заряду Z и скорости β , которая однозначно связана с массой M и импульсом p , задаваемым магнитным каналом. Заряд частицы определялся по степени ионизации и по интенсивности излучения Вавилова — Черенкова (оба эффекта пропорциональны Z^2), скорость — при помощи пороговых и дифференциальных черенковских счетчиков (см. § 27) и по пролетному времени (с точностью измерения в несколько десятых долей наносекунды).

Установка состояла из 50 быстродействующих детекторов — черенковских и сцинтилляционных счетчиков и наносекундной электроники. Исключительно высокая точность и надежность работы аппаратуры позволили выделить пять антиядер ${}^3_2\bar{\text{He}}$ среди $2 \cdot 10^{11}$ других фоновых частиц, пропущенных через установку за время эксперимента ($1:4 \cdot 10^{10}$)! Если вспомнить, что при регистрации антипротонов (см. § 94) на каждый антипротон приходилось «только» по $6 \cdot 10^4$ фоновых π -мезонов, то можно сказать, что опыт по доказательству существования ${}^3_2\bar{\text{He}}$ оказался «в миллион раз труднее» антипротонного.

В 1973 г. на Серпуховском ускорителе группой физиков под руководством В. И. Рыкалина совместно с группой физиков из Дубны под руководством В. И. Петрухина было открыто еще одно антиядро — антитритий ${}^3_1\bar{\text{H}}^*$. Антитритий имеет $Z = -1$, $B = -3$ и массу $M({}^3_1\bar{\text{H}}) \equiv M({}^3_1\text{H})$.

Выделение антиядер ${}^3_1\bar{\text{H}}$ из огромного количества фоновых частиц оказалось еще более трудной задачей, чем выделение антиядер ${}^3_2\bar{\text{He}}$. Это связано с тем, что в отличие от антигелия, имеющего заряд $Z = -2$, заряд антитрития ($Z = -1$) совпадает с зарядом фоновых частиц (π^- - и K^- -мезоны, антипротоны, антинейтроны). В связи с этим отбор ядер антитрития по значению электрического заряда невозможен, и единственным критерием отбора является небольшое отличие скорости ${}^3_1\bar{\text{H}}$ от скорости других частиц с тем же импульсом.

Отбор частиц по скорости был осуществлен при помощи системы черенковских счетчиков и методики времени пролета на нескольких пролетных базах. Важно отметить, что в работе были приняты специальные меры для очистки пучка от медленных фоновых частиц (скорость которых может совпадать со скоростью ${}^3_1\bar{\text{H}}$) и исключения ложных событий, возникающих в результате наложения сигналов от быстрых π^- -мезонов (ср.

* Балдин Б. Ю., Вертоградов Л. С., Гришкевич Я. В. и др. // Препринт ОИЯИ Р1-7846. Дубна, 1974; Ядерная физика. 1974. Т. 20, № 4. С. 694—708.

с § 94). Работа проводилась на линии с ЭВМ при использовании наносекундной электроники. Всего в процессе измерений через установку было пропущено $3,7 \cdot 10^{11}$ частиц, среди которых удалось выделить четыре антиядра трития ($1 : 10^{11}$!).

Из сравнения результатов обеих работ с предыдущими видно, что интенсивность рождения антиядер резко падает с ростом их массы. В серпуховских опытах, например, было показано, что антиядра ${}^3_2\text{He}$ и ${}^3_1\text{H}$ рождаются примерно в 10 000 раз реже, чем антидейтроны. Во столько же раз реже, чем ${}^3_2\text{He}$ и ${}^3_1\text{H}$, должны рождаться антиядра ${}^4_2\text{He}$. Поэтому хотя энергия Серпуховского ускорителя достаточна для рождения антиядра с $B = -5$, искать на нем антиядра тяжелее ${}^3_2\text{He}$ и ${}^3_1\text{H}$ бессмысленно. Для таких работ нужны ускорители на более высокие энергии или со встречными пучками.

В заключение заметим, что еще в 1978 г. Г. И. Будкером и А. Н. Скринским была высказана идея о создании и исследовании в лабораторных условиях простейшего атома антивещества — атома антиводорода*. Однако пока ее осуществить не удалось, хотя все составные части антиатомов — антипротон, антинейтрон и позитрон — открыты. Основная трудность создания антиатомов связана с низкой плотностью пучков античастиц. В настоящее время появилась надежда на создание атомов антиводорода в схеме позитронного охлаждения антипротонного пучка (аналогичной предложенной Г. И. Будкером схеме электронного охлаждения протонного пучка). В связи с этим широко обсуждается программа физических исследований параметров атома антиводорода (см. Дополнение, п. 3).

§ 98. Краткое заключение к гл. XVII

В гл. XVII рассмотрена физика антинуклонов и антиядер. Согласно *CPT*-теореме каждой частице должна соответствовать античастица с такими же, как и у частиц, массой, спином и временем жизни, противоположными зарядами и магнитными моментами. Частица и античастица — фермионы — обычно рождаются парами. При встрече они аннигилируют с выделением удвоенной энергии покоя частицы.

В 1955 г. в США был обнаружен антипротон $\bar{p}$, а в 1956 г. — антинейтрон $\bar{n}$. Антипротон имеет массу $m_{\bar{p}} = m_p = 938,3$ МэВ, спин $s_{\bar{p}} = s_p = 1/2$, заряд

* Будкер Г. И., Скринский А. Н. // Успехи физ. наук. 1978. Т. 124. С. 561 — 595.

** Корбиков Б. О., Кондратюк Л. А., Сапожников М. Г. // Успехи физ. наук. 1989. Т. 159. Вып. 1. С. 3 — 43.

$Z_{\bar{p}} = -Z_p = -1$, магнитный момент $\mu_{\bar{p}} = -\mu_p = -2,79\mu_B$, барионный заряд $B_{\bar{p}} = -B_p = -1$, изоспин $T=1/2$, проекцию изоспина $(T_z)_{\bar{p}} = -1/2$. Порог рождения антипротона в нуклон-нуклонных соударениях равен $6m_p c^2 = 5,6 \text{ ГэВ}$

Аналогичные характеристики имеет и антинейтрон: $m_{\bar{n}} = m_p = 939,6 \text{ МэВ}$, $s_{\bar{n}} = s_n = 1/2$, $Z_{\bar{n}} = Z_n = 0$, $\mu_{\bar{n}} = -\mu_n = 1,91\mu_B$, $B_{\bar{n}} = -B_n = -1$, $T_{\bar{n}} = 1/2$, $(T_z)_{\bar{n}} = +1/2$, $T_{1/2}^{(\bar{n})} = T_{1/2}^{(n)} \simeq 10 \text{ мин}$, схема распада $\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^+ + \nu_e$.

При встрече антинуклона с нуклоном выделяется энергия аннигиляции $2m_N c^2 \approx 1880 \text{ МэВ}$, которая идет на образование нескольких (примерно 5) π -мезонов (95% энергии) и K -мезонов (5%).

В 1965 г. в США было зарегистрировано первое антиядро — антидейтрон, которое состоит из одного антипротона и одного антинейтрона и имеет $Z = -1$, $B = -2$, $M({}_1^2\bar{\text{H}}) = M({}_1^2\text{H})$. В 1970 г. в СССР было обнаружено более сложное антиядро $-{}^3_2\bar{\text{He}}$ (антигелий-3), состоящее из двух антипротонов и одного антинейтрона. Это антиядро имеет $Z = -2$, $B = -3$, $M({}_2^3\bar{\text{He}}) = M({}_2^3\text{He})$. В 1973 г. в СССР было открыто еще одно антиядро — антитритий ${}^3_1\bar{\text{H}}$ с $Z = -1$, $B = -3$, $M({}_1^3\bar{\text{H}}) = M({}_1^3\text{H})$. В 1995 г. в ЦЕРНе были получены первые 9 атомов антиводорода.

§ 99. Введение к части четвертой

1. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Прежде чем говорить о свойствах элементарных частиц, требуется дать определение элементарности. Что такое элементарная частица? Оказывается, ответить на этот вопрос очень трудно.

На различных ступенях человеческого знания существовали разные представления об элементарности. Первые известные нам попытки сведения всех веществ, из которых построен мир, к нескольким простым, элементарным видам вещества были предприняты еще 2500 лет назад великими древнегреческими философами-материалистами Фалесом, Гераклитом и Эмпедоклом. Они считали, что все материальные тела состоят из четырех вечно существующих элементов: земли, воды, воздуха и огня, которые, смешиваясь в разных пропорциях, дают вещества с разными свойствами. Огромная ценность этого мировоззрения заключалась в признании материальности мира. Однако взгляды древних материалистов не могли опираться на конкретные знания о природе вещества и потому носили сугубо отвлеченный характер.

Крупным шагом вперед по пути развития наших представлений о внешнем мире было открытие атомно-молекулярного строения веществ. Это открытие стало возможным только после длительного процесса накопления конкретных сведений о веществах, их составе и превращениях. Оказалось, что все основные свойства данного вещества несет в себе мельчайшая частичка этого вещества — молекула. Все молекулы данного вещества одинаковы, причем состав их не зависит от способа образования. Различных молекул имеется столько, сколько имеется различных веществ. Однако, и в этом была особенная ценность сделанного открытия, все огромное многообразие различных веществ можно представить в виде различных комбинаций из сравнительно небольшого (около 100) количества простейших элементов, носителями всех основных свойств которых являются частицы размерами около 10^{-8} см, называемые атомами. Атом в переводе с греческого означает «неделимый», т. е. в известном смысле — элементарный. Если вспомнить, что до конца XIX в. о строении атома ничего

не было известно, то следует признать, что для состояния науки того времени вполне естественно было считать атомы элементарными частицами.

В самом конце XIX в. впервые появились факты, которые поставили под сомнение элементарность атомов. В то время были открыты катодные и рентгеновские лучи, α - и β -радиоактивность и γ -излучение радиоактивных веществ, причем оказалось, что свойствами испускать катодные и рентгеновские лучи, а также испытывать радиоактивный распад обладают различные атомы. Таким образом, возник вопрос об атоме как о сложной системе, способной разрушаться с образованием новых атомов. Сходство свойств различных атомов позволяло надеяться на то, что устройство всех известных атомов удастся свести к разным сочетаниям и взаимодействиям небольшого числа элементарных частиц. Естественно, что на этот раз речь идет о частицах еще более элементарных, чем атомы.

В 1895 г. английский физик Дж. Дж. Томсон открыл первую элементарную частицу — электрон. Открытие электрона явилось результатом подробного изучения природы катодных лучей, которые оказались потоком частиц с отрицательным электрическим зарядом, равным $4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ и массой $9,1 \cdot 10^{-28}$ г, т. е. в 1837 раз меньшей, чем масса самого легкого атома (водорода)*. При этом во всех вариантах опыта с катодными лучами (разные материалы электродов, различный газ и др.) образующиеся частицы имели одинаковые массу и заряд. Исследование некоторых других явлений (электролиз, электронная эмиссия и др.) привело к аналогичному результату: в составе всех атомов содержатся в разном количестве тождественные элементарные частицы, которые при известных условиях могут отделяться от атомов. Так как атомы электрически нейтральны, то атомный остаток (ион) имеет положительный заряд, равный по значению заряду всех отделившихся электронов. Открытие электрона привело к большому успеху в развитии представлений о веществе. В частности, была развита электронная теория металлов; было получено естественное объяснение для химических сил сцепления атомов в молекуле (электрическое притяжение между электронами и положительными ионами).

При детальном изучении были обнаружены новые свойства электрона. Оказалось, что электроны обладают внутренним моментом количества движения — спином, равным $\hbar/2$, и соот-

* Точное значение массы электрона и других элементарных частиц см. в таблице в конце книги.

ветствующим ему магнитным моментом, равным одному магнетону Бора:

$$1 M_B = \frac{e}{mc} \frac{\hbar}{2} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}^*.$$

Открытие электрона позволило построить первую модель атома. В 1904 г. Томсон высказал предположение о том, что атом представляет собой положительно заряженный шар размером примерно 10^{-8} см с плавающими в нем в равновесном состоянии электронами. Малые колебания электронов приводили к испусканию атомом электромагнитного излучения — фотонов.

Однако после классических опытов Резерфорда по аномальному рассеянию α -частиц (1911 г.) стало ясно, что наблюдающиеся при рассеянии α -частиц отклонения на большие углы не могут быть объяснены моделью Томсона. Для объяснения этих опытов Резерфорд предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели атом состоит из положительно заряженного ядра очень малых (около 10^{-12} см) размеров, вокруг которого на относительно больших расстояниях (около 10^{-8} см) вращаются электроны. Так как масса электронов очень мала, то практически вся масса атома сосредоточена в ядре.

Дальнейшие опыты Резерфорда с α -частицами привели (1919 г.) к открытию расщепления атомного ядра азота, сопровождающегося вылетом положительно заряженной частицы с зарядом $+e$ и массой, равной массе ядра атома легкого изотопа водорода (в 1836 раз больше массы электрона). Кроме азота опыт был сделан и на других веществах. В результате было установлено, что ядра этих веществ при бомбардировке их быстрыми α -частицами испускают ядра водорода. Тем самым было доказано, что в составе всех ядер содержится простейшие водородные ядра — протоны («протон» — простейший, первичный).

В настоящее время протон хорошо изучен. Известно, что это — стабильная частица с барионным числом $B=1$, изотопическим спином $T=1/2$ (и проекцией $T_z+1/2$); внутреннюю четность протона условились считать положительной ($P=+1$); его масса равна $1,007276 \text{ а.е.м.} = 938,26 \text{ МэВ}^{**}$, заряд $+e$, спин $1/2$ (в единицах $\hbar$), магнитный момент примерно $2,79 \mu_B$, где

$$\mu_B = \frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}.$$

* О поправках к значению магнитного момента электрона см. § 101.

** Напомним, что для удобства составления энергетических балансов массу частиц часто выражают не в МэВ/ c^2 , а непосредственно в МэВ.

Открытие протона позволило построить протон-электронную модель ядра, согласно которой в атомном ядре содержится A протонов и $(A - Z)$ электронов. В этой модели становилась понятной пропорциональность атомной массы массовому числу и порядкового номера — заряду, но модель имела существеннейшие недостатки (см. введение к книге).

Продолжая опыты Резерфорда, Боте и Беккер в 1930 г. обнаружили, что при облучении α -частицами некоторых легких элементов (Be, Li) последние вместо протонов испускают излучение, очень слабо поглощаемое свинцом. Детальное исследование этого излучения, проведенное в 1932 г. супругами Жолио-Кюри и Чедвиком, привело к выводу о том, что оно представляет собой поток нейтральных частиц с массой, приблизительно равной массе протона. Вновь открытая элементарная частица была названа нейтроном. Напомним, что нейтрон, так же как и протон, имеет $B=1$, $T=1/2$ (но $T_z = -1/2$), $P=+1$; его масса $m_n = 1,0086652$ а.е.м. $= 939,55$ МэВ, спин $1/2$, магнитный момент $\mu \approx -1,91 \mu_N$. В отличие от протона нейтрон является нестабильной частицей. Период полураспада нейтрона примерно равен 10 мин.

Вскоре после открытия нейтрона советский физик Д. Д. Иваненко и независимо от него немецкий физик Гейзенберг выдвинули гипотезу о протон-нейтронном строении ядра. В соответствии с этой гипотезой все ядра состоят из протонов и нейтронов.

Таким образом, к 1932 г. схема строения атома в значительной степени определилась. Было установлено, что все атомы состоят из электронов и атомных ядер, которые в свою очередь состоят из протонов и нейтронов. Атомы и ядра различных веществ отличаются числом содержащихся в них электронов, протонов и нейтронов. При известных условиях можно изменить число содержащихся в атоме электронов (ионизация) или число содержащихся в ядре нуклонов (ядерная реакция). В результате таких процессов из одних ядер и атомов получаются другие. Таким образом, в некотором смысле атомы и ядра можно считать простым объединением трех видов частиц — протонов, нейтронов и электронов. В связи с этим естественно было назвать эти частицы элементарными.

Кроме нуклонов и электронов в эти годы были известны еще три частицы, имеющие самое непосредственное отношение к атому и ядру. Это фотоны (γ -кванты), испускаемые атомом (ядром) в процессе энергетических переходов, а также нейтрино и позитроны, которые испускаются ядром в процессе β -распада. Правда, ни об одной из этих частиц нельзя сказать, что она входит в состав атома или атомного ядра, так как они

возникают в самый момент их испускания атомом или ядром. Однако эти частицы также были названы элементарными, так как ни одну из них нельзя представить себе «состоящей» из других, «более элементарных» частиц в том смысле, как говорилось выше о ядре или атоме.

Так, известно, что нейтрон в среднем за 10 мин распадается на протон, электрон и нейтрино. Однако из этого вовсе не следует, что нейтрон «состоит» из трех частиц, что он является их простым объединением, сочетанием. Об этом говорит хотя бы резкое несоответствие магнитных моментов нейтрона и электрона. И действительно, из теории β -распада известно, что электрон и нейтрино возникают в самый момент превращения нейтрона в протон (так же как они возникают в самый момент β -распада любого атомного ядра).

В соответствии с этим на данном этапе развития физики элементарными частицами стали называть такие частицы, внутреннюю структуру которых нельзя описать (при существующем уровне знаний) как простое объединение, сочетание других частиц.

Историю открытия элементарных частиц и исследования их свойств можно (довольно условно) разбить на четыре этапа. На первом этапе, окончившемся в 1932 г., было открыто шесть перечисленных выше элементарных частиц: фотон, электрон, протон, нейтрон, позитрон, нейтрино (последняя только теоретически). История открытия и свойства этих частиц были кратко охарактеризованы выше. Более подробно о некоторых из них будет рассказано в § 100—103.

Второй этап исследования элементарных частиц начался в 1935 г., когда стало ясно, что существующих частиц недостаточно для объяснения природы ядерных сил, и начались поиски ядерного кванта с массой $200\text{--}300 m_e$. Этот период ознаменован открытием мюонов (μ^+ , μ^- , 1938 г.) и π -мезонов (π^+ и π^- , 1947 г., π^0 , 1950 г.) и детальным исследованием их свойств. Доказано, что π -мезон пригоден на роль ядерного кванта. Этим вопросам посвящены § 104—113.

Третий этап охватывает большой период времени (1949—1964 гг.), в течение которого были открыты и изучены странные частицы (§ 114—119), доказано нарушение четности в слабых взаимодействиях (§ 104, 114), открыты антинуклоны (§ 93—98), экспериментально подтверждено существование электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино (§ 103—105), изучена структура нуклонов (§ 89—92), открыты резонансы (§ 112).

Наконец, четвертый этап исследования свойств элементарных частиц начался еще в пределах третьего этапа (1961 г.) и продолжается по настоящее время. Этот этап ознаменован

рядом успешных попыток систематизации накопленного материала. Главными событиями этапа были: создание $SU(3)$ -симметрии и предсказание Ω^- -гиперона (§ 122); построение трехкварковой модели (§ 124); открытие слабых нейтральных токов (§ 129) и очарованных частиц (§ 125); создание четырехкварковой модели (§ 125); развитие квантовой хромодинамики (§ 124); создание единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий (§ 130); открытие Y -мезонов и тяжелого лептона (§ 126); открытие глюонов (§ 127); открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов (§ 130).

К 1989 г. элементарных частиц (в сформулированном выше смысле этого понятия) обнаружено несколько десятков, а с учетом нестабильных частиц — резонансов — даже несколько сотен. При этом оказалось, что свойства многих из них тесно связаны между собой и что их можно описать, введя представление о новых субэлементарных объектах — кварках. Таким образом, термин «элементарные частицы» снова становится не вполне удовлетворительным (хотя и является пока общепринятым).

В связи с этим в последние годы начинает формироваться современное представление об истинно элементарных частицах, которыми в настоящее время считают шесть кварков (открыто пять) и шесть лептонов [открыто пять, но в существовании шестого (ν_τ) никто не сомневается]. Между ними действуют четыре типа сил (взаимодействий): сильное (истинно сильное), электромагнитное, слабое и гравитационное. Квантами этих взаимодействий соответственно являются восемь глюонов, фотон, три тяжелых бозона и гравитон. Нуклоны, мезоны и другие сильновзаимодействующие частицы (адроны) состоят из кварков и глюонов. Ядерные силы между нуклонами и вообще сильное взаимодействие между адронами являются вторичным проявлением истинно сильного взаимодействия между кварками. Слабое и электромагнитное взаимодействия объединены в единую теорию, в которой естественным образом появляются четыре векторных бозона: безмассовый фотон, ответственный за электромагнитное взаимодействие, тяжелые заряженные $W^\pm$ -бозоны, ответственные за слабые заряженные токи, и тяжелый нейтральный Z^0 -бозон, ответственный за слабые нейтральные токи, а также пока не обнаруженные тяжелые ($m_H > 7$ ГэВ) бесспиновые бозоны Хиггса (H), ответственные за появление массы $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов. Все эти вопросы рассмотрены в § 130.

В дальнейшем мы не будем придерживаться исторического плана изложения материала, а поделим его на главы, объединяющие частицы с близкими свойствами: лептоны, л-мезоны, странные частицы, очарованные частицы и т. п.

2. ФИЗИКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

На начальном этапе развития физики элементарных частиц, когда еще не было ускорителей, все сведения о свойствах элементарных частиц получали в процессе исследования космических лучей. В результате их исследований были впервые открыты позитрон (§ 100), мюоны (§ 104), $\pi^\pm$ -мезоны (§ 110), K -мезоны (§ 114), Λ -гиперон (§ 115), а многие другие частицы (например, π^0 -мезон и антипротон), первоначально открытые на ускорителе, были впоследствии обнаружены и в составе космических лучей. В настоящее время первенствующая роль в изучении свойств элементарных частиц перешла к ускорителям, однако космические лучи до сих пор являются единственным источником частиц сверхвысоких (до 10^{20} эВ) энергий. Ниже будет дано очень краткое описание свойств космических лучей.

Космическое излучение принято делить на первичное и вторичное. Первичными космическими лучами называется поток частиц высокой энергии, приходящих в район Земли из мирового пространства. Первичное космическое излучение состоит, главным образом, из протонов (больше 90%), энергия которых достигает 10^{16} — 10^{19} эВ*, α -частиц (около 7%), ядер с $Z=6\div 8$ (около 1%), более тяжелых ядер, включая уран ($10^{-4}\%$), электронов и позитронов (около 1%), γ -квантов (около $10^{-2}\%$). Такой состав первичное излучение имеет на границе атмосферы Земли. При попадании первичного излучения в атмосферу в результате его взаимодействия с атомными ядрами образуется вторичное космическое излучение.

Первичное космическое излучение, по-видимому, возникает в процессе вспышки сверхновых звезд и образования пульсаров. Последующее движение заряженных частиц в межзвездных неоднородных магнитных полях имеет характер диффузного рассеяния, в результате чего первичное космическое излучение падает на Землю изотропно. По изотопному составу первичного излучения было оценено его время жизни, которое оказалось порядка 20—100 млн. лет. Энергетический спектр первичного излучения в интервале энергий 10^{10} — 10^{15} эВ подчиняется закону $E^{-\gamma}$, где $\gamma=1,7$. С дальнейшим ростом энергии γ возрастает до 2,0—2,2, а при $E=3\cdot 10^{19}$ эВ снова убывает. Полная интенсивность первичного космического излучения — порядка $0,2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Она может изменяться в несколько раз в зависимости от широты местности (из-за влияния магнитного поля Земли) и состояния Солнца.

* В 1962 г. в составе космических лучей была зарегистрирована частица с энергией 10^{20} эВ.

Образование вторичных космических лучей схематически можно себе представить следующим образом. В процессе взаимодействия первичных частиц (в основном протонов) с ядрами атмосферы с большой вероятностью (0,9) происходит множественное рождение π -мезонов, а также с вероятностью 0,05—0,1 K -мезонов, с вероятностью около 0,01 — гиперонов и антипротонов и с еще меньшей вероятностью — электронов, позитронов и мюонов. Кроме того, в процессе взаимодействия первичного протона с ядром последнее частично расщепляется, в результате чего образуются вторичные нуклоны, которые вместе с первичным протоном, сохранившим после взаимодействия значительную часть своей энергии, и образовавшимися высокоэнергетичными ($T_\pi > 10^{12}$ эВ) π -мезонами взаимодействуют с новыми ядрами, давая каскад ядерно-активных частиц и т. п. (ядерно-активная компонента). Изображенную картину дополняют распады π - и K -мезонов по схемам $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ и т. п., в результате которых возникают γ -кванты, мюоны и нейтрино. Мюоны и нейтрино составляют так называемую жесткую (сильно проникающую) компоненту космических лучей. γ -Кванты в поле ядра конвертируют в e^+e^- -пары, электроны в поле ядра испускают тормозное излучение и т. д. В результате образуется электрон-фотонная, или так называемая мягкая (слабо проникающая), компонента космических лучей.

Если энергия первичной частицы превышает 10^{14} эВ, то ядерный каскад, сопровождаемый разветвленными электрон-фотонными лавинами, образует так называемый широкий атмосферный ливень. Широкий атмосферный ливень содержит до 10 поколений последовательно возникающих частиц, общее количество которых может составлять несколько миллионов. По мере развития ливня он становится все шире и шире, так что частицы, относящиеся к ливню, можно обнаружить на расстояниях примерно 0,3 км от его оси. В связи с этим широкий атмосферный ливень и получил свое название. Исследование широких атмосферных ливней позволяет определять энергию первичной частицы, вызвавшей ливень, среднюю множественность рождения частиц, поперечный импульс рожденных частиц и др.

В процессе изучения космических лучей получено много полезной информации о взаимодействии частиц сверхвысокой энергии с ядрами. Кроме того, изучение космических лучей важно также для рассмотрения многих космофизических и астрофизических проблем, которое позволяет получать сведения о свойствах источников космических лучей и среды, в которой они распространяются.

В связи с ограниченным объемом книги мы не имеем возможности рассказать о физике космических лучей более подробно*. Некоторые дополнительные сведения о ее достижениях по тематике книги будут даны в § 100, 103—105, 110, 114, 115, 124.

Глава XVIII

ЛЕПТОНЫ

§ 100. Электрон и позитрон

Как уже говорилось, электрон был открыт в 1895 г. Дж. Дж. Томсоном. Это — частица с массой $m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28}$ г и отрицательным электрическим зарядом $-e = -4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ. Электрон относится к классу лептонов, т. е. он не участвует в сильном взаимодействии. Наиболее сильным взаимодействием из числа тех, в которых участвует электрон (электромагнитное, слабое, гравитационное), является электромагнитное.

Если считать, что вся масса электрона электромагнитного происхождения ($m_e c^2 = e^2/r_e$), то можно получить так называемый классический радиус электрона

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \approx 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Однако из сравнения радиационных поправок с экспериментом (см., например, § 101) следует, что электрон ведет себя как точечная частица вплоть до расстояний $r \approx 10^{-16}$ см.

Электрон относится к числу фермионов. Его спин равен $1/2$, а магнитный момент $\mu \approx e\hbar/2m_e c$ (точнее см. § 101). Первоначально спин и магнитный момент электрона были постулированы в простой квантовой теории атома для объяснения тонкой структуры оптических спектров. При этом возникла дополнительная трудность с числовым значением магнитного момента, которое в этой модели получается вдвое меньше экспериментального.

* Подробнее о происхождении, свойствах и значении изучения космических лучей см. **Росси Б.** Космические лучи. М.: Атомиздат, 1966; **Гинзбург В. Л., Птушкин В. С.** // Успехи физ. наук. 1978. Т. 124. С. 307—331. **Кириллов-Угрюмов В. Г., Сагдеев Р. З., Семенов Ю. П.** Успехи физ. наук. 1980. Т. 132 Вып. 4. С. 704—706.

Эти трудности со спином и магнитным моментом электрона были преодолены только после того, как П. А. М. Дирак получил (в 1928 г.) свое знаменитое релятивистское квантовомеханическое уравнение для электрона. В теории Дирака правильные значения спина и магнитного момента электрона автоматически вытекают из самого уравнения.

Но самой замечательной особенностью уравнения Дирака оказалось то, что из него следовало существование двух областей значений энергии электрона с данным импульсом p :

$$E = \pm \sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p^2}. \quad (100.1)$$

Эти области разделены промежутком $2m_e c^2$, так что для электрона возможны энергии

$$E \geq +m_e c^2 \text{ и } E \leq -m_e c^2.$$

Первая область соответствует обычным, «нормальным» электронам с положительной энергией $E > 0$, положительной массой m_e и отрицательным электрическим зарядом $-e$, вторая — каким-то необычным электронам с отрицательной полной энергией $E \leq -m_e c^2$ и, следовательно, с отрицательной массой $-m_e$. Очевидно, что такой необычный электрон должен обладать весьма странными свойствами, например он должен двигаться в сторону, противоположную действующей на него силе.

Трудность проблемы, с которой столкнулся Дирак, заключалась в том, что полученное им странное решение нельзя было отбросить как нефизическое, так как оно закономерно вытекало из правильного уравнения, другие следствия которого подтверждались экспериментом. В конце концов после длительной «борьбы» с уравнением Дираку удалось показать, что вторую серию значений энергии электрона можно интерпретировать естественным образом, если предположить существование обычных ($m > 0$) электронов с положительным электрическим зарядом $+e$. Очевидно, что этому предположению удовлетворяет отношение заряда к массе для электрона с отрицательной энергией, так как

$$\frac{-e}{-m} = \frac{+e}{+m}.$$

Согласно теории Дирака уровни с отрицательной энергией действительно существуют и могут заполняться электронами, число которых определяется принципом Паули. Обычно все отрицательные уровни заняты электронами, которые создают совершенно равномерный и, следовательно, ненаблюдаемый

фон (рис. 367). Однако если одному из таких электронов сообщить энергию больше расстояния между областями положительной и отрицательной энергии ($2m_e c^2$), то он перейдет в область положительной энергии и будет вести себя как обыкновенный электрон (черный кружок на рис. 367). Одновременно в фоне необычных электронов образуется «дырка» (светлый кружок на рисунке), которая по закону сохранения импульса и заряда должна обладать импульсом и зарядом, равными и противоположными импульсу и заряду необычного электрона*, т. е. проявлять себя как положительно заряженный электрон — позитрон e^+ .

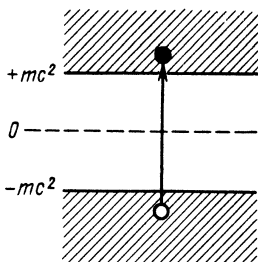


Рис. 367

Очевидно, что кроме описанного процесса образования пары электронов с противоположными зарядами должен существовать и обратный процесс перехода электрона из области положительных энергий на свободный уровень в области отрицательных энергий. В этом процессе, названном аннигиляцией, одновременно «исчезают» обычный электрон и «дырка», что в соответствии с законами сохранения энергии и импульса должно сопровождаться переходом энергии покоя обоих электронов в энергию излучения двух γ -квантов. Разумеется, термин «аннигиляция» (в переводе означает «уничтожение») нельзя понимать в буквальном смысле слова, так как никакого уничтожения материи и энергии не происходит, а имеет место превращение одних частиц (e^+ и e^-) в другие (γ -кванты) и переход энергии из одной формы в другую**.

Из релятивистской теории Дирака следует, что поглощение обычной частицы эквивалентно рождению античастицы (и наоборот). Действительно, если из состояния с отрицательной энергией изъять одну частицу (поглощение), то это будет равносильно уменьшению энергии на $-m_e c^2$, т. е. увеличение ее на $+m_e c^2$. При этом появляется дырка со свойствами античастицы (рождение). Таким образом, для частиц и античастиц существует своеобразная алгебра, которая позволяет переносить их из одной стороны уравнения, описывающего какой-либо процесс, в другую с одновременной заменой частицы античастицей.

* Когда необычный электрон движется в направлении «дырки», то освободившееся место становится «дыркой», т. е. «дырка» движется навстречу электрону.

** Подробнее о $(e^+ - e^-)$ -аннигиляции см. § 102.

Проиллюстрируем ее на примере аннигиляции электрона и позитрона и эффекта Комптона.

Процесс аннигиляции записывается так:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (100.2)$$

Здесь слева записаны «исчезающие» частицы — электрон и позитрон, а справа — образующиеся частицы, два γ -кванта. Если теперь из левой части убрать исчезающий позитрон, но зато приписать к правой части рождающийся электрон (античастица по отношению к позитрону) и перенести один γ -квант из правой части в левую (античастицей γ -кванта является сам γ -квант), то получится другой возможный процесс — эффект Комптона:

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-. \quad (100.3)$$

Итак, рождение античастицы эквивалентно уничтожению частицы.

Алгебра частиц и античастиц справедлива для всех известных элементарных частиц. Она помогает правильно записывать возможные процессы взаимодействия (в особенности для нейтральных частиц и античастиц).

Экспериментально позитрон был обнаружен в 1932 г. в составе космических лучей.

§ 101. Магнитный момент электрона

Специфическое своеобразие свойств электрона и позитрона (равные массы, противоположные заряды, движение «дырки» навстречу электрону, эквивалентность рождения частицы уничтожению античастицы) позволяет распространить метод фейнмановских диаграмм (см. § 81) на позитроны (и вообще на античастицы).

До сих пор мы считали, что мировая линия $e-e$ (рис. 368) идет из $-\infty$ в $+\infty$ и что ее нижняя часть (идушая из $-\infty$ в вершину) изображает процесс гибели электрона с данными 4-импульсом P_1 , а верхняя (уходящая из вершины в $+\infty$) — процесс рождения электрона с другим 4-импульсом P_2 . Однако Фейнман показал, что из-за упомянутой выше специфики в свойствах частиц и античастиц позитрон можно интерпретировать как электрон, движущийся против направления времени (рис. 369). В таком истолковании нижняя часть мировой линии (идушая из вершины в $-\infty$) изображает процесс гибели позитрона с 4-импульсом P_1 , а верхняя часть (идушая из $+\infty$ в вершину) — процесс рождения позитрона с 4-импульсом P_2 . Таким образом, рассмотренная раньше (§ 81) диаграмма

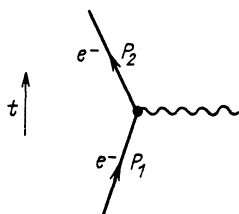


Рис. 368

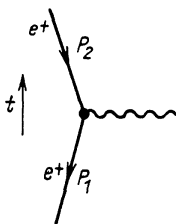


Рис. 369

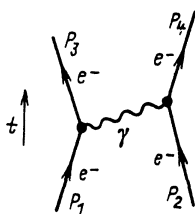


Рис. 370

(см. рис. 298) изображает не только рассеяние электрона на электроне (рис. 370), но и рассеяние позитрона на позитроне (рис. 371), а также рассеяние электрона (позитрона) на позитроне (электроне) (рис. 372).

Особенностями диаграмм 370—372 является то, что в них в качестве обменной частицы выступает пространственноподобный виртуальный фотон, переносящий только импульс (не энергию).

Если диаграмму, показанную на рис. 372, повернуть на 90° , сохранив направление стрелок, то из их ориентации относительно оси времени следует, что две частицы этой диаграммы должны быть переобозначены (рис. 373). В результате получается аннигиляционная диаграмма с времениподобным виртуальным фотоном, переносящим только энергию (не импульс).

Аналогично диаграмма, показанная на рис. 374, изображает эффект Комптона на электроне, а после поворота на 90° — процесс двухфотонной аннигиляции электрона и позитрона (рис. 375). Повернув эту диаграмму еще на 90° (рис. 376), получим изображение эффекта Комптона на позитроне, а после нового поворота на 90° (рис. 377) — процесс рождения ($e^+ - e^-$)-пары. Во всех случаях электронная линия идет по времени, а позитронная — против времени, но если рассматривать

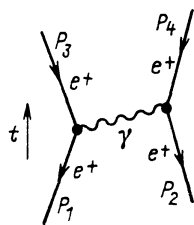


Рис. 371

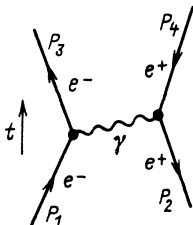


Рис. 372

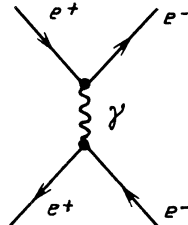


Рис. 373

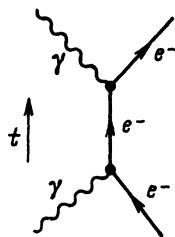


Рис. 374

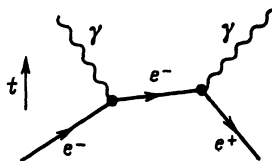


Рис. 375

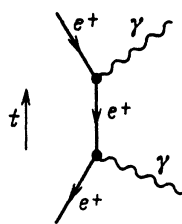


Рис. 376

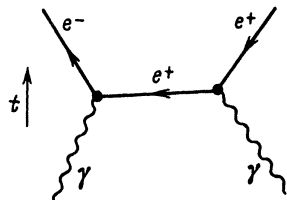


Рис. 377

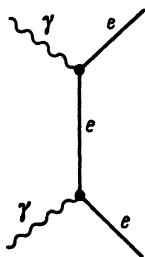


Рис. 378

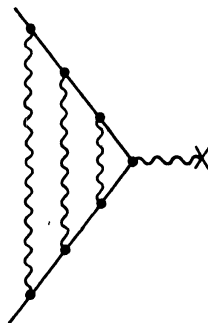


Рис. 379

«обобщенную» электронную линию (все три отрезка на рис. 377), то все стрелки оказываются ориентированы вдоль нее в одном и том же направлении. Поэтому их вообще можно не рисовать. Надо только помнить, что обход диаграмм всегда ведется вдоль линии, и вкладывать в каждый отрезок линии то физическое содержание, которое соответствует рассматриваемому явлению («электрон» или «позитрон», «рождается» или «умирает»). Таким образом, все четыре диаграммы (рис. 374—377) изображаются одной и той же простой произвольно ориентированной схемой (рис. 378).

Разумеется, описанная симметрия проявляется не только во внешнем виде диаграмм, но и в структуре математических множителей. Оказывается, линии, выходящие из вершин, независимо от того, куда они выходят (по или против времени), всегда описываются одним и тем же множителем (с разным знаком при i).

Аналогично все линии, входящие в вершину, описываются другим, но тоже одинаковым множителем, в котором движение

по или против времени опять-таки учитывается изменение знака при t . Таким образом, любая диаграмма может быть количественно описана с помощью небольшого числа математических множителей. Каждый новый множитель, снятый с диаграммы, выписывается впереди предыдущего. Все это в значительной степени облегчает расчет электромагнитных процессов, который из-за простых правил «обхода» и «описи» диаграмм и стандартных приемов подсчета становится до какой-то степени «полуавтоматическим».

Конечно, последнюю фразу надо понимать относительно. Диаграммный метод действительно существенно проще обычных методов теории возмущений, но он все же достаточно сложен для того, чтобы можно было приводить примеры расчета в этой книге. Поэтому мы будем использовать диаграммы Фейнмана только для качественных и полуквантитативных оценок. Количественные же результаты будут приводиться без выкладок.

В качестве одного из крупных достижений квантовой электродинамики приведем результат подсчета радиационных поправок для получения точного значения магнитного момента электрона.

В этом случае основной диаграммой является диаграмма первого порядка, фотонная линия которой «закреплена» на тяжелой заряженной частице (крест на рис. 379). Этой простейшей диаграмме и соответствует широко известное значение магнитного момента электрона

$$\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c} = M_B, \quad (101.1)$$

где $M_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс $= 9,27 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл — магнетон Бора.

Учет радиационных поправок вплоть до диаграммы шестого порядка (один из примеров которой приведен на рис. 379) дал для магнитного момента электрона следующее значение:

$$\begin{aligned} \mu_e^{\text{теор}} &= \left(1 + 0,5 \frac{\alpha}{\pi} - 0,328478966 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 1,1765 \frac{\alpha^3}{\pi^3} \right) M_B = \\ &= 1,001159652478 M_B. \end{aligned} \quad (101.2)$$

На опыте получено значение

$$\mu_e^{\text{эксп}} = (1,001159652200 \pm 40 \cdot 10^{-12}) M_B,$$

которое отличается от теоретического всего на $278 \cdot 10^{-12}$. Эта очень малая разность все же в 7 раз превышает

погрешность эксперимента. Поэтому проводятся расчеты следующего члена разложения $\left(C_4 \frac{\alpha^4}{\pi^4}\right)^*$.

Из приведенного примера видно, насколько велики успехи квантовой электродинамики. Хорошее согласие расчета с экспериментом получено и для ряда других тонких эффектов (см., например, § 104, п. 5). Тем не менее вычисление радиационных поправок представляет значительные трудности принципиального характера. Сущность этих трудностей заключается в том, что в отличие от диаграмм низшего порядка, где импульс виртуальной частицы определен однозначно законами сохранения (см. рис. 298), в диаграммах более высокого порядка импульсы виртуальных частиц неопределенны (см. рис. 299). В результате при интегрировании по всем возможным (в том числе большим) значениям импульсов виртуальных фотонов и электронов появляются расходимости (бесконечности).

Так, учет диаграмм высшего порядка дает бесконечно большую добавку δm к массе m_0 голого (лишенного взаимодействий) электрона, входящего в классическое уравнение Дирака. В результате «суммарная» масса электрона $m = m_0 + \delta m$, которая должна наблюдаться в эксперименте, оказывается бесконечно большой, что физически бессмысленно. Аналогичные трудности возникают и с электрическим зарядом. Эти трудности удалось устранить специальными методами перенормировок массы и заряда.

Идея этих методов заключается в таком изменении (перенормировке) ненаблюдаемых значений массы m_0 и заряда e_0 идеализированного голого электрона, чтобы результирующие значения m и e для физического электрона, «одетого в шубу» взаимодействий, совпали с наблюдаемыми значениями $m = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г и $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ. Очень грубо можно сказать, что перенормировка массы сводится к взаимной компенсации двух бесконечно больших ненаблюдаемых величин: m_0 и δm («вычитание» бесконечностей). В теорию должна входить только наблюдаемая величина m . Другие физические наблюдаемые величины (например, сечения или уровни энергии) также оказываются конечными, если их выражать непосредственно через m .

§ 102. Позитроний. *P*- и *C*-четность позитрония

При встрече медленного позитрона с атомным электроном позитрон может захватить его и образовать связанную систему

* Kinoshita T., Lindquist W. B. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47, N 22. P. 1573—1576.

из позитрона и электрона, которая называется позитронием (Ps). Позитроний подобен атому водорода, однако его приведенная масса и, следовательно, энергия связи вдвое меньше, а радиус вдвое больше, чем у атома водорода.

Суммарный спин S электрона и позитрона может принимать два значения: 1 и 0. В соответствии с этим рассматривают орто- и парапозитроний. Полный момент количества движения позитрония $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, где $L = 0, 1, 2, \dots$ — орбитальный момент. Таким образом, ортопозитроний может находиться в состояниях 3S_1 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , ..., а парапозитроний — в состояниях 1S_0 , 1P_1 и т. п.

P -четность позитрония равна $P = (-1)^{L+1}$. Это следует из того, что внутренние четности электрона и позитрона противоположны (как у частицы-фермиона и ее античастицы), а орбитальная P -четность равна $(-1)^L$.

Позитроний является истинно нейтральной системой, все заряды (электрический, лептонный, барионный и др.) которой равны нулю. Поэтому при операции зарядового сопряжения позитроний переходит сам в себя: $\hat{C}|\psi_{Ps}\rangle = |\psi_{Ps}\rangle$. Отсюда следует, что $\hat{C}\psi_{Ps} = \pm \psi_{Ps}$, т. е. позитроний имеет определенную зарядовую четность ($C_{Ps} = +1$ или $C_{Ps} = -1$).

Легко показать, что знак зарядовой четности позитрония определяется его орбитальным моментом и спином:

$$C_{Ps} = (-1)^{L+S}. \quad (102.1)$$

Этот результат можно получить, например, если условно предположить, что позитроний состоит не из частицы и античастицы, а из двух тождественных частиц — электронов, находящихся в разных пространственных, спиновых и зарядовых состояниях*. Тогда волновую функцию позитрония можно записать в виде антисимметричной комбинации волновых функций обоих электронов:

$$\psi_{Ps} = \psi_1(r, s, e^-) \psi_2(r', s', e^+) - \psi_2(r, s, e^-) \psi_1(r', s', e^+). \quad (102.2)$$

Применив к (102.2) операцию зарядового сопряжения, получим выражение

$$\hat{C}\psi_{Ps} = \psi_1(r, s, e^+) \psi_2(r', s', e^-) - \psi_2(r, s, e^+) \psi_1(r', s', e^-). \quad (102.3)$$

С другой стороны, применив к (102.2) операцию зеркального отражения $\hat{P} = (-1)^L$ и операцию обмена спинами $\hat{S} = (-1)^{S+1}$, получим

$$\hat{P}\hat{S}\psi_{Ps} = \psi_1(r', s', e^-) \psi_2(r, s, e^+) - \psi_2(r', s', e^-) \psi_1(r, s, e^+). \quad (102.4)$$

Сравнивая (102.3) и (102.4), имеем

* Такое предположение допустимо потому, что в последующих рассуждениях не используются понятия внутренней четности частицы и античастицы.

$$\hat{C}\psi_{Ps} = -\hat{P}\hat{S}\psi_{Ps}, \text{ т. е. } \hat{C} = -\hat{P}\hat{S} = (-1)^{L+S}.$$

Зарядовая четность позитрония определяет характер его аннигиляции. Поскольку γ -квант является зарядово-нечетной частицей (так как все векторы электромагнитного поля меняют знак при изменении знака электрического заряда), то в соответствии с законом сохранения C -четности позитроний с положительной C -четностью может аннигилировать только в четное (преимущественно в два) число γ -квантов, а позитроний с отрицательной C -четностью — в нечетное (преимущественно в три) число γ -квантов.

Обычно аннигиляция позитрония происходит из S -состояния, в которое позитроний приходит, испуская радиационные фотоны. При этом ортопозитроний, находящийся в состоянии 3S_1 , т. е. имеющий отрицательную C -четность $[C = (-1)^{L+S} = (-1)^{0+1} = -1]$, аннигилирует в три γ -кванта, а парапозитроний, находящийся в состоянии 1S_0 и, следовательно, имеющий положительную C -четность $[C = (-1)^{0+0} = +1]$, — в два. Естественно, что трехфотонная аннигиляция менее вероятна, чем двухфотонная. Поэтому время жизни орто- и парапозитрония различно:

$$\tau_{Ps}^{\text{орто}} = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}; \quad \tau_{Ps}^{\text{пара}} = 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ с}. \quad (102.5)$$

§ 103. Электронные нейтрино и антинейтрино

1. СВОЙСТВА ν_e И $\bar{\nu}_e$. ФЕЙНМАНОВСКИЕ ДИАГРАММЫ ДЛЯ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В 1931 г., через три года после предсказания Дираком существования позитрона, Паули предсказал существование в природе еще одной частицы — нейтрино. В § 18 мы довольно подробно рассказали о первоначальных взглядах на свойства этой частицы и развитии их с течением времени, а также об опытах, в результате которых была сформулирована современная точка зрения на эту проблему. Вкратце она сводится к следующему.

В процессах $\beta^\pm$ -распада ядер вместе с позитроном и электроном испускаются электронные нейтрино (ν_e) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), которые являются частицей и античастицей по отношению друг к другу. Они имеют равные массы ($m_{\nu_e} = m_{\bar{\nu}_e} = 0$ или очень близкие к нулю), спины ($s_{\nu_e} = s_{\bar{\nu}_e} = 1/2$), время жизни ($\tau_{\nu_e} = \tau_{\bar{\nu}_e} = \infty$), электрические заряды ($z_{\nu_e} = z_{\bar{\nu}_e} = 0$) и магнитные моменты ($\mu_{\nu_e} = \mu_{\bar{\nu}_e} = 0$), но различаются спиральностью (отрицательная у ν_e и положительная у $\bar{\nu}_e$) и характером взаимодействия с нуклонами в процессах прямого и обратного

β -распада. Формально (но удобно) это различие описывается при помощи электронного лептонного заряда, который у нейтрино такой же, как у электрона ($L_{\nu_e} = L_{e^-} = 1$), у антинейтрино — как у позитрона ($L_{\bar{\nu}_e} = L_{e^+} = -1$), а у всех остальных частиц равен нулю. Все разрешенные процессы с участием ν_e и $\bar{\nu}_e$ удовлетворяют закону сохранения электронного лептонного заряда (суммарный лептонный заряд левой и правой частей реакции равны):

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \nu_e + n \rightarrow p + e^-; \\ p &\rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}_e, \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \end{aligned} \right\} \quad (103.1)$$

а запрещенные противоречат ему:

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \nu_e, \quad \bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-; \\ p &\rightarrow n + e^+ + \bar{\nu}_e, \quad \nu_e + p \rightarrow n + e^+, \end{aligned} \right\} \quad (103.2)$$

Позднее мы увидим, что введенный электронный лептонный заряд является только одной из разновидностей лептонного заряда. Кроме L_e в настоящее время для описания поведения мюонных лептонов (μ^-, μ^+, ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) используется мюонный лептонный заряд L_μ (см. § 105, п. 3), а для описания тау-лептонов (τ^-, τ^+, ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$) — тау-лептонный заряд L_τ (см. § 107). В настоящем параграфе рассматриваются только электронные лептоны. Поэтому иногда для удобства вместо $\nu_e, \bar{\nu}_e$ и L_e будут использоваться упрощенные обозначения $\nu, \bar{\nu}$ и L .

Процессы слабого взаимодействия, так же как и электромагнитные, можно изображать с помощью фейнмановских диаграмм. Основной элемент диаграммы Фейнмана для слабого взаимодействия состоит из четырех внешних линий (двух нуклонных и двух лептонных), пересекающихся в общей вершине (четырёхфермионный характер слабого взаимодействия).

На рис. 380 изображена диаграмма процесса $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, на рис. 381 — диаграмма процесса $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. Из рисунков видно, что диаграммы как бы состоят из двух непрерывных линий — нуклонной ($n-p$) и лептонной ($\nu-e^-$) или ($e^+-\bar{\nu}$). Такая структура диаграмм является отражением законов сохранения барионного и лептонного зарядов.

Безразмерная константа $g_{\text{сл}}$, характеризующая силу слабого взаимодействия, весьма мала*. Поэтому диаграммы низшего

* Эта константа следующим образом связана с размерной константой слабого взаимодействия $g = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 1,4 \cdot 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3$, введенной в § 18: $g_{\text{сл}} = \frac{g}{\hbar c (\lambda_{\text{компт}}^{(e)})^2} \approx 3,2 \cdot 10^{-12}$. Иногда вместо $\lambda_{\text{компт}}^{(e)}$ используют $\lambda_{\text{компт}}^{(\pi)}$ или $\lambda_{\text{компт}}^{(p)}$. В этих случаях для безразмерной константы $g_{\text{сл}}$ получается соответственно $g'_{\text{сл}} \approx 2,4 \cdot 10^{-7} \ll \sqrt{\alpha}$ и $g''_{\text{сл}} \approx 1,2 \cdot 10^{-5} \ll \sqrt{\alpha}$.

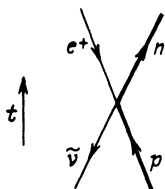


Рис. 380

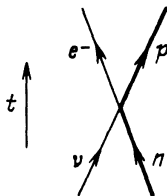


Рис. 381

порядка для слабого процесса позволяют получать количественные результаты.

Однако несмотря на малость константы слабого взаимодействия ($g_{\text{сл}}^2 \ll \alpha = e^2/\hbar c = 1/137$) учитывать диаграммы более высокого порядка (считать радиационные поправки) для слабого взаимодействия нельзя из-за невозможности проведения перенормировок (см. § 81).

В дальнейшем в связи с аналогией между электромагнитным и слабым взаимодействиями было введено представление о кванте слабого взаимодействия, роль которого выполняет

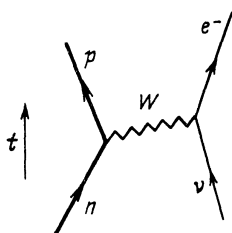


Рис. 382

гипотетическая частица — заряженный W -бозон (рис. 382). W -бозон должен обладать следующими свойствами: $Z = \pm 1$, $s = 1$, $m \gg m_N$. Схема с W -бозоном пригодна для рассмотрения слабого взаимодействия, обусловленного слабыми заряженными токами (в то время слабые нейтральные токи еще не были обнаружены). Позднее была построена перенормируемая теория электро-слабых взаимодействий, которая описывает электромагнитные и слабые взаимодействия

(с заряженными и нейтральными токами). В этой теории кроме фотона естественным образом появляются два заряженных тяжелых бозона W^+ и W^- и один нейтральный тяжелый бозон Z^0 (квант слабого взаимодействия, обусловленного нейтральными токами). Масса тяжелых бозонов — около 80—90 ГэВ, что обеспечивает малый радиус слабого взаимодействия. В 1982—1983 гг. $W^\pm$ и Z^0 -бозоны были открыты (подробнее см. § 130).

2. ДВОЙНОЙ β -РАСПАД

В первые годы после появления гипотезы Паули о существовании нейтрино, когда еще не были сделаны прямые опыты по наблюдению взаимодействия ν и $\bar{\nu}$ с нуклонами, вопрос об их различии стоял очень остро. Теоретическое рассмотрение этого вопроса (проведенное до обнаружения несохранения

четности в слабом взаимодействии) привело к двум альтернативным точкам зрения. Согласно одной из них (теория Дирака) нейтрино изображается четырехкомпонентной волновой функцией и имеет четыре состояния: левое и правое нейтрино (ν_L и ν_R) и левое и правое антинейтрино ($\bar{\nu}_L$ и $\bar{\nu}_R$).

В этой теории $\bar{\nu} \neq \nu$. После открытия нарушения P -четности в слабом взаимодействии стало ясно, что из четырех дираковских нейтринных состояний в природе реализуются только два — левое нейтрино ν_L и правое антинейтрино $\bar{\nu}_R$, а остальные два либо не реализуются совсем (если $m_\nu \equiv 0$), либо «стерильны» относительно всех известных взаимодействий, включая слабое (если $m_\nu \neq 0$).

Согласно другой теории, развитой Майораной, нейтрино тождественно антинейтрино ($\nu \equiv \bar{\nu}$) и встречается в двух состояниях — левое ($\nu_L \equiv \bar{\nu}_L$) и правое ($\nu_R \equiv \bar{\nu}_R$). В этом случае в принципе также возможны оба значения массы ($m_\nu \equiv 0$ и $m_\nu \neq 0$).

Выбор между этими теориями и, следовательно, решение вопроса о тождественности или различии ν и $\bar{\nu}$, а также о значении массы нейтрино ($m_\nu \equiv 0$ или $m_\nu \neq 0$) можно сделать, проанализировав результаты опытов по поиску двойного β -распада (подробнее об этом анализе см. § 108).

Сущность двойного β -распада заключается в следующем. Известно (см. § 10, п. 2), что ядра с четным массовым числом A могут иметь два-три стабильных четно-четных изобара, различающихся по заряду на две единицы. Их стабильность обусловлена тем, что все соседние с ним по заряду ядра-изобары имеют большую массу, вследствие чего β -переходы на них запрещены энергетически. Такой случай изображен на рис. 383, на котором два стабильных ядра отмечены цифрами 2 и 4. Из рисунка видно, что оба ядра не могут перейти в соседние по заряду ядра-изобары ни за счет β^+ -распадов, ни за счет β^- -распадов. Однако между стабильностью ядер 2 и 4 есть некоторое различие. Дело в том, что ядро 4 имеет наименьшую массу из всех ядер-изобар и, следовательно, принципиально не может перейти в какое-либо другое ядро из-за энергетического запрета. Что касается ядра 2, то его масса больше массы ядра 4, благодаря чему существует принципиальная возможность непосредственного превращения $2 \rightarrow 4$. Это превращение характеризуется изменением заряда ядра на две единицы

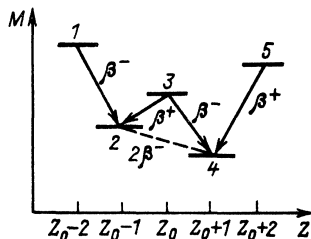


Рис. 383

и должно сопровождаться одновременным испусканием двух электронов (или позитронов, если $M_2 < M_4$). Такой процесс и называется двойным β -распадом.

Аналогичная ситуация может возникнуть также и в том случае, когда $M_2 > M_3 > M_4$, но существует сильный запрет на однократный β -переход $2 \rightarrow 3$, связанный с малой разностью масс и большим различием в моментах у ядер 2 и 3. Здесь, так же как и в предыдущем случае, ядра 2 и 4 являются практически стабильными в отношении обычного β -распада, но для ядра 2 имеется принципиальная возможность перехода в ядро 4 с помощью двойного β -распада.

Примером первого типа является тройка ядер $^{116}_{48}\text{Cd}$, $^{116}_{49}\text{In}$, $^{116}_{50}\text{Sn}$, массы которых удовлетворяют соотношениям $M_{\text{Cd}} - M_{\text{Sn}} = 2,7$ МэВ и $M_{\text{In}} - M_{\text{Cd}} = 0,6$ МэВ. Примером второго типа являются ядра $^{48}_{20}\text{Ca}$, $^{48}_{21}\text{Sc}$ и $^{48}_{22}\text{Ti}$, первая пара из которых имеет очень небольшую разность масс ($M_{\text{Ca}} - M_{\text{Sc}} = 0,3$ МэВ) и сильно различается по моментам.

В соответствии с двумя теориями нейтрино в принципе могут существовать два вида двойного β -распада.

1. Если $\tilde{\nu} \neq \nu$, то согласно предыдущему двойной β -распад должен идти по схеме

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\tilde{\nu}_e, \quad (103.3)$$

согласующейся с законом сохранения электронного лептонного заряда [двухнейтринный $2\beta(2\nu)$ -распад, рис. 384].

2. Если же $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$, то $\tilde{\nu}_e$, образовавшееся при распаде одного нейтрона по схеме $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$, может поглотиться (в качестве ν_e) другим нейтроном по схеме $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. Суммарный результат для обоих нейтронов в этом случае будет соответствовать схеме

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-, \quad (103.4)$$

противоречащей закону сохранения лептонного заряда $\Delta L_e = 2$ [безнейтринный $2\beta(0\nu)$ -распад, рис. 385].

Первый вид 2β -распада ничем не запрещен, но крайне мало вероятен из-за того, что его вероятность определяется вторым порядком теории возмущений по слабому взаимодействию, и из-за очень малого фазового объема для малоэнергетичных нейтрино*. Именно поэтому, хотя пока и нет вполне убедительных экспериментов по регистрации $2\beta(2\nu)$ -распада**,

* Фазовый объем виртуальных нейтрино $2\beta(0\nu)$ -распада существенно больше.

** Приведенные ниже экспериментальные данные не всеми физиками считаются убедительными.

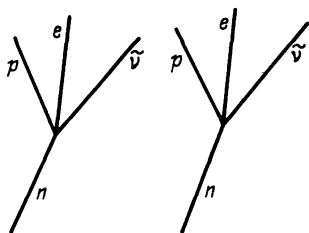


Рис. 384

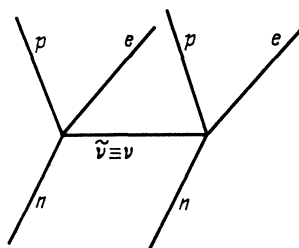


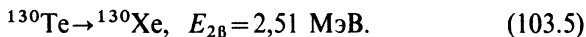
Рис. 385

можно выразить уверенность, что они обязательно появятся. (см. Дополнение, п. 6 и [5] из Дополнительного списка литературы).

Относительно второго вида двойного β -распада [$2\beta(0\nu)$] такой уверенности высказать нельзя потому, что для его существования необходимо нарушение (хотя бы небольшое) закона сохранения электронного лептонного заряда ($\Delta L_e = 2$), чего в природе может и не быть.

Опыты по поискам двойного β -распада ставились двумя способами: косвенным (непрямым) и прямым.

В первом способе, который не позволяет отличить $2\beta(0\nu)$ -распад от $2\beta(2\nu)$ -распада, проводилось геохимическое изучение теллурических руд, при котором оценивалось количество дочернего вещества, образовавшегося в результате 2β -распада по схеме



Среднее значение $T_{1/2}$, полученное для этого процесса в 1982 г.,

$$\bar{T}_{1/2}^{\text{эксп}}(2\beta) = (2,55 \pm 0,20) \cdot 10^{21} \text{ лет}. \quad (103.6)$$

Аналогичные исследования проводились с породами, содержащими ^{82}Se , который может испытывать 2β -распад по схеме



В этом случае среднее из нескольких экспериментов оказалось равным

$$\bar{T}_{1/2}^{\text{эксп}}(2\beta) = (1,45 \pm 0,15) \cdot 10^{20} \text{ лет}. \quad (103.8)$$

Выбор инертных газов в качестве дочерних продуктов 2β -распада не случаен — химическая инертность Хе и Кг облегчает их выделение из исследуемого образца. Однако это же самое свойство может приводить и к отрицательному результату — потерям некоторого количества Хе и Кг в процессе их очень длительного образования в породах.

Во втором способе экспериментального исследования двойного β -распада регистрируются электроны 2β -распада. Эти

опыты очень сложны из-за исключительно малой вероятности процесса и трудностей борьбы с фоном, для уменьшения которого работа ведется глубоко под землей. О масштабе эффекта можно судить по результатам одной из последних работ (1987 г.), в которой регистрировали в среднем два подходящих события в неделю. Такое событие характеризуется парой электронов, одновременно вылетающих из одной точки («одного и того же ядра») и имеющих определенные энергии и направления. Измерения проводились с ^{82}Se и дали для периода полураспада значение $T_{1/2}^{\text{эксп}} = 10^{20}$ лет.

Описанный способ в принципе позволяет различать $2\beta(2\nu)$ - и $2\beta(0\nu)$ -распады по характеру энергетического спектра электронов. В первом случае он должен быть непрерывным, а во втором суммарная энергия обоих электронов для всех зарегистрированных событий должна быть постоянной и равной энергии перехода («двухчастичный» процесс $2\beta(0\nu)$ -распада).

До настоящего времени ни в одном из опытов не удалось измерить $T_{1/2}^{\text{эксп}}$ для $2\beta(0\nu)$ -распада. Получено только несколько значений нижних границ для этой величины:

$$\left. \begin{aligned} T_{1/2} &> 2 \cdot 10^{21} \text{ лет (для перехода } ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}); \\ T_{1/2} &> 2,1 \cdot 10^{21} \text{ лет (для перехода } ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}); \\ T_{1/2} &> 8 \cdot 10^{23} \text{ лет (для перехода } ^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}); \\ T_{1/2} &> (3 \div 4) \cdot 10^{21} \text{ лет (для перехода } ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}). \end{aligned} \right\} (103.9)$$

Таким образом, на сегодняшний день опыты по поиску $2\beta(0\nu)$ -распада не противоречат предположению о различии нейтрино и антинейтрино, т. е. согласуются с законом сохранения электронного лептонного заряда. Напомним, что к такому же заключению приводит и анализ опыта Девиса (см. § 18, п. 5). Однако следует заметить, что точность современного эксперимента не исключает возможности небольшого нарушения этого закона сохранения, а теория допускает такую возможность (см. § 108 и Дополнение, п. 6).

3. ПОНЯТИЕ О ТЕОРИИ

ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРИНО.

СВЯЗЬ С ЗАКОНОМ СОХРАНЕНИЯ СР-ЧЕТНОСТИ

Итак, с точностью до проведенных на сегодня экспериментов можно считать, что нейтрино и антинейтрино — две нейтральные частицы, отличающиеся друг от друга характером взаимодействия с нуклонами (которое проявляется в различии лептонных зарядов). Они имеют одинаковый спин $s_v = s_{\bar{v}} = 1/2$,

очень малый или равный нулю магнитный момент (меньше $10^{-9} M_B$) и очень малую ($m_\nu < 1/25\,000 m_e$) или равную нулю массу.

В течение многих лет считали, что $m_\nu \equiv 0$. Это предположение привело к целому ряду изящных теоретических построений и не противоречит многим экспериментам. Вместе с тем в 1980 г. были получены экспериментальные указания на то, что $m_\nu \neq 0$ (см. § 18, п. 6). Аналогичное утверждение высказывается и в теоретической астрофизике (см. § 108, п. 2). А при $m_\nu \neq 0$ должны проявиться новые, очень интересные явления, невозможные в случае $m_\nu \equiv 0$. В связи с этим мы обсудим обе возможности (первую — здесь, вторую — в пп. 4 и 5 этого параграфа, а также в § 108, п. 2).

Будем исходить из $m_\nu \equiv 0$, $v \neq v$ и нарушения P -четности в слабых взаимодействиях. Тогда, как показали Л. Д. Ландау в СССР и Ли и Янг, а также Салам за рубежом, может быть построена двухкомпонентная теория продольно-поляризованных нейтрино. В этой теории в отличие от четырехкомпонентной теории Дирака ν и $\bar{\nu}$ могут иметь только по одной (и притом различной) спиральности: левая у ν и правая у $\bar{\nu}$ или наоборот. Выбор знака спиральности у ν и $\bar{\nu}$ может быть сделан экспериментально. Из опыта следует, что ν имеет левую спиральность, а антинейтрино — правую (см. п. 3, б). Таким образом, согласно этой теории спин нейтрино всегда ориентирован против импульса, а спин антинейтрино — по импульсу. Если уподобить спин вращению, то движение нейтрино можно сравнить с движением левого винта, а антинейтрино — правого.

Основные положения теории продольно-поляризованных нейтрино можно понять из простых рассуждений.

Легко видеть, например, что продольно-поляризованные нейтрино (при 100%-ной поляризации) действительно должны иметь массу, тождественно равную нулю. В самом деле, если бы масса нейтрино (антинейтрино) была отлична от нуля, то оно должно бы было двигаться со скоростью $v < c$. Тогда, рассматривая его движение из системы координат, движущейся в том же направлении со скоростью $v_1 > v$, мы увидим, что оно движется в обратную сторону, сохраняя прежнее направление спина. Но это означает, что внутреннее свойство частицы — ее спиральность — зависит от системы координат, чего не должно быть. Спиральность нейтрино и антинейтрино не будет зависеть от системы координат только в том случае, если скорость их движения равна скорости света, т. е. массы покоя нейтрино и антинейтрино тождественно равны нулю.

Нетрудно показать также, что существование продольно-поляризованных нейтрино тесно связано с несохранением четности в слабых взаимодействиях. В самом деле, в случае

справедливости закона сохранения четности волновая функция частицы при зеркальном отражении (или, что то же самое, при операции инверсии, т. е. замене правой системы координат на левую) либо не меняется (для четной частицы), либо умножается на -1 (для нечетной), а частица переходит сама в себя. Это возможно в том случае, когда частица симметрична относительно правого и левого. Продольное нейтрино не обладает симметрией, так как при отражении в зеркале правый винт переходит в левый (направление вращения от x к y , например, сохраняется, а направление движения оси винта меняется на обратное). Частица не переходит сама в себя, а изменение соответствующей ей волновой функции при операции зеркального отражения не сводится только к умножению на ± 1 . Частица становится антисимметричной по отношению к правому и левому, и ей не может быть приписана определенная четность.

Так как закон сохранения четности есть следствие свойства зеркальной симметрии пространства, то нарушение этого закона означает асимметрию пространства относительно правого и левого. Пространство становится закрученным, так что при зеркальном отражении оно не переходит само в себя. Этот результат представляется весьма странным по отношению к пустому пространству.

Для восстановления право-левой симметрии пустого пространства Ландау предложил вложить право-левую асимметрию в заряд частицы. Согласно Ландау в слабых взаимодействиях нарушается не только закон сохранения четности, но и зарядовая C -инвариантность. Это легко понять на том же примере с продольно-поляризованными нейтрино и антинейтрино. Действительно, если к левовинтовому нейтрино (правовинтовому антинейтрино) применить операцию зарядового сопряжения, то получится левовинтовое антинейтрино (правовинтовое нейтрино), которого согласно теории продольных нейтрино в природе не существует. В соответствии с этим теория оказывается несимметричной относительно замены всех частиц их античастицами. Инвариантной является комбинированная операция, состоящая из инверсии координат P и замены частицы ее античастицей C .

Введение понятия комбинированной CP -инверсии позволяет рассматривать явления, связанные с несохранением четности, сохраняя право-левую симметрию пустого пространства (так как вращение связано с зарядом, т. е. с частицей). Инвариантность относительно комбинированной инверсии для истинно нейтральных частиц приводит к закону сохранения комбинированной четности (см. § 118, п. 1).

Как уже говорилось, CP -инвариантность слабых взаимодействий может быть проверена экспериментально. Эта возмож-

ность вытекает из существования в релятивистской теории поля *CPT*-теоремы, или теоремы Людерса — Паули, согласно которой в любом взаимодействии произведение трех инверсий: зарядовой *C* (операция зарядового сопряжения), пространственной *P* (зеркальное отражение) и временной *T* (обращение времени) — является инвариантом (см. § 18, п. 8 и § 93).

CPT-теорема опирается на лоренц-инвариантность и правильную связь между спином и статистикой, т. е. она справедлива для всех локальных теорий (в которых предполагается выполняющимся принцип причинности). Следствиями *CPT*-теоремы являются равенства массы, спина и времени жизни для частиц и античастиц. Эти следствия проверены экспериментально для многих частиц ($\pi^+ - \pi^-$, $\mu^+ - \mu^-$, $K^+ - K^-$, $p - \bar{p}$) и подтвердились с точностью, определяющей погрешностью эксперимента (около 0,1%).

До обнаружения несохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях считалась инвариантной (для любого взаимодействия) каждая из трех инверсий в отдельности. Это вытекало из *CPT*-теоремы ($CPT=1$), закона сохранения пространственной четности ($P=1$) и инвариантности относительно зарядового сопряжения ($C=1$), которые приводили к временной инвариантности ($T=1$).

Согласно теории Ландау слабые взаимодействия должны быть инвариантны относительно комбинированной инверсии ($CP=1$), а следовательно, в соответствии с *CPT*-теоремой — и относительно обращения времени ($T=1$). Таким образом, экспериментальным подтверждением *CP*-инвариантности является временная инвариантность.

Мы уже говорили раньше, что в настоящее время имеются экспериментальные данные, которые с погрешностью, приблизительно равной 1%, согласуются с временной, а следовательно, и *CP*-инвариантностью в слабых взаимодействиях с участием лептонов (например, в β -распаде нейтрона).

В слабых процессах распада *K*-мезонов *CP*-инвариантность проверена еще лучше (до 0,5%). Однако на уровне точности 99,8% было обнаружено ее нарушение в распаде $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (см. § 118, пп. 1 и 4). В процессах, отличных от распада *K*-мезонов (например, в β -распаде), нарушение *CP*-инвариантности пока не обнаружено. Поэтому в пределах точности современных экспериментов можно пользоваться выводами очень наглядной теории продольных нейтрино, которые опираются на спиральность этих частиц. В частности, легко показать, что электроны (позитроны) и дочерние ядра, образующиеся в процессе β -распада, должны обладать продольной поляризацией.

а. Продольная поляризация продуктов β -распада

Возникновение продольной поляризации у электронов в процессе β -распада очевидно из следующего простого рассуждения. Рассмотрим случай β -распада ^{60}Co , изучение которого привело Ву с сотрудниками к обнаружению нарушения закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях. Как известно (см. § 18), в этом β -переходе спин исходного ядра ($I_{\text{Co}}=5$) уменьшается на единицу ($I_{\text{Ni}^*}=4$).

Поэтому спины электрона ($s_e=1/2$) и антинейтрино ($s_{\bar{\nu}}=1/2$) в соответствии с законом сохранения момента количества движения должны быть ориентированы так же, как спин дочернего ядра (рис. 386). Но в опыте Ву было установлено, что электроны β -распада летят преимущественно против спина. Следовательно, электрон должен быть поляризован против

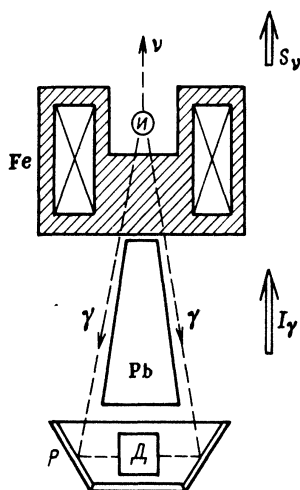
своего импульса (левая поляризация электрона). Продольная поляризация дочернего ядра вытекает из закона сохранения импульса и продольной поляризации e^- и $\bar{\nu}$.

Существует несколько экспериментальных способов определения поляризации электронов. В одном из них изучается азимутальная асимметрия, возникающая при рассеянии электронов с поперечной поляризацией на ядрах*. Идея этого метода очень проста. Рассеяние электронов на ядрах определяется двумя взаимодействиями: электрическим и магнитным. Первое (взаимодействие заряда электрона с зарядом ядра) асимметрично. Второе (взаимодействие магнитного момента электрона с магнитным полем движущегося заряда) имеет разный знак для левого и правого рассеяний.

Рис 386

Продольная поляризация позитронов определяется при изучении особенностей процессов аннигиляции (например, зависимости сечения аннигиляции от взаимной ориентации спинов позитрона и электрона). Анализ всех опытов приводит к заключению, что электроны и позитроны β -распада имеют продольную поляризацию P , знак и величина которой определяются формулой

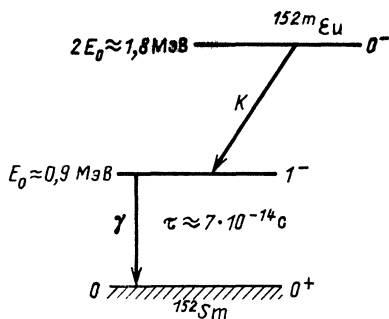
* Продольную поляризацию электронов можно преобразовать в поперечную, пропустив пучок электронов через электрическое поле, которое поворачивает импульс электрона, не меняя направления его спина (в релятивистском случае спин также поворачивается, но иначе, чем импульс).



←

Рис. 387

Рис. 388



$$P_{e^+} = \pm v/c. \quad (103.10)$$

Продольную поляризацию дочернего ядра можно экспериментально обнаружить, изучая круговую поляризацию γ -квантов, испускаемых ядром после β -распада. Характер круговой поляризации γ -квантов в свою очередь может быть определен по их взаимодействию с веществом, например в результате изучения эффекта Комптона на поляризованных электронах железа. Интенсивность пучка γ -квантов, пропущенного через намагниченное железо, зависит от знака круговой поляризации γ -квантов (и направления магнитного поля).

Общее заключение, которое может быть сделано в результате анализа многочисленных опытов по изучению угловых корреляций и продольной поляризации, состоит в том, что все они согласуются с левой поляризацией нейтрино (отрицательная спиральность) и правой поляризацией антинейтрино (положительная спиральность).

6. Экспериментальное определение спиральности нейтрино

Непосредственно спиральность нейтрино была измерена в очень красивом опыте Гольдхабера и др., схема которого изображена на рис. 387. Здесь И — радиоактивный источник ^{152m}Eu , упрощенная схема распада которого изображена на рис. 388; ν — нейтрино, вылетающие при e -захвате ^{152m}Eu ;

γ — γ -квант, испускающийся при $E1$ -переходе дочернего ядра ^{152}Sm ; Fe—намагниченное железо для определения круговой поляризации γ -квантов; Pb—свинцовый фильтр для защиты детектора от прямого пучка; D —детектор; P —кольцевой рассеиватель из Sm_2O_3 .

Идея опыта заключается в следующем. Предположим, что нейтрино, образовавшееся в процессе K -захвата s -электрона ядром ^{152m}Eu (энергия перехода $E_0 = 0,9$ МэВ), вылетает вверх. Тогда дочернее ядро ^{152}Sm полетит вниз с энергией отдачи $T_{\text{я}} = E_0^2 / (2M_{\text{я}}c^2) \approx 3$ эВ (см. § 18, п. 3). Предположим далее, что дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии с энергией возбуждения, также равной E_0 , и что оно переходит в основное состояние на лету, испустив γ -квант в направлении своего движения, т. е. вниз.

Тогда из законов сохранения импульса и энергии очевидно, что ядро Sm , получив вторую (равную по величине, но противоположную по направлению) отдачу $T'_{\text{я}} = T_{\text{я}}$, остановится, а γ -квант, «приняв на себя» его кинетическую энергию, испустится с энергией

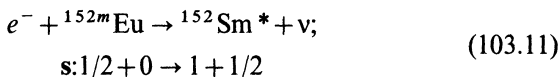
$$E_0 + T'_{\text{я}} = E_0 + E_0^2 / (2M_{\text{я}}c^2).$$

Но, как было показано в § 19, п. 4 [см. формулу (19.20)], γ -кванты с такой энергией должны испытывать резонансное взаимодействие с ядрами ^{152}Sm , находящимися в основном состоянии.

Таким образом, в опыте Гольдхабера и др. осуществляется очень интересный случай резонансного рассеяния γ -квантов без использования эффекта Мёссбауэра. Естественно, что наблюдение резонансного рассеяния такого характера возможно только при описанной выше кинематике процесса (т. е. когда нейтрино летит вверх, а ядро Sm и γ -квант — вниз, причем γ -квант вылетает из движущегося ядра) и при $T_{\text{я}} = T'_{\text{я}}$. На самом деле энергия e -захвата ядра ^{152m}Eu (0,900 МэВ) несколько отличается от энергии возбуждения ядра ^{152}Sm (0,961 МэВ). Поэтому $T_{\text{я}} = 2,88$ эВ $\neq T'_{\text{я}} = 3,28$ эВ. Однако это различие компенсируется небольшим отклонением направления вылета γ -квантов от вертикали (см. рис. 387). Заметим, что для успеха опыта достаточно совпадения $T_{\text{я}}$ и $T'_{\text{я}}$ с погрешностью до доплеровского уширения линии испускания, которое сравнительно велико:

$$D = 2\sqrt{T_{\text{я}}kT} = 2\sqrt{3 \cdot 0,025} \approx 0,5 \text{ эВ}.$$

Проанализируем теперь описанный процесс с помощью закона сохранения момента количества движения. Из схемы e -захвата



следует, что спин нейтрино и момент количества движения возбужденного состояния ядра $^{152}\text{Sm}^*$ должны быть ориентированы в противоположные стороны. Так как их импульсы также противоположны, то знак продольной поляризации ядра должен совпадать со знаком спиральности нейтрино.

Из схемы γ -перехода

$$^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma \quad (103.12)$$

$$l = 0 + 1$$

следует, что знак круговой поляризации γ -квантов должен совпадать со знаком продольной поляризации ядра, т. е. со знаком спиральности нейтрино.

Итак, определение спиральности нейтрино сводится к определению знака круговой поляризации γ -квантов. Последний может быть найден по изменению числа отсчетов в детекторе при переориентации магнитного поля в магните. Знак спиральности нейтрино оказался отрицательным.

Знак спиральности антинейтрино в непосредственном эксперименте определен не был, но из всех других экспериментов вытекает, что он положителен. Таким образом, для всех электронных лептонов (e^- , e^+ , ν_e и $\bar{\nu}_e$) знак спиральности (продольной поляризации) противоположен знаку лептонного заряда (табл. 39).

Таблица 39

Частица	Лептонный заряд L_e	Продольная поляризация $P/ P $	Частица	Лептонный заряд L_e	Спиральность
e^-	+1	$-v/c$	ν_e	+1	-1
e^+	-1	$+v/c$	$\bar{\nu}_e$	-1	+1

В заключение подчеркнем еще раз, что понятие спиральности имеет абсолютный характер только для частиц с нулевой массой. Для частиц с $m \neq 0$ под спиральностью надо понимать знак продольной поляризации при данных конкретных условиях.

4. ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Методика Девиса, описанная в § 18, п. 5, может быть использована для регистрации солнечных нейтрино при помощи реакции

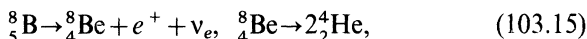
$$\nu_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-, \quad (103.13)$$

имеющей порог $E_{\nu}^{\text{мин}} = 0,814 \text{ МэВ}^*$.

Основная часть потока солнечных нейтрино образуется в реакции



входящей в протон-протонный цикл. Однако нейтрино из этой реакции имеют слишком низкую энергию ($E_{\nu} \leq 0,4 \text{ МэВ}$). Поэтому процесс (103.13) может идти в основном за счет высокоэнергетичных ($E_{\nu} \leq 14 \text{ МэВ}$) нейтрино, образующихся в реакции

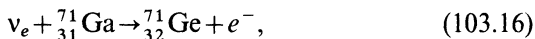


входящей в состав дополнительной ветви протон-протонного цикла. Но этих нейтрино образуется только около 10^{-4} общего их числа. Таким образом, опыт по регистрации солнечных нейтрино с помощью реакции (103.13) требует применения детектора очень большого объема, который должен быть весьма чувствителен к измерению потока нейтрино из реакции (103.15).

Первые опыты по регистрации солнечных нейтрино были выполнены Девисом в 1971 г. в глубокой (1,5 км) золотоносной шахте штата Южная Дакота (США). В качестве мишени-детектора использовался тетрахлорэтилен объемом 380 м^3 (610 т). В результате измерений был обнаружен очень небольшой эффект ($0,3 \pm 0,2$ атома аргона в день), который оказался в несколько раз меньше ожидаемого из термоядерной модели Солнца.

Для объяснения этого расхождения была уточнена модель Солнца (учет поглощения межзвездной материи поверхностью Солнца, учет возможного несоответствия температуры в центре Солнца и на поверхности и др.). Однако после всех поправок осталось расхождение в 3 раза, которое кажется настолько большим, что для его объяснения даже была выдвинута гипотеза о нетермоядерной природе солнечной энергии.

Чтобы проверить правильность полученного результата о количестве солнечных нейтрино, в ближайшие годы в СССР будет повторен хлор-аргоновый эксперимент с большим детектором (3200 т C_2Cl_4). Кроме того, предполагается провести эксперимент по регистрации нейтрино от процесса (103.14) при помощи реакции



* Если же ${}^{37}_{18}\text{Ar}$ образуется в возбужденном состоянии (что весьма вероятно из-за специфической структуры этого ядра), то порог реакции повышается до $E_{\nu}^{\text{мин}} = 5,8 \text{ МэВ}$.

которая идет от нейтрино с энергией $E_\nu > 0,23$ МэВ. Для успеха опыта детектор должен содержать более 20 т галлия.

Опыты будут поставлены в подземных нейтринных лабораториях, размещенных под горой Андырчи в Баксанском ущелье (Северный Кавказ) в туннеле длиной около 4 км. Глубина размещения лаборатории в конце туннеля — около 5 км водяного эквивалента. Помимо естественной защиты горным массивом лаборатории защищены изнутри слоями из специального низкоактивного бетона, плексигласа, меди, вольфрама, что позволяет уменьшить внешний фон до значения внутреннего фона детектора.

Кроме проведения хлор-аргонового и галлий-германиевого экспериментов с солнечными нейтрино лаборатории будут также использованы для изучения космических мюонов и нейтрино, галактических нейтрино из коллапсирующих звезд и других источников, поиска очень редких событий типа двойного β -распада, распада протона и др.

В настоящее время (1989 г.) в одном из помещений лаборатории проводятся исследования по поиску 2β -распада (см. § 103, п. 2) в обогащенных изотопах ^{100}Mo , ^{150}Nd и ^{136}Xe , а в другом сооружается Ga—Ge-детектор на базе 60 т галлия.

Если опыты с галлиевым детектором и новые эксперименты с Cl—Ar-детектором подтвердят старые результаты, то это будет означать, что на Землю действительно приходит в 3 раза меньше нейтрино, чем требуется по общепринятой модели Солнца. Такое «пропадание» по дороге до Земли $2/3$ нейтрино, образовавшихся на Солнце, можно будет интерпретировать как подтверждение гипотезы Б. М. Понтекорво (1957 г.) о нейтринных осцилляциях.

Известно, что кроме электронного нейтрино существует еще мюонное нейтрино (см. § 105) и, по-видимому, τ -нейтрино (см. § 107). Если масса нейтрино не равна нулю и нарушаются законы сохранения лептонных зарядов, то согласно гипотезе Б. М. Понтекорво* может существовать процесс взаимного перехода нейтрино одного вида в другой ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ и т. п.) подобно осцилляциям в ($K^0 - \bar{K}^0$)-процессе, идущем с нарушением закона сохранения странности (см. § 118). При максимально возможном проявлении эффекта нейтринных осцилляций электронные нейтрино, возникшие на Солнце, прилетят на Землю в виде трех различных видов нейтрино (ν_e , ν_μ и ν_τ), два из которых не могут быть зарегистрированы ни хлорным, ни галлиевым детектором.

* Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 247; Биленький С. М., Понтекорво Б. М. // Успехи физ. наук. 1977. Т. 123. Вып. 2. С. 181—215.

Кроме возможности решения проблемы «недостачи» солнечных нейтрино изучение нейтринных осцилляций очень важно еще и потому, что их обнаружение даст подтверждение отличия массы нейтрино от нуля, независимое от опыта с β -распадом трития (см. § 18, п. 6) и результатов поиска безнейтринного двойного β -распада (см. § 103, п. 2). В связи с этим рассмотрим вопрос о нейтринных осцилляциях подробнее, ограничившись для простоты рассуждений случаем взаимных переходов между двумя типами нейтрино: ν_e и ν_μ .

5. НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

Предположим, что наряду с обычным слабым взаимодействием, которое сохраняет лептонные заряды L_e и L_μ , существует еще более слабое добавочное взаимодействие, нарушающее эти законы сохранения, и что нейтрино обладают собственными значениями массы. Тогда нетрудно показать, что ν_e и ν_μ могут переходить друг в друга подобно K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонам (см. § 118).

Представим волновые функции физических нейтрино ν_e и ν_μ в виде линейных ортогональных комбинаций из двух других вспомогательных волновых функций, изображающих нейтрино ν_1 и ν_2 с определенными отличными от нуля и различными массами m_1 и m_2 :

$$\left. \begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta; \\ \nu_\mu &= -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (103.17)$$

Здесь θ — так называемый угол смешивания, величина которого определяет пропорцию «содержания» ν_1 и ν_2 в составе ν_e и ν_μ . При $\theta = 45^\circ$ смешивание максимально, и формулы (103.17) совпадают с формулами (118.12), рассмотренными в разделе об осцилляциях ($K^0 - \bar{K}^0$)-мезонов (100%-ное нарушение законов сохранения лептонных зарядов L_e и L_μ).

При $\theta = 0^\circ$ смешивание отсутствует, что соответствует строгому сохранению лептонных зарядов. Заметим, что использованная форма введения угла смешивания автоматически обеспечивает нормировку волновых функций (поскольку $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$).

Обращение формул (103.17) приводит к формулам

$$\left. \begin{aligned} \nu_1 &= \nu_e \cos \theta - \nu_\mu \sin \theta; \\ \nu_2 &= \nu_e \sin \theta + \nu_\mu \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (103.18)$$

которые при $\theta = 45^\circ$ совпадают с формулами (118.11) для K_1^0 и K_2^0 .

Здесь v_1 и v_2 характеризуются определенными значениями масс m_1 и m_2 , но не имеют определенных лептонных зарядов, подобному тому как K_1^0 - и K_2^0 -частицы, имея определенные массы, не имеют определенной странности.

Предположим, что в начальный момент времени $t=0$ образуются нейтрино только одного определенного типа, например электронные, т. е. $v_e(0)=1$ и $v_\mu(0)=0$. Тогда в соответствии с (103.18)

$$v_1(0)=v_e(0)\cos\theta, \quad v_2(0)=v_e(0)\sin\theta. \quad (103.19)$$

Посмотрим, как будет изменяться функция $v_e(t)$ с течением времени.

Согласно (103.17)

$$v_e(t)=v_1(t)\cos\theta+v_2(t)\sin\theta, \quad (103.20)$$

где

$$\left. \begin{aligned} v_1(t) &= v_1(0) \exp(-iE_1 t); \\ v_2(t) &= v_2(0) \exp(-iE_2 t) \end{aligned} \right\} \quad (103.21)$$

описывают изменение во времени волновых функций нейтрино с массами m_1 и m_2 , импульсом p и энергиями

$$E_1 = p + \frac{m_1^2}{2p}, \quad E_2 = p + \frac{m_2^2}{2p} \quad (103.22)$$

(предполагается, что $m_i \ll p$, и используются единицы $\hbar=c=1$). Подставляя (103.21) и (103.19) в (103.20), получаем

$$v_e(t) = v_e(0) \cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + v_e(0) \sin^2 \theta e^{-iE_2 t},$$

т. е.

$$\frac{v_e(t)}{v_e(0)} = \cos^2 \theta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \theta e^{-iE_2 t},$$

или после несложных преобразований

$$\left| \frac{v_e(t)}{v_e(0)} \right|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{(E_2 - E_1)t}{2} \right]. \quad (103.23)$$

Выражение (103.23) дает относительную вероятность $P(v_e \rightarrow v_e)$ того, что нейтрино, которое в момент $t=0$ было чистым v_e , останется таким же в момент t .

Заменив $E_2 - E_1$ на $\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} = \frac{\Delta m^2}{2p}$, пролетное время t на расстояние от источника R и введя так называемую длину

осцилляций $L = \frac{4\pi p}{\Delta m^2} *$, получим вероятность «сохранения» ν_e в чистом виде на расстоянии R от источника:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2(\pi R/L). \quad (103.24)$$

Очевидно, что вероятность $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ исчезновения ν_e (превращения его после пролета расстояния R в ν_μ)** равна дополнению $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ до единицы:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi R/L). \quad (103.25)$$

Из формул (103.24) и (103.25) следует, что одни и те же значения $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ и $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ повторяются через $R=L$, а максимумы и минимумы этих величин чередуются через $R=L/2$. Первый максимум $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ соответствует $R=L/2$, второй $R=3L/2$ и т. д. Соответственно первый максимум $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ достигается при $R=L$, второй — при $R=2L$ и т. п. Значения $R < L/2$ невыгодны из-за $\sin(\pi R/L) < 1$, а значения $R \gg L$ — из-за уменьшения интенсивности нейтринного пучка по закону $1/R^2$. Таким образом, оптимальное расстояние R для поиска эффекта осцилляций определяется длиной осцилляций: $R \geq L$.

Для практических расчетов при обработке результатов экспериментов используются другие формулы:

$$P_{\nu_e, \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right), \quad (103.26)$$

$$P_{\nu_e, \nu_\mu} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right),$$

которые получаются из (103.24) и (103.25) после выравнивания размерностей и выбора удобных единиц измерения: Δm^2 — в эВ^2 , R — в м, E — в МэВ. Длина осцилляций в этих единицах равна

$$L = \frac{\pi E}{1,27 \Delta m^2} \approx 2,5 \frac{E}{\Delta m^2}. \quad (103.27)$$

* Из выражения $L = 4\pi p / \Delta m^2$ особенно наглядно видна необходимость $m_1 \neq m_2 \neq 0$ для возможности осцилляций: $\Delta m^2 = 0$, т. е. $L = \infty$ (осцилляции отсутствуют), как при $m_1 = m_2 \neq 0$, так и при $m_1 = m_2 = 0$.

** Зарегистрировать превращение ν_e в ν_μ , т. е. экспериментально обнаружить реакцию $\nu_e + n \rightarrow p + \mu^-$ (или $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + \mu^+$), можно, только если энергия нейтрино выше порога этой реакции. Поэтому осцилляции реакторных антинейтрино можно обнаружить только по процессу (103.24).

В качестве примера рассмотрим задачу об осцилляциях реакторных антинейтрино. Типичная энергия реакторных антинейтрино $E \approx 1$ МэВ. Поэтому для случая $\Delta m^2 = 0,1$ эВ² (который соответствует, например, значениям $m_1 \approx m_2 = 5$ эВ и $m_2 - m_1 \approx 0,3$ эВ) длина осцилляций будет равна $L = 2,5E/\Delta m^2 = 25$ м. Следовательно, осцилляции с масштабом эффекта $\Delta m^2 = 0,1$ эВ² следует искать на расстояниях именно такого порядка.

Конечно, надо иметь в виду, что в нашем примере рассмотрен идеализированный случай точечного источника, испускающего монохроматические антинейтрино с достаточно высокой интенсивностью, которые регистрируются точечным детектором. В реальных экспериментах все это не так, поэтому по всем перечисленным параметрам производят усреднение и сравнивают среднее значение измеренной интенсивности пучка $I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E})$ со средним значением расчетной интенсивности $I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E})$, ожидаемой при отсутствии осцилляций:

$$I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E}) = I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E}) \left\{ 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right) \right\}. \quad (103.28)$$

Очевидно, что усреднение выражения $\sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right)$ при двух предельных значениях Δm^2 ($\Delta m^2 \rightarrow \infty$ и $\Delta m^2 \rightarrow 0^*$) даст соответственно 1/2 и 0, так что в первом случае получится

$$I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E}) = I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E}) \left\{ 1 - \frac{\sin^2 2\theta}{2} \right\}, \quad (103.29)$$

а во втором

$$I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E}) = I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E}). \quad (103.30)$$

(При промежуточных значениях Δm^2 величина $\sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right)$ может быть любой в пределах от 0 до 1.)

Таким образом, если в эксперименте получится неравенство

$$I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E}) \neq I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E}), \quad (103.31)$$

то это свидетельствует о $\theta \neq 0$, т. е. о наличии явления смешивания нейтрино. В этом случае надо ставить другие, вообще говоря, тоже возможные опыты по определению Δm^2 **.

* Фактически для случая $R = 100$ м и $E = 1$ МэВ это эквивалентно $\Delta m^2 > 1$ эВ² и $\Delta m^2 < 10^{-2}$ эВ².

** Можно, например, измерять на разных расстояниях от реактора интенсивность антинейтрино, усредненную по достаточно узкой области спектра.

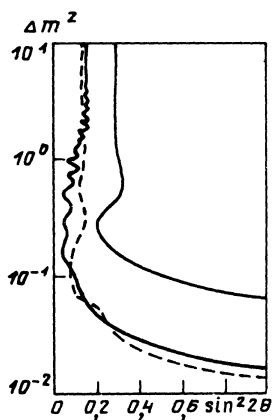


Рис. 389

нейтрино регистрируются с помощью реакции обратного β -распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (103.33)$$

Мощность современных ядерных реакторов позволяет регистрировать нейтрино на расстояниях порядка $R \approx 100$ м, т. е. осцилляционные эффекты, соответствующие длине осцилляций $L \leq 100$ м. При значениях $L \approx 100$ м и $E_{\bar{\nu}} \approx 1$ МэВ масштаб Δm^2 будет порядка $0,01$ эВ². Именно таков сейчас экспериментальный предел, найденный в реакторных экспериментах для параметра Δm^2 в предположении максимального смешивания, т. е. $\sin^2 2\theta = 1$. (Естественно, что в предположении $\sin^2 2\theta < 1$ из того же эксперимента получается более высокое значение предельных значений Δm^2 .)

На рис. 389 приведены кривые зависимости Δm^2 от $\sin^2 2\theta$ для нескольких реакторных экспериментов 1985-88 гг.

Поиск нейтринных осцилляций проводился в областях правее и выше соответствующих кривых и не дал положительного результата. Области левее и ниже кривых недоступны для исследования в данных экспериментах.

Позднее граница исследованных значений Δm^2 постепенно снизилась до $7,5 \cdot 10^{-3}$ эВ² (3 реактора Красноярск с $\bar{R} = 230$ м и 1000-килограммовый детектор), однако осцилляции реакторных $\bar{\nu}_e$ удалось обнаружить только при $\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5}$ эВ² (70 реакторов, $\bar{R} = 180$ км, 1000-тонный детектор). Подробнее см. Дополнение, п.12.

Равенство

$$I_{\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_e}(\bar{R}, \bar{E}) = I_{\bar{\nu}_e}^{(0)}(\bar{R}, \bar{E}) \quad (103.32)$$

может говорить либо об отсутствии осцилляций ($\theta = 0$), либо о некорректных требованиях к данному эксперименту [для $\Delta m^2 < 10^{-2}$ эВ² равенство (103.32) будет получаться при любых углах смешивания θ из-за приближения к нулю выражения $\sin^2(1,27 \Delta m^2 R/E)$].

Второй способ поиска нейтринных осцилляций заключается в сравнении измеренного отношения интенсивностей $\bar{\nu}_e$ на двух различных расстояниях от реактора с расчетным. Этот способ предпочтительнее из-за практической независимости его результатов от формы спектра $\bar{\nu}_e$. В обоих способах антинейтрино регистрируются с помощью реакции обратного β -распада

Кроме ядерных реакторов поиск нейтринных осцилляций проводился и с другими источниками нейтрино, каждый из которых характеризуется своими предельными значениями осцилляционного параметра Δm^2 .

Довольно много поисковых экспериментов было сделано на ускорителях, в которых мюонные нейтрино и антинейтрино образуются в распадах $\pi^\pm$ -мезонов:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (103.34)$$

а мюонные и электронные — в распадах мюонов:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (103.35)$$

(см. § 110). Характерные расстояния R и энергии E нейтрино и антинейтрино в этих экспериментах равны

$$R = (10^2 \div 10^3) \text{ м}; \quad E = (1,0 \cdot 10^3 \div 2,3 \cdot 10^5) \text{ МэВ},$$

что дает для предельных значений $\Delta m^2 = (10^{-1} \div 10^3) \text{ эВ}^2$.

Более низкие пределы для Δm^2 можно получить, изучая так называемые атмосферные нейтрино, которые возникают в процессах распада $\pi^\pm$ - и $K^\pm$ -мезонов, образующихся в результате взаимодействия первичной космической компоненты с ядрами атмосферы (см. § 99).

Основные процессы образования ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ — это процессы (103.34) и

$$\begin{aligned} K^+ & \begin{cases} \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu \end{cases}, & K^- & \begin{cases} \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \rightarrow \mu^- + \pi^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}. \end{aligned} \quad (103.36)$$

Электронные нейтрино ν_e (и $\bar{\nu}_e$) образуются при распадах $K^\pm$ -мезонов по относительно маловероятным схемам

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad K^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (103.37)$$

и при распадах мюонов по схемам (103.35).

Энергии атмосферных нейтрино достигают 10—100 ГэВ (при достаточно высокой интенсивности), а огромная проникающая способность позволяет их регистрировать по другую сторону земного шара. Поэтому типичное значение Δm^2 для атмосферных нейтрино равно

$$\Delta m^2 \approx \frac{2,5E}{R} = \frac{2,5(10^4 \div 10^5)}{10^7} = 2,5(10^{-3} \div 10^{-2}) \text{ эВ}^2,$$

а если выделять события, происходящие от нейтрино с энергией $E \leq 1 \text{ ГэВ}$, то даже $\Delta m^2 \approx 10^{-4} \text{ эВ}^2$.

Выше мы говорили, что одним из естественных объяснений дисбаланса солнечных нейтрино ν_e являются их преобразования по дороге от Солнца до Земли в ν_μ и ν_τ . Поэтому изучение осцилляций солнечных нейтрино также представляет очень большой интерес. В настоящее время уже подготовлены два эксперимента с использованием (Ga—Ge)-метода (60 т Ga в СССР и 30 т в Италии). Поскольку реакция $\nu_e + \text{Ga} \rightarrow e^- + \text{Ge}$ идет при низкой энергии нейтрино ($E \geq 0,23$ МэВ; энергия нейтрино, образующихся в протон-протонном цикле на Солнце, $E \leq 0,4$ МэВ), а расстояние от Земли до Солнца $R \approx 1,5 \cdot 10^8$ км, то типичное Δm^2 для этих экспериментов в принципе равно

$$\Delta m^2 \approx \frac{2,5E}{R} = \frac{2,5 \cdot 0,4}{1,5 \cdot 10^{11}} \approx 10^{-11} \text{ эВ}^2,$$

однако специфические трудности анализа соответствующих опытов, связанные с необходимостью учета изменения расстояния от Земли до Солнца и разброса в импульсе нейтрино, заглубляют это значение до 10^{-10} эВ² (или, возможно, даже до 10^{-8} эВ²). Реализация этого опыта потребует нескольких лет.

Подробнее о поисках осцилляций нейтрино, отличающихся источником своего происхождения, см. в статьях [3] и [6] Дополнительного списка литературы.

Мы вернемся к обсуждению проблемы нейтринных осцилляций еще раз в § 108 в связи с рассмотрением вопроса о значении $m_\nu \neq 0$ для построения современной теории нейтрино.

§ 104. Мюоны

1. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ. МАССА

Мюоны были открыты в 1938 г. Их открытие было инициировано интенсивным исследованием свойств ядерных сил в 30-х годах. В § 81 указывалось, что одним из возможных путей построения теории ядерных сил является введение мезонного поля и его квантов, которые должны переносить сильное ядерное взаимодействие. Развитие этого пути привело Юкаву к предсказанию существования в природе новой частицы — мезона с массой $200\text{—}300m_e$ и со свойствами ядерного кванта (см. § 110, 111).

В 30-е годы единственным источником новых сведений о процессах, происходящих при высоких энергиях, например о процессах образования мезонов, могли быть только космические лучи. Поэтому исследования космических лучей

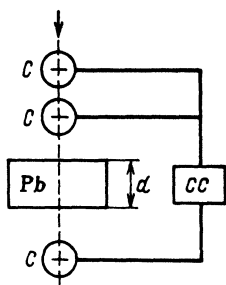


Рис. 390

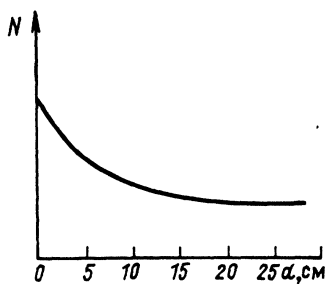


Рис. 391

приобрели в те годы особенно большое значение. В частности, очень интересными оказались опыты по исследованию состава космических лучей (рис. 390).

Опыт заключался в измерении интенсивности космических лучей после прохождения их через свинец различной толщины d . Прошедшие частицы регистрировались при помощи вертикально расположенного телескопа, состоящего из трех счетчиков C , включенных в схему тройных совпадений CC , которая регистрировала частицы, идущие только строго вертикально.

В результате измерений была получена кривая (рис. 391), из характера которой видно, что интенсивность N прошедших космических лучей очень быстро падает на первых 5—10 см их пути и почти не изменяется при дальнейшем увеличении толщины свинца. Это означает, что в составе космических лучей имеются две существенно различные компоненты: мягкая, т. е. сильно поглощаемая свинцом, и жесткая, т. е. проникающая через большие толщи свинца.

Мягкая компонента—это, как уже указывалось в § 99, электрон-фотонный ливень, в котором фотоны возникают в результате тормозного излучения электронов (и позитронов) в поле ядра, а электроны (и позитроны)—в процессе образования $(e^- - e^+)$ -пар в поле ядра под действием достаточно жестких фотонов ($E_\gamma > 2m_e c^2$). Если первичный электрон (или фотон) имеет очень высокую энергию, то описанный процесс многократно повторяется, приводя каждый раз к удвоению числа частиц (электрон-фотонная лавина).

Что касается жесткой компоненты, то слабое поглощение ее свинцом заставляет приписать соответствующим частицам массу, существенно превышающую массу электрона. Дальнейшие исследования показали, что этими частицами не могут быть протоны (или только протоны). Такое заключение было сделано на основании результатов опыта Андерсона

и Неддермейера, выполненного с помощью методики, впервые предложенной советским ученым Д. В. Скобелевым и заключающейся в использовании камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. Это методика позволяет видеть следы заряженных частиц, искривленные полем, и определять их массу и знак заряда. Применение методики Скобелева для исследования космических лучей привело к выводу, что жесткая компонента наполовину состоит из отрицательных частиц, т. е. во всяком случае содержит частицы, отличные от протонов.

В 1938 г. Андерсон и Неддермейер получили с помощью камеры Вильсона с магнитным полем фотографии треков положительно и отрицательно заряженных частиц с массой около $200m_e$, которые были названы $\mu^\pm$ -мезонами. В настоящее время эти частицы принято называть мюонами, так как по своим свойствам они относятся не к классу мезонов, а к классу лептонов (см. таблицу в конце книги). Современное значение массы мюона

$$m_\mu = (206,7678 \pm 0,0001)m_e.$$

2. ВРЕМЯ ЖИЗНИ И СХЕМА РАСПАДА МЮОНОВ

Вскоре после открытия мюонов выяснилось, что они являются частицами нестабильными с временем жизни порядка 1 мкс. Такое заключение было получено из сравнения интенсивности жесткой компоненты космических лучей на уровне моря и на вершине большой горы (рис. 392). В опыте, который ставился на горе, на пути частиц устанавливался дополнительный поглотитель $П$, поглощающая способность которого была

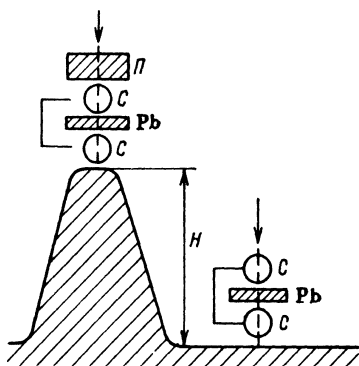


Рис. 392

эквивалентна поглощающей способности столба воздуха от уровня моря до вершины горы. Тем самым в отношении поглощения мюоны, регистрируемые на горе, и мюоны, регистрируемые внизу, были поставлены в одинаковые условия. Однако опыт показал заметно меньшую интенсивность мюонов на уровне моря по сравнению с их интенсивностью на горе. Единственным возможным объяснением этого является предположение о самопроизвольном (радиоактивном) распаде мюонов, вследствие которого их

число уменьшается за время пролета расстояния от вершины горы до уровня моря.

Сравнив интенсивности мюонов на вершине (N_0) и внизу (N) при известной высоте горы (H), можно получить время жизни (τ) быстро движущегося мюона из очевидной формулы

$$N = N_0 e^{-H/(c\tau)}, \quad (104.1)$$

где c — скорость света (для быстрого мюона $v \approx c$).

В соответствии со специальной теорией относительности время жизни мюона в состоянии покоя (τ_0) равно

$$\tau_0 = \tau \sqrt{1 - \beta^2} = \tau \frac{m_\mu c^2}{E_\mu}. \quad (104.2)$$

Измерения дали $\tau = 10^{-5}$ с, $E = 10^9$ эВ, откуда при $m_\mu c^2 = 10^8$ эВ для τ_0 получается значение

$$\tau_0^{\text{теор}} \approx 10^{-6} \text{ с.}$$

Позднее τ_0 мюона было найдено непосредственно из эксперимента, в котором измерялось запаздывание момента вылета электрона распада относительно момента остановки мюона. Оказалось, что

$$\tau_0^{(\mu)} = (2,15 \pm 0,07) \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

Современное значение времени жизни мюона

$$\tau_0^{(\mu)} = (2,19703 \pm 0,00004) \cdot 10^{-6} \text{ с.}$$

В 1947 г. при помощи фотоэмульсионного метода (см. § 110, п. 2) была определена схема распада мюонов

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \text{ н. ч.}, \quad (104.3)$$

где н. ч. — нейтральная частица.

Поскольку γ -квант в качестве н. ч. исключается [из-за отсутствия в окрестности $(\mu - e)$ -распада конверсионных $(e^+ - e^-)$ -пар], то первоначально считали, что нейтральные частицы — это электронные нейтрино (ν_e) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). Однако позднее было установлено, что одна из нейтральных частиц является электронным нейтрино (антинейтрино); а другая — мюонным антинейтрино (нейтрино):

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu; \quad (104.4)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (104.5)$$

(подробнее см. § 105, п. 3).

3. СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЮОНОВ

При раздельном измерении времени жизни медленных положительных и отрицательных мюонов было показано, что в легкой среде оно одинаково для μ^+ - и μ^- -частиц и равно $\tau_{\mu\pm} = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. В тяжелой среде мюоны разных знаков ведут себя различно. Время жизни μ^+ -частицы не зависит от среды, в которой происходит ее распад, и всегда равно $\tau_{\mu^+} = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с.

Что касается времени жизни μ^- -частицы, то оно быстро уменьшается с ростом Z среды от $2 \cdot 10^{-6}$ с для углерода до $7 \cdot 10^{-8}$ с для свинца. Эта Z -зависимость τ_{μ^-} , очевидно, объясняется тем, что убывание отрицательных мюонов в тяжелой среде происходит не только за счет их распада, но и за счет захвата ядрами среды. При этом из значения $\tau_{\mu^-}(\text{Pb}) = 7 \cdot 10^{-8}$ с следует, что вероятность захвата в свинце в 30 раз больше вероятности его распада.

Процесс захвата отрицательного мюона происходит следующим образом. Благодаря ионизационному торможению он быстро теряет свою скорость и, оказавшись вблизи ядра, захватывается им на одну из орбит, подобных тем, на которых находятся электроны атома, с той только разницей, что радиусы мюонных орбит в $m_{\mu}/m_e \approx 200$ раз меньше электронных. Такая система называется μ -атомом, она ведет себя аналогично обычному атому. Подобно электронам в атоме мюоны в μ -атоме могут переходить с одной орбиты на другую. При этом меняется энергетическое состояние системы.

Теория явления показывает, что первые переходы сопровождаются испусканием электронов Оже, а при переходе из состояния $2p$ в состояние $1s$ испускаются γ -кванты. Так как радиусы мюонных орбит известны, то может быть подсчитана и энергия испускаемых γ -квантов.

Переходы мюона с орбиты на орбиту происходят за короткое время (10^{-14} — 10^{-13} с). В дальнейшем μ -атом существует до тех пор, пока мюон либо распадется, либо захватится протоном ядра по схеме



Если бы последний процесс происходил намного быстрее, чем процесс распада мюона, то это должно было бы привести к резкому уменьшению времени жизни мюонов в плотных средах.

Тот факт, что вероятность захвата мюона всего в 30 раз больше вероятности его распада даже для такого тяжелого ядра, как свинец, говорит о чрезвычайно слабом взаимодей-

вии мюонов с ядрами. Действительно, оценка радиуса K -орбиты μ -атома свинца показывает, что он меньше радиуса ядра:

$$(r_K)_{\mu-\text{Рб}} = \frac{\hbar^2}{Zm_\mu e^2} \approx \frac{10^{-54}}{82 \cdot 207 \cdot 9 \cdot 10^{-28} \cdot 23 \cdot 10^{-26}} \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ см} < R_{\text{Рб}}. \quad (104.7)$$

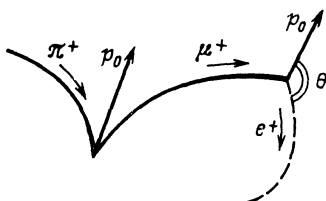
Таким образом, в рассмотренном случае образования μ -атома свинца мюон в течение $7 \cdot 10^{-8}$ с находится *внутри* атомного ядра и не поглощается им. Это время в $10^{15}—10^{16}$ раз превосходит время быстрого ядерного взаимодействия ($10^{-22}—10^{-23}$ с) Юкавы. Во столько же раз взаимодействие мюонов с ядрами слабее, чем это должно быть для кванта ядерных сил. Заметим что здесь речь идет только о специфическом взаимодействии мюонов, называемом слабым, а не об электромагнитном взаимодействии, которое очень велико по сравнению со слабым. Непосредственная оценка сечения слабого взаимодействия мюонов может быть сделана по формуле $\sigma \approx 1/(nl)$, где n —концентрация нуклонов в ядре; l —путь, пройденный мюоном за время взаимодействия. Принимая $n=10^{38}$, $l=c\tau=3 \cdot 10^{10} \cdot 7 \cdot 10^{-8}=2 \cdot 10^3$ см, имеем

$$\sigma = 10^{-41} \text{ см}^2.$$

Таким образом, процесс (104.6) действительно относится к числу слабых, медленно протекающих процессов, аналогичных процессу e -захвата $e^- + p \rightarrow \nu + n$ и обратного β -распада [см. (18.26) и (18.27)].

4. НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ Р-ЧЕТНОСТИ В $(\mu - e)$ -РАСПАДЕ

Если процессы с участием мюонов относятся к слабым взаимодействиям, то естественно ожидать, что в них (так же как в процессах β -распада) нарушается закон сохранения четности. Напомним, что экспериментальное доказательство нарушения этого закона в β -распаде было получено в 1957 г. Ву, которая наблюдала асимметрию вылета электронов β -распада относительно направления спина β -радиоактивных ядер (см. § 18, п. 8). Чтобы сделать такое наблюдение возможным, распадающиеся ядра пришлось предварительно поляризовать.



Аналогичный опыт с мюонами оказался существенно проще, так как мюоны, образующиеся в процессе $(\pi-\mu)$ -распада, например по схеме

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (104.8)$$

Рис. 393

вылетают в поляризованном состоянии. К такому заключению легко

прийти, проведя следующее простое рассуждение.

При изучении углового распределения позитронов $(\mu-e)$ -распада была обнаружена асимметрия относительно начального импульса мюона p_0 (рис. 393):

$$dN_e \sim (1 - a \cos \theta), \quad (104.9)$$

где $a > 0$. Большая часть позитронов летит против направления начального импульса положительного мюона. Таким образом, положительный мюон в конце своей жизни (перед распадом) «помнит» направление своего вылета из π^+ -мезона. И это несмотря на то, что распад мюона всегда происходит после его остановки, когда конечный импульс мюона равен нулю (время жизни μ^+ -мюона $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с, а время ионизационного торможения в фотоэмульсии $\tau_{\text{ион}} \approx 10^{-11}$ с). Единственным возможным механизмом «памяти» мюона в этих условиях является продольная поляризация его спина относительно направления первоначального импульса p_0^* . Так как при движении мюона и даже после его остановки направление спина остается неизменным, то наблюдаемая асимметрия есть асимметрия вылета позитрона относительно спина положительного мюона в момент распада. Наличие такой асимметрии и является доказательством нарушения закона сохранения четности в $(\mu-e)$ -распаде. Действительно, в соответствии с законом сохранения четности квадрат волновой функции, который дает вероятность найти частицу в данной точке пространства (x, y, z) , удовлетворяет соотношению

$$|\psi(x, y, z)|^2 = |\psi(-x, -y, -z)|^2.$$

Но замена (x, y, z) на $(-x, -y, -z)$ эквивалентна замене в сферических координатах θ на $(\pi - \theta)$ и ϕ на $(\pi + \phi)$. Следовательно, в случае сохранения четности вероятности

* В § 105, п. 4 мы узнаем, что спин положительного мюона поляризуется в направлении, противоположном направлению начального импульса.

найти частицу под углами θ и $(\pi - \theta)$ должны быть равны, т. е. угловое распределение частиц не должно содержать членов с нечетными степенями $\cos \theta$.

5. СПИН И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ МЮОНА. СХОДСТВО МЮОНА С ЭЛЕКТРОНОМ

По мере накопления экспериментальных фактов о свойствах мюона все отчетливее становилось его удивительное сходство с электроном. В самом деле, мюоны и электроны имеют одинаковые спины ($s=1/2$), барионные ($B=0$) и электрические ($z=\pm 1$) заряды. И те и другие участвуют в слабом взаимодействии со всеми его особенностями (малое сечение, нарушение закона сохранения четности). И те и другие не участвуют в сильном взаимодействии. И те и другие сходным образом участвуют в электромагнитном взаимодействии: например отрицательные мюоны, так же как электроны, могут входить в состав атома, образуя μ^- -атом; энергетические переходы отрицательного мюона в μ^- -атоме сопровождаются испусканием электромагнитного излучения (см. п. 3).

Словом, создавалось впечатление, что отличие мюона от электрона не проявляется ни в чем, кроме значения массы ($m_\mu \approx 207m_e$), в связи с чем одно время мюон даже называли «тяжелым электроном».

Как известно, электрон подчиняется уравнению Дирака, из которого, в частности, следует, что магнитный момент электрона

$$\mu_e = \frac{e\hbar}{2m_e c} = M_B, \quad (104.10)$$

где M_B — магнетон Бора.

Это значение совпало с экспериментальным значением $\mu_e^{\text{эксп}}$, которое было уже известно к моменту, когда Дирак получил свой результат (см. § 101). Впоследствии было учтено взаимодействие электрона с собственным электромагнитным полем, которое дает небольшую поправку к формуле (104.10). Правильность учета радиационных поправок была также подтверждена экспериментально (см. § 101).

Если мюон вполне подобен электрону, то он, так же как и электрон, должен удовлетворять уравнению Дирака, т. е. его магнитный момент должен в первом приближении совпадать с формулой (104.10), в которой вместо массы электрона стоит масса мюона:

$$\mu_\mu \approx \frac{e\hbar}{2m_\mu c} = \frac{m_e}{m_\mu} M_B. \quad (104.11)$$

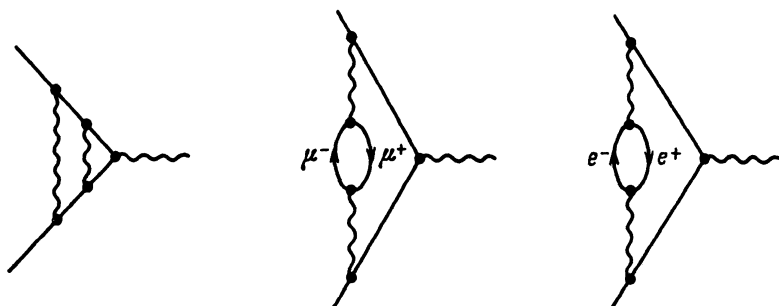


Рис. 394

Если же мюон — не дираковская частица, тогда его магнитный момент должен отличаться от значения, даваемого формулой. И это отличие будет свидетельствовать о каких-то особенностях его взаимодействия [подобно тому как аномальные значения магнитных моментов нуклонов (см. § 5, п. 5) свидетельствуют о том, что они участвуют не только в электромагнитном, но и в сильном взаимодействии].

Измерения магнитного момента мюона, выполненные методом магнитного резонанса (см. § 5, п. 3), полностью подтвердили формулу (104.11), что еще раз подчеркнуло удивительное сходство электрона и мюона. Наконец, это сходство проявилось и при сравнении таких тонких эффектов, как радиационные поправки к значению магнитного момента.

В настоящее время вычисление радиационных поправок (т. е. учет взаимодействия мюона с собственным электромагнитным полем) сделано вплоть до диаграмм пятого порядка (три примера которых показаны на рис. 394) и получен следующий результат*:

$$\mu_\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2} \right) = \frac{g}{2} \mu_0 = 1,0011654 \mu_0, \quad (104.12)$$

где $\mu_0 = \frac{m_e}{m_\mu} M_B$; g — гиромагнитное отношение; $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры; M_B — магнетон Бора.

Любопытно отметить, что приведенный результат оказалось невозможно проверить в полной мере методом магнитного

*. Формула (104.12) несколько отличается от соответствующей формулы (101.2) для электрона, потому что при получении формулы (104.12) приходится учитывать вклад от диаграмм с виртуальными $(e^+ - e^-)$ -парами (см. рис. 394), в то время как аналогичным вкладом от $(\mu^+ - \mu^-)$ -пар при выводе формулы (101.2) из-за большой массы мюона можно пренебречь.

резонанса. Дело в том, что точность определения g ограничена точностью знания массы мюона, которая входит в выражение для частоты прецессии вместе с g и H :

$$\omega_{\text{ларм}} = geH / (2m_{\mu}c). \quad (104.13)$$

Здесь g — гиромангнитное отношение; H — напряженность магнитного поля; c — скорость света; e — единичный электрический заряд.

Поэтому точное значение магнитного момента мюона было получено с помощью другого метода, основанного на прецизионном измерении величины $(g-2)/2 \approx 10^{-3}(g/2)$. Идея этого метода заключается в измерении изменения угла между спином мюона $\mathbf{s}_{\mu}$ и его импульсом $\mathbf{p}_{\mu}$ при прохождении мюона через магнитное поле $\mathbf{H}$.

Как известно, частица с массой m и зарядом e движется в поперечном магнитном поле по окружности с циклотронной частотой

$$\omega_{\text{ц}} = eH / (mc), \quad (104.14)$$

которая в нерелятивистском случае не зависит ни от скорости частицы, ни от радиуса орбиты.

Известно также, что спин $\mathbf{s}$ и магнитный момент $\boldsymbol{\mu} = g\mathbf{s}$ этой частицы должны прецессировать в магнитном поле H с ларморовской частотой

$$\omega_{\text{ларм}} = geH / (2mc). \quad (104.15)$$

Сравнивая между собой (104.15) и (104.14), видим, что для дираковской частицы ($g=2$)

$$\omega_{\text{ц}} = \omega_{\text{ларм}}, \quad (104.16)$$

т. е. при движении такой частицы в магнитном поле угол ϕ между ее импульсом $\mathbf{p}$ и спином $\mathbf{s}$ будет оставаться неизменным (рис. 395). При $g > 2$

$$\omega_{\text{ларм}} > \omega_{\text{ц}}, \quad (104.17)$$

и угол ϕ между спином и импульсом частицы будет непрерывно изменяться. Если для простоты предположить, что в начальный момент $t=0$ угол $\phi=0$ (спин $\mathbf{s}$ и импульс $\mathbf{p}$ частицы параллельны), то через t секунд угол (в рад) будет равен

$$\phi = (\omega_{\text{ларм}} - \omega_{\text{ц}})t = \left(\frac{g-2}{2} \right) \frac{eH}{mc} t, \quad (104.18)$$

а через N оборотов ($t = NT_{\text{ц}} = N2\pi/\omega_{\text{ц}}$)

$$\phi = 2\pi N \left(\frac{g-2}{2} \right). \quad (104.19)$$

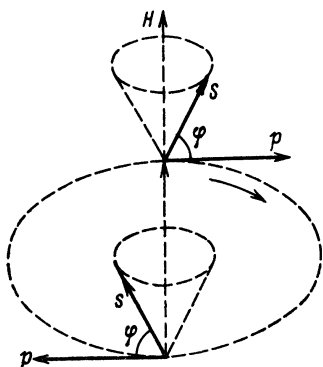


Рис. 395

Видно, что в (114.18) вместе с массой входит не $g/2$, а $(g-2)/2$.

Подставив в (104.19) теоретическое значение $(g-2)/2$, взятое из (104.12):

$$(g-2)/2 = 0,0011654, \quad (104.20)$$

можно подсчитать число оборотов N , необходимые для того, чтобы угол φ принял заданное значение. Например, для того чтобы спин мюона сделался антипараллельным импульсу ($\varphi = \pi$), требуется $N = 429$ оборотов.

В опыте решалась обратная задача — измерялись φ и N и вычислялось значение g . На рис. 396 изображена схема опыта. Мюон входит в область длинного (6 м) перпендикулярного плоскости чертежа постоянного магнитного поля с небольшим (и переменным по длине) градиентом, замедляется в бериллиевом поглотителе Ве до определенной энергии и, описывая смещенные относительно друг друга окружности радиусом 19 см, движется вдоль магнита.

Напряженность магнитного поля H и $\text{grad} H$ были рассчитаны таким образом, чтобы за время перемещения с одного конца магнита до другого мюон успел сделать несколько сотен оборотов N (шаг смещения окружностей в середине траектории составлял около 4 мм). Выйдя из области магнитного поля, мюон попадает в мишень M , в которой останавливается и распадается. Позитрон распада регистрируется телескопом счетчиков T_1 или T_2 (в зависимости от направления вылета позитрона относительно импульса мюона).

Число оборотов N , которое сделал мюон в области магнитного поля, определялось по времени его пролета через

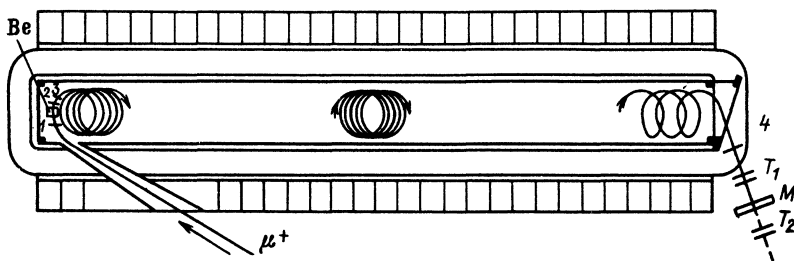


Рис. 396

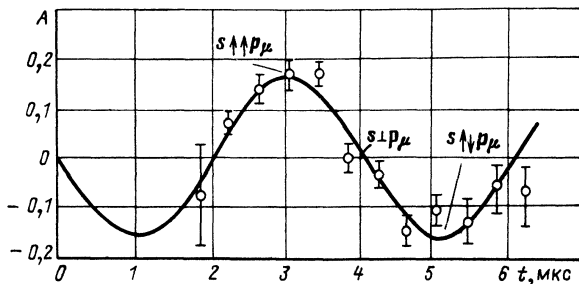


Рис. 397

систему счетчиков, расположенных на входе (1, 2 и 3) и выходе (4) магнита. Угол поворота спина ϕ определяется по асимметрии A вылета позитронов (μ^-e^-)-распада относительно направления спина мюона:

$$A = \frac{N(0) - N(\pi)}{N(0) + N(\pi)}, \quad (104.21)$$

которая может быть вычислена из сравнения показаний телескопов T_1 и T_2 .

Из формулы (104.9) и подстрочного примечания к тексту, поясняющему эту формулу, следует, что позитроны ($\mu^+ \rightarrow e^+$)-распада вылетают преимущественно вдоль спина положительного мюона.

Поэтому A принимает максимальное значение при $s_\mu \uparrow \uparrow p_\mu$, нулевое при $s_\mu \perp p_\mu$ и меняет знак при $s_\mu \downarrow \downarrow p_\mu$ (под p_μ понимается направление импульса мюона, входящего в мишень M). При промежуточных ориентациях s и p_μ асимметрия A изменяется по закону синуса (рис. 397). Период синусоиды соответствует повороту спина относительно выходящего импульса на 2π . Он является функцией $(g-2)/2$.

В опыте такого типа, выполненном в 1970 г., было получено для магнитного момента μ^+ -мюона значение

$$\mu = (1,00116616 \pm 31 \cdot 10^{-8}) \mu_0, \quad (104.22)$$

которое в пределах погрешностей согласуется с теоретическим значением (104.12) вплоть до шестого знака после запятой. Кроме того, полученное значение g позволило (методом магнитного резонанса) уточнить значение массы мюона:

$$m_\mu = (206,767 \pm 0,003) m_e.$$

Итак, оказалось, что мюон совпадает с электроном по всем параметрам, включая весьма тонкие эффекты типа

радиационных поправок к магнитному моменту. И только масса мюона в 207 раз больше массы электрона.

Естественно было считать, что различие в массах мюона и электрона каким-то образом связано с различием мюонных и электронных нейтрино (см. § 105). Однако эту связь понять было трудно, так как различие в свойствах нейтрино относится к особенностям слабого взаимодействия, которое, казалось бы, не может заметным образом влиять на значение массы частиц. Положение еще больше осложнилось в 1975 г., когда был открыт тяжелый τ -лептон (см. § 107) с массой 1,78 ГэВ (тяжелее протона). Возможно, что решение вопроса о массе заряженных лептонов будет получено в развивающейся в настоящее время единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, в которой постулируется существование «мас-сообразующих» бозонов Хиггса (см. § 130).

§ 105. Мюонные нейтрино и антинейтрино

1. ГИПОТЕЗА О СУЩЕСТВОВАНИИ ДВУХ ТИПОВ НЕЙТРИНО: ν_e И ν_μ

Когда была получена схема $(\mu - e)$ -распада в виде $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$, то вначале считалось само собой разумеющимся, что входящие в нее ν и $\bar{\nu}$ являются теми самими нейтрино и антинейтрино, которые участвуют в β -распаде. Однако в 1957 г. была высказана гипотеза о существовании двух видов нейтрино и антинейтрино: электронных (ν_e и $\bar{\nu}_e$) и мюонных (ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$), которые отличаются друг от друга характером взаимодействия с нуклонами. В соответствии с этой гипотезой процессы β -распада должны сопровождаться испусканием электронных нейтрино и антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e; \quad (105.1)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e; \quad (105.2)$$

$$e^- + p \rightarrow \nu_e + n, \quad (105.3)$$

а упомянутые в § 81 $\pi^\pm$ -мезоны должны распадаться по схемам

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad (105.4)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (105.5)$$

с образованием мюонных нейтрино и антинейтрино. Таким образом, электронные нейтрино и антинейтрино всегда участвуют в процессах взаимодействия совместно с электронами и позитронами, а мюонные — совместно с мюонами. Поэтому

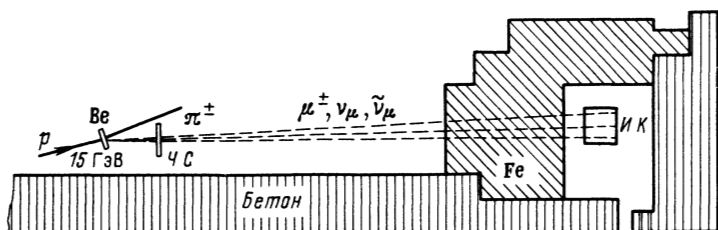


Рис. 398

в перечисленных выше процессах заменять ν_e на ν_μ и $\bar{\nu}_e$ на $\bar{\nu}_\mu$ нельзя.

Другими словами, если $\nu_e \neq \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_e \neq \bar{\nu}_\mu$), то процесс β -распада не может идти с испусканием мюонных нейтрино и антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_\mu; \quad p \rightarrow n + e^+ + \nu_\mu. \quad (105.6)$$

Соответственно невозможны и обратные процессы

$$n + \nu_\mu \rightarrow p + e^-; \quad p + \bar{\nu}_\mu \rightarrow n + e^+, \quad (105.7)$$

которые могут протекать только с образованием мюонов:

$$n + \nu_\mu \rightarrow p + \mu^-; \quad (105.8)$$

$$p + \bar{\nu}_\mu \rightarrow n + \mu^+. \quad (105.9)$$

Если же $\nu_e \equiv \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_\mu$), то возможны как процессы (105.8) и (105.9), так и (105.7).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО РАЗЛИЧИЯ ν_e И ν_μ

В 1962 г. было опубликовано предварительное сообщение о результатах опыта, в котором изучалось взаимодействие мюонных нейтрино и антинейтрино с нуклонами. Из этого опыта следует, что $\nu_e \neq \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_e \neq \bar{\nu}_\mu$)*.

Опыт был проведен Ледерманом, Шварцем и др. на 30-миллиардном брукхейвенском ускорителе (США), на бериллиевой мишени (Ве) которого рождались $\pi^\pm$ -мезоны с энергией 15 ГэВ (рис. 398).

В процессе $(\pi - \mu)$ -распада возникали мюонные нейтрино ν_μ и антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$, которые регистрировались при помощи большой искровой камеры ИК, находящейся на расстоянии около 34 м от мишени.

* Идея опыта была предложена Б. М. Понтекоров.

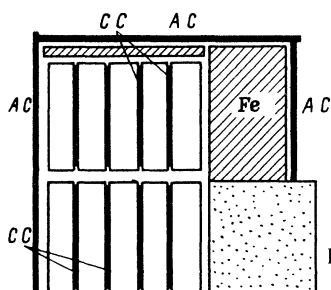
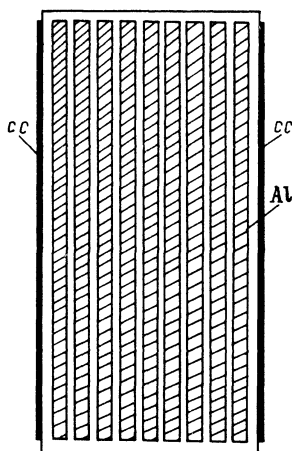


Рис. 399

Рис. 400



Для устранения фона от ядерно-активной компоненты пучка и быстрых $\mu^\pm$ -мюонов камера была окружена надежной защитой (до 13,5 м стали, бетон, парафин, свинец) и системой сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему антисовпадений. Стальная защита такой толщины должна ослаблять интенсивность π -мезонов в 10^{24} раз и полностью затормаживать $\mu^\pm$ -мюоны с энергией до 17 ГэВ (которых не может быть в пучке с первоначальной энергией 15 ГэВ).

Искровая камера (рис. 399) представляет собой большой бак, внутри которого находится 10 одинаковых секций, отделенных друг от друга плоскими сцинтилляционными счетчиками $СС$, включенными в схему совпадений с черенковским счетчиком $ЧС$ (указанным на рис. 398). Для защиты от космических частиц и случайных мюонов передняя, верхняя и часть задней стенки камеры были закрыты плоскими сцинтилляционными счетчиками $АС$, включенными в схему антисовпадений. Чтобы эти счетчики не срабатывали от заряженных частиц регистрируемого эффекта, они были изнутри защищены слоем железа.

На рис. 400 отдельно показано устройство одной секции. Она состоит из девяти алюминиевых пластин площадью 110×110 см и толщиной 2,5 см, разделенных промежутками в 1 см (общая масса пластин одной секции — около 10^3 кг).

Принцип работы искровой камеры заключается в следующем: при пролете заряженной частицы через пластины, на которые подано высокое напряжение (примерно 5 кВ), в промежутке между пластинами (в месте, где его пересекла частица) проскакивает искра. Для энергичной частицы, проходящей

через несколько соседних пластин и промежутков, возникает цепочка из искр вдоль пути частицы, которая может быть сфотографирована и проанализирована.

Очень существенным достоинством искровой камеры является возможность регистрации интересующих явлений практически без фона. Это связано с тем, что искровая камера обладает памятью на происходящие в ней явления: ионы, образовавшиеся на пути пролетевшей заряженной частицы, довольно медленно диффундируют от мест своего образования и, следовательно, в течение некоторого времени после прохождения частицы остаются вблизи ее траектории.

Наличие памяти у искровой камеры позволяет подавать напряжение на ее пластины после того, как явление уже произошло, и только на короткое время, необходимое для образования искры. Таким образом, запускаться камера может самым регистрируемым явлением, а при разумной схеме запускающего устройства — только им*.

В описываемом опыте камера запускалась при помощи системы из нескольких десятков пластинчатых сцинтилляционных счетчиков, расположенных между группами алюминиевых пластин и включенных в схему совпадений с черенковским счетчиком, находящимся в пучке π -мезонов. В идеальном случае система запуска должна сработать только тогда, когда в результате процесса взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами алюминиевых пластин заряженная частица возникает внутри камеры (так как система защиты и счетчиков антисовпадений исключает возможность срабатывания системы от заряженных частиц, попавших в камеру извне).

В действительности установка регистрирует некоторое число фоновых частиц, прошедших через защиту и пропущенных счетчиками антисовпадений, однако они отличаются от событий, вызванных взаимодействием нейтрино и антинейтрино, характером возникающих искровых цепочек.

* При всех своих достоинствах искровые камеры описанного выше типа не свободны от одного существенного недостатка: развитие разряда в них происходит в направлении электрического поля E . В связи с этим хорошие треки получаются только для частиц, движущихся под малыми углами θ к E . Этот недостаток был преодолен в камерах двух типов, разработанных в СССР. В 1963—1964 гг. А. И. Алиханян с сотрудниками разработал искровую камеру с очень большим (десятки сантиметров) межэлектродным промежутком, которая детектирует частицы, движущиеся под углами θ до 40 — 50° . В те же годы в группах Б. А. Долгошеина и Г. Е. Чиковани была разработана стримерная камера, разряд в которой обрывается на стадии стримера (искровой канал отсутствует). Благодаря этому стримерная камера не имеет ограничения по углу θ . Обе камеры работают в магнитном поле и позволяют измерять импульсы с максимальными значениями до 500 ГэВ/с.

Всего было зарегистрировано (за 350-часовое облучение) около 60 событий, которые оказалось возможным приписать реакциям образования мюонов по схемам

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p; \quad \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n. \quad (105.10)$$

Специальный анализ структуры искровых цепочек показал, что они не могли быть вызваны электронами (позитронами)*, т. е. подтвердил невозможность процессов

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow e^{-} + p \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow e^{+} + n. \quad (105.11)$$

Таким образом, в опыте было доказано, что мюонные нейтрино и антинейтрино отличаются от электронных нейтрино и антинейтрино характером взаимодействия с нуклонами.

Позднее результаты описанного опыта были подтверждены в экспериментах, выполненных с 45-тонной искровой и 500-литровой фреоновой камерами. В этих опытах были изучены события, вызванные ν_{μ} (без примеси $\bar{\nu}_{\mu}$), и было показано, что они приводят только к образованию отрицательных мюонов по схеме (105.8) и не приводят к образованию положительных по схеме

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n. \quad (105.12)$$

Из этого следует, что $\bar{\nu}_{\mu} \neq \nu_{\mu}$.

3. ОБОБЩЕНИЕ ПОНЯТИЯ ЛЕПТОННОГО ЗАРЯДА. ЭЛЕКТРОННЫЙ И МЮОННЫЙ ЛЕПТОННЫЕ ЗАРЯДЫ

Доказательство того, что $\nu_{\mu} \neq \nu_e$, $\bar{\nu}_{\mu} \neq \bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_{\mu} \neq \nu_{\mu}$, подтверждает справедливость всех гипотетических схем распада, перечисленных в п. 1, а также позволяет написать правильные схемы распада мюонов:

$$\mu^{+} \rightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}; \quad \mu^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu}. \quad (105.13)$$

Восемь частиц (e^{-} , e^{+} , ν_e , $\bar{\nu}_e$, μ^{-} , μ^{+} , ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$), участвующих в процессах (105.1)—(105.5), (105.8)—(105.10), (105.13), называющиеся лептонами**.

Четыре из них (e^{-} , e^{+} , ν_e и $\bar{\nu}_e$) называются электронными лептонами, а четыре (μ^{-} , μ^{+} , ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$)—мюонными лептонами.

* Релятивистские электроны (позитроны) должны давать электрон-фотонные ливни, которые образуют разветвленные цепочки искр.

** «Лептон» в переводе с греческого означает «мелкий», «легкий». Однако это название сохранено для всех частиц со свойствами лептонов независимо от их массы. В частности, когда в 1975 г. была открыта τ -частица с массой $m_{\tau} \approx 1780$ МэВ, свойства которой аналогичны свойствам электрона и мюона, то ее назвали τ -лептоном. О свойствах τ^{+} - и τ^{-} -лептонов и о возможном существовании соответствующих нейтрино (ν_{τ}) и антинейтрино ($\bar{\nu}_{\tau}$) см. § 107.

Если внимательно проанализировать все приведенные выше и любые другие известные примеры процессов, протекающих с участием лептонов, то можно обнаружить следующие интересные закономерности.

1. В одном и том же процессе принимает участие только четное количество лептонов (обычно два или четыре).

2. Обе частицы каждой пары относятся к одной и той же лептонной группе (оба — электронные или оба — мюонные лептоны).

3. Не всякая комбинация частиц из данной лептонной группы образует пару.

Действительно, во всех трех рассмотренных выше процессах β -распада (105.1), (105.2) и (105.3) участвуют по два электронных лептона, причем именно в таких сочетаниях, как написано в схемах (e^- с $\bar{\nu}_e$, e^+ с ν_e и e^- с ν_e соответственно). Наоборот, в процессах ($\pi - \mu$)-распада, изображаемых схемами (105.4) и (105.5), участвуют по два мюонных лептона (μ^+ с ν_μ и μ^- с $\bar{\nu}_\mu$). И снова здесь нельзя заменять ν_μ на $\bar{\nu}_\mu$. Наконец, в процессах (105.13), описывающих μ^+ - и μ^- -распады, в которых участвуют все четыре частицы нейтринного типа, ни у одной из них нельзя менять ничего (ни индекс внизу, ни тильду наверху).

Еще раз обращаем внимание читателя на то, что все эти закономерности, какими бы формальными они ни казались на первый взгляд, доказаны экспериментально.

Существует очень удобный и простой для запоминания способ описания этих закономерностей, основанный на обобщении понятия электронного лептонного заряда L_e , введенного в § 18, п. 4 и дополнительно рассмотренного в § 103, п. 1 для электронных лептонов. Его значения для e^- , e^+ , ν_e и $\bar{\nu}_e$, а также некоторых других частиц приведены в левой части табл. 40. По аналогии с L_e введем для мюонных лептонов мюонный лептонный заряд L_μ , значения которого для μ^- , μ^+ , ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, а также некоторых других частиц, включая электронные лептоны, приведены в правой части таблицы.

Таблица 40

Частицы	L_e	Частицы	L_μ
e^- , ν_e	+1	μ^- , ν_μ	+1
e^+ , $\bar{\nu}_e$	-1	μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$	-1
Все остальные частицы (включая μ^- , μ^+ , ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, p , n , π^+ и π^-)	0	Все остальные частицы (включая e^- , e^+ , ν_e , $\bar{\nu}_e$, p , n , π^+ и π^-)	0

Тогда легко видеть, что все приведенные выше примеры удовлетворяют законам сохранения обоих лептонных зарядов L_e и L_μ (суммарный лептонный заряд левой части реакции равен суммарному лептонному заряду правой части). Например, при распаде μ^+ -мюона по схеме (105.13) суммарный электронный лептонный заряд левой и правой частей схемы равен нулю, а суммарный мюонный лептонный заряд обеих частей равен -1 .

В дальнейшем мы познакомимся с многими новыми лептонными процессами, существующими в природе, и всякий раз будем убеждаться в том, что они подчиняются законам сохранения лептонных зарядов. И наоборот, процессы, запрещенные законами сохранения лептонных зарядов, в природе не встречаются*. В качестве примеров можно привести отсутствие в природе двойного безнейтринного β -распада

$$2n \rightarrow 2p + 2e^-; \quad L_e: 0 \neq 0 + 2, \quad (105.14)$$

положительный результат опыта Коуэна и Рейнеса, отрицательный — опыт Девиса (см. § 18, п. 4 и 5) и отсутствие в природе распада положительного мюона по схеме

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-; \quad (105.15)$$

$$L_\mu: -1 \neq 0 + 0 + 0; \quad L_e: 0 \neq -1 - 1 + 1.$$

Экспериментальные поиски распада (105.15) привели к следующей оценке относительной вероятности этого процесса:

$$\left(\frac{\mu^+ \rightarrow e^+ + e^+ + e^-}{\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu} \right)_{\text{эксп}} < 1,0 \cdot 10^{-13}. \quad (105.16)$$

В § 107 мы познакомимся с третьей разновидностью лептонного заряда L_τ , с помощью которого описываются взаимодействия тяжелых $\tau^\pm$ -лептонов и соответствующих им нейтрино (ν_τ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\tau$). Его свойства подобны свойствам L_e и L_μ .

Резюмируя, можно сказать, что свойства лептонного заряда аналогичны свойствам электрического и барионного зарядов. Он аддитивен; заряд античастицы противоположен заряду частицы; правила обращения с ним находятся в соответствии с алгеброй частиц и античастиц.

Таким образом, всякая элементарная частица из числа рассмотренных до сих пор характеризуется тремя зарядами: барионным, электрическим и лептонным. Первые два заряда

* Мы не обсуждаем здесь проблему возможного небольшого нарушения закона сохранения лептонного заряда (см. § 103, п. 2 и § 108, п. 2).

сохраняются во всех процессах (сильных электромагнитных и слабых), третий — в слабых процессах лептонного типа (в остальных процессах он, вообще говоря, тоже сохраняется, так как для всех частиц — нелептонов — равен нулю). При операции зарядового сопряжения все три заряда изменяют знак на противоположный*.

4. МАССА И СПИРАЛЬНОСТЬ ν_μ И $\bar{\nu}_\mu$

Различие в свойствах ν_μ и ν_e требует отдельной экспериментальной оценки значений их масс. Напомним, что наилучшая оценка массы ν_e , полученная при рассмотрении β -распада легких ядер, составляет $m_{\nu_e} < 35$ эВ**, а в одном опыте было получено также и ограничение массы снизу: $m_{\nu_e} > 17$ эВ (см. § 18, п. 6). Оценка массы ν_μ была получена в результате рассмотрения ($\pi - \mu$)-распада. Она гораздо грубее: $m_{\nu_\mu} < 0,25$ МэВ.

Интересно отметить, что отличие ν_e от ν_μ ($\bar{\nu}_e$ от $\bar{\nu}_\mu$) не сказывается на значениях спиральности мюонных лептонов, которые были установлены ранее в предположении, что $\nu_e \equiv \nu_\mu$ и $\bar{\nu}_e \equiv \bar{\nu}_\mu$ (табл. 41)***.

В настоящее время значения спиральности мюонных лептонов можно обосновать следующим образом. Непосредственно в эксперименте была измерена спиральность отрицательного мюона от ($\pi - \mu$)-распада, которая оказалась равной $+1$, а также спиральность e^- и e^+ , возникающих в ($\mu - e$)-распаде, значения которых совпали с результатами измерений, выполненных для β -распада (см. § 18, п. 9).

Таблица 41

Частица	Лептонный заряд L_μ	Спиральность $P/ P $	Частица	Лептонный заряд L_μ	Спиральность $P/ P $
μ^-	$+1$	$+1$	ν_μ	$+1$	-1
μ^+	-1	-1	$\bar{\nu}_\mu$	-1	$+1$

* В дальнейшем мы увидим, что кроме перечисленных зарядов — квантовых чисел (см. примечание на с. 214 первой книги) — существуют еще три квантовых числа с аналогичными свойствами: странность (§ 116), очарование (§ 125) и прелесть (§ 126).

** По данным 1988 г. $m_{\nu_e} < 18$ эВ.

*** Напомним, что, строго говоря, понятие «спиральность» можно вводить только для частиц с $m=0$. Для частиц с $m \neq 0$ следует говорить о продольной поляризации.

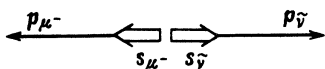
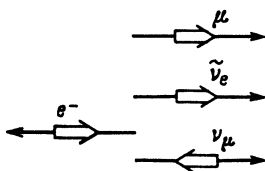


Рис. 401

Рис. 402



Спиральность $\tilde{\nu}_\mu$ вытекает из схемы распада $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$, при котором отрицательный мюон и $\tilde{\nu}_\mu$ разлетаются в разные стороны (рис. 401) с полным моментом количества движения, равным нулю (так как $s_\pi = 0$). Из схемы распада очевидно, что спиральности μ^- и $\tilde{\nu}_\mu$ одинаковы: обе равны $+1$. Если спиральность $\tilde{\nu}_\mu$ положительна, то спиральность ее античастицы ν_μ должна быть отрицательна. Из схемы распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ вытекает также отрицательная спиральность положительного мюона.

Независимо от этого рассуждения спиральность ν_μ может быть установлена из схемы распада μ^- -мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$, в которой известны спиральности трех частиц (μ^- , e^- и $\tilde{\nu}_e$) и спины всех частиц. Действительно, рассмотрим распад, соответствующий вылету электрона с максимальной энергией (т. е. вылету ν_μ и $\tilde{\nu}_e$ в противоположном направлении). Тогда из закона сохранения момента количества движения и известной ориентации спинов μ^- , e^- и $\tilde{\nu}_e$ следует, что ν_μ должно иметь спин, направленный против своего импульса (рис. 402), т. е. отрицательную спиральность. Спиральность μ^+ определяется из распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

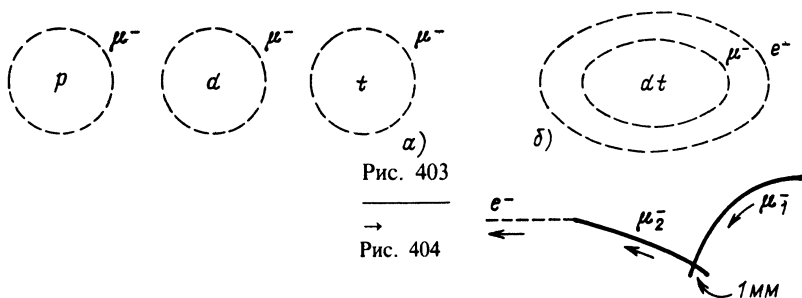
§ 106. Взаимодействие мюонов с веществом

1. μ -АТОМЫ И μ -МОЛЕКУЛЫ ВОДОРОДА. μ -КАТАЛИЗ

Как известно, одной из важнейших задач современной ядерной физики и физики плазмы является осуществление управляемой термоядерной реакции, т. е. получение энергии синтеза из реакций

$$d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n \quad \text{и} \quad d + d \rightarrow \begin{cases} {}^3\text{He} + n, \\ {}^3\text{H} + p. \end{cases} \quad (106.1)$$

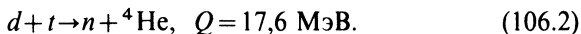
Чтобы эти реакции пошли с большой вероятностью (за счет туннельного эффекта), ядра должны быть сближены до расстояний порядка 10^{-11} — 10^{-10} см. Эту задачу сейчас пытаются решить нагреванием dt - или dd -смесей до температуры 10^8 —



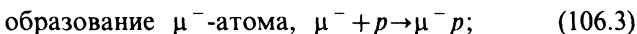
10^9 °, которая соответствует настолько высокой кинетической энергии теплового движения, что ионы с такой энергией способны сближаться на необходимые расстояния несмотря на противодействие кулоновского барьера. Нагревание можно проводить квазинепрерывно в системах типа Токамак или импульсно пучками лазера, релятивистских электронов или ионов.

Есть еще один потенциальный путь инициирования реакции синтеза — использование явления μ -катализа. Мы говорили, что масса мюона $m_\mu \approx 200m_e$ и что $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с, а по остальным свойствам он аналогичен электрону. В частности, отрицательный мюон может заменить электрон на боровской орбите атома и образовать μ^- -атом (рис. 403, а). Из-за $m_\mu/m_e \approx 200$ радиус μ -орбиты в μ -атоме примерно в 200 раз меньше радиуса e -орбиты. Соответственно μ -атомы типа μ^-p , μ^-d и μ^-t в 200 раз меньше, чем соответствующие изотопы водорода ^1H , ^2H и ^3H . Благодаря этому обстоятельству и нулевому электрическому заряду μ -атом может близко подойти к ядру и образовать μ -молекулу типа $p\mu d$, $d\mu d$, $d\mu t$, размеры которой достаточно малы (10^{-11} — 10^{-10} см) для протекания реакций pd , dd или dt за счет туннельного перехода (рис. 403, б).

Если, например, реакция dt успеет произойти до того, как мюон распадется, и при этом он не захватится ядром ^4He , а освободится, то в принципе этот мюон может провзаимодействовать второй, третий, ..., n -й раз, инициируя в каждом акте новую реакцию dt :



В 1957 г. Альваресу впервые удалось зарегистрировать в водородной пузырьковой камере с естественной примесью дейтерия явление μ -катализа, состоящего из четырех этапов:



изотопный обмен, $\mu^- p + d \rightarrow \mu^- d + p$; (106.4)

образование μ^- -молекулы, $\mu^- d + p \rightarrow p \mu^- d$; (106.5)

синтез с освобождением мюона, $p \mu^- d \rightarrow {}^3\text{He} + \mu^-$. (106.6)

На 2500 остановок первичного мюона было обнаружено 15 вторичных мюонов*, следы которых начинаются на расстоянии 1 мм от конца следов первичных мюонов (рис. 404). Средняя энергия вторичного мюона $T_\mu = 5,3$ МэВ. Разрыв между концом следа первичного и началом следа вторичного мюонов объясняется процессом изотопного обмена (106.4), который идет с выделением энергии 135 эВ, равной разности энергии связи мюона в $\mu^- d$ - и $\mu^- p$ -системах. Эта энергия распределяется между $\mu^- d$ и p , благодаря чему $\mu^- d$ приобретает кинетическую энергию $T_{\mu-d} = 48$ эВ, соответствующую пробегу 1 мм.

Малое количество (15 на 2500) вторичных мюонов может быть связано с тем, что скорость какого-либо этапа μ -катализа меньше скорости распада мюона. Таким образом, очень важно рассчитать или измерить скорости λ_i всех этапов μ -катализа. Второй возможной причиной малой вероятности μ -катализа может быть наличие реакции



которая идет с большой вероятностью наряду с реакцией $p \mu^- d \rightarrow {}^3\text{He} + \mu^-$. В реакции (106.7) мюон захватывается ядром ${}^3\text{He}$ и выбывает из дальнейшего процесса. В связи с этим вероятность W_s захвата мюона ядром также является важным параметром рассматриваемой проблемы.

Результаты опыта Альвареса стали понятны после теоретических расчетов, которые показали, что из всех этапов μ -катализа самым медленным является образование μ -молекулы, скорость которого для жидкого дейтерия

$$\lambda_m^{\text{теор}} = 4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1} \ll \lambda_\mu = 4,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad (106.8)$$

где λ_μ — скорость распада мюона. Специальные измерения λ_m , сделанные в 1960 г. в жидком дейтерии, дали близкое значение:

$$\lambda_m^{\text{эксп}} = 7,6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}. \quad (106.9)$$

Положение с μ -катализом стало казаться безнадежным, и интерес к этой проблеме почти повсеместно пропал.

Новый энтузиазм вспыхнул после опытов В. П. Джелепова с сотрудниками, выполненных в 1966 г. в Дубне на диффузи-

* В одном случае было зарегистрировано два цикла μ -катализа.

онной водородной камере с примесью дейтерия. Эти опыты дали

$$\lambda_m^{\text{экс}} = 7,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad (106.10)$$

т. е. в 10 раз больше теоретического и экспериментального значений λ_m для жидкого дейтерия. Такие же результаты были получены через 10 лет в опытах с газообразным дейтерием. Полученное значение $\lambda_m = 7,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} > \lambda_\mu = 4,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Поэтому если $W_s \ll 1$, то можно рассчитывать на многократное повторение процесса.

Спрашивается, почему λ_m для жидкого дейтерия в 10 раз меньше, чем для газообразного? Откуда берется такая сильная температурная зависимость скорости реакции? Для ответа на этот вопрос Э. А. Весман предложил*, а дубненские теоретики рассчитали резонансный механизм образования μ -молекулы $d\mu d$, который весьма чувствителен к температуре.

Рассмотрим схему образования μ -молекулы $d\mu d$. После того как μd -атом сблизится с одним из дейтронов молекулы D_2 , образуется сложная система $[(d\mu d)d2e]$, состоящая из μ -молекулы $d\mu d$, второго дейтрона из D_2 и двух электронов (рис. 405). Точные расчеты Л. И. Пономарева с сотрудниками (Дубна)**, основанные на решении задачи трех тел, показали, что μ -молекула $d\mu d$ имеет четыре энергетических состояния с относительно большими значениями энергии связи ε (от 36 до 325 эВ) и одно слабосвязанное с $\varepsilon = 2 \pm 0,1$ эВ. Если $d\mu d$ -молекула образуется в одном из сильносвязанных состояний, то выделяющуюся при этом энергию связи может унести электрон (энергия ионизации которого равна 15 эВ). В этом случае никакой резонансной зависимости вероятности образования $d\mu d$ -молекулы от температуры, очевидно, быть не может, так как кинетическая энергия μd -атома (0,004 эВ в жидком дейтерии и 0,04 эВ в газообразном) пренебрежимо мала по сравнению с энергией связи.

Совсем иначе обстоит дело при образовании слабосвязанного состояния с $\varepsilon = 2$ эВ, когда освобождающейся энергии не хватает на ионизацию электрона. Другой процесс передачи энергии — диссоциация молекулы D_2 — также требует большой энергии (около 4,5 эВ). Поэтому единственно возможным процессом передачи энергии является возбуждение колебательных уровней в системе $[(d\mu d)d2e]$, расстояние между которыми мало ($\Delta E_{\text{осц}} \approx 0,3$ эВ). Точный расчет показал, что

* Весман Э. А. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 113.

** Виницкий С. И., Пономарев Л. И., Пузынин И. В. и др. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1978. Т. 74. Вып. 3. С. 849—861.

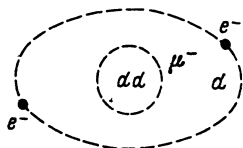


Рис. 405

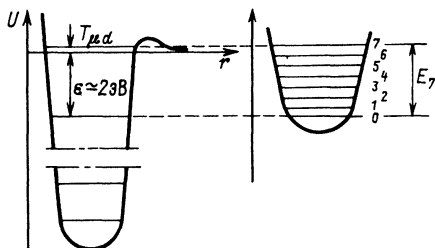


Рис. 406

для возбуждения седьмого уровня необходима энергия $E_7 = 2,01$ эВ, которая очень близка к энергии связи слабо возбужденного состояния μ -молекулы. Очевидно, в этом случае за счет кинетической энергии μd -атома $T_{\mu d}$ (т. е. температуры среды) можно обеспечить точное равенство

$$\varepsilon + T_{\mu d} = E_7, \quad (106.11)$$

при котором должно наблюдаться резонансное возрастание скорости образования μ -молекулы (рис. 406).

Экспериментальное подтверждение этого заключения было получено в 1979 г. В. П. Джелеповым с сотрудниками*, которые измерили температурную зависимость λ_m для дейтерия в интервале температур от 30 К (жидкий дейтерий) до 400 К. Эксперимент показал возрастание λ_m от $0,76 \cdot 10^5$ до $8 \cdot 10^5$ с $^{-1}$, т. е. более чем в 10 раз.

Из расчетов Л. И. Пономарева с сотрудниками следует, что наиболее благоприятными соотношениями скоростей для всех этапов процесса μ -катализа должна обладать система $d\mu t$. В этой системе также имеется слабосвязанное состояние с еще меньшей энергией связи $\varepsilon = 0,7 \pm 0,1$ эВ, значение которой достаточно для возбуждения третьего осцилляторного уровня системы $[(d\mu t)d2e]$. В этом случае расчеты дают для скорости образования μd -атома $\lambda_d \approx 10^{10}$ с $^{-1}$, скорости изотопного обмена $\lambda_{ex} = 2 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, скорости образования $d\mu t$ -молекулы $\lambda_m = 10^8$ с $^{-1}$, скорости реакции $d\mu t \rightarrow n + {}^4\text{He} + \mu^-$ $\lambda_f = 10^{12}$ с $^{-1}$ и вероятности захвата μ^- -ядром ${}^4\text{He}$ $W_s \approx 10^{-2}$.

Такие параметры должны обеспечить за время жизни мюона ($\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с) стократное использование его в последовательных циклах μ -катализа.

Экспериментальная проверка расчетных значений параметров $d\mu t$ -катализа началась в 1979 г. работами В. П. Джелепова

* Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Петрухин В. И. и др. // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1979. Т. 76. Вып. 2. С. 460—469.

и В. Г. Зинова*, которые измерили λ_m и λ_{ex} для реакции

$$\mu d + t \rightarrow \mu t + d \rightarrow d \mu t \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu^- \quad (106.12)$$

Опыт был поставлен на мюонном пучке синхроциклотрона. Облучалась газовая мишень из смеси дейтерия с тритием (от 0,8 до 7,8%) при температурах от 93 до 613 К. Схема установки изображена на рис. 407. Здесь 1—сцинтилляционные счетчики мюонов; 2—фильтр; 3—коллиматор; 4—кристаллический счетчик мюонов из CsI(Tl); 5—детекторы нейтронов с жидким сцинтиллятором NE-213; 6—детекторы с пластиковыми сцинтилляторами для регистрации электронов μ -распада; 7—газовая мишень; 8—вакуумная камера.

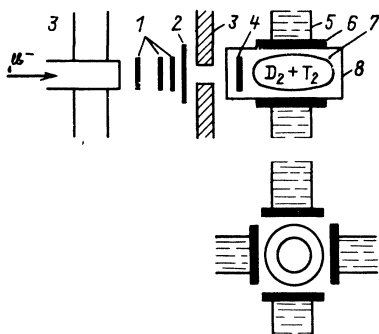


Рис. 407

В результате опыта были измерены поток и распределение во времени нейтронов от реакции $d \mu t \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu^-$ и определены λ_{ex} и нижняя граница λ_m :

$$\lambda_{ex} = (2,7 \pm 0,9) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}; \quad \lambda_m > 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad (106.13)$$

Оба экспериментальных результата согласуются с теоретическими предсказаниями и значительно превосходят скорость распада мюона $\lambda_\mu = 4,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Эксперимент подтвердил также и теоретическую оценку вероятности W_s захвата мюона ядром ${}^4\text{He}$, которая оказалась даже меньше предсказанного значения ($W_s < 0,01$)**. Поэтому принципиальная возможность использования μ -катализа для осуществления управляемого термоядерного процесса выглядит достаточно оптимистично.

Действительно, энергетическая «стоимость» одного мюона, как показывают оценки, составляет 5—10 ГэВ. В 150 циклах μ -катализа выделится $150 \times 17,6 \approx 2,6$ ГэВ, т. е. в 2—4 раза меньше. Но если использовать быстрые нейтроны ($T_n = 14$ МэВ), возникающие в реакции $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$, для деления дешевого изотопа урана ${}^{238}\text{U}$ (из которого можно изготовить оболочку реактора — бланкет), то энерговыделение может быть увеличено

* Джелепов В. П., Зинов В. Г. Препринт ОИЯИ, Д1-1296. Дубна. 1979.

** В 1984 г. удалось зарегистрировать 150 циклов μ -катализа, и судя по новым оценкам W_s , можно рассчитывать на еще большее число циклов (см. Воробьев А. А. Мюонный катализ ядерных реакций синтеза // Успехи физ. наук. 1986. Т. 148. Вып. 4. С. 719—723).

примерно в 10 раз. При этом можно будет еще получать очень ценные для ядерной энергетики тритий и делящийся тепловыми нейтронами изотоп плутония ^{239}Pu . Таким образом, в принципе проблема осуществления холодного синтеза представляется разрешимой, так как имеется большое превышение энерговыделения над энергозатратами, которого должно хватить на преодоление всевозможных технических трудностей.

2. μ -АТОМЫ БОЛЕЕ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Выше мы говорили о μ -атомах водорода, для которых радиус K -орбиты и энергии связи мюона

$$\left. \begin{aligned} R_{K\mu} &= R_{Ke}/200 = 0,5 \cdot 10^{-8} / 200 \approx 0,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}; \\ \epsilon_{св} &= 13,6 \cdot 200 \approx 2,5 \text{ кэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (106.14)$$

Отрицательный мюон может захватиться и тяжелым атомом, для которого $R_K \sim 1/Z$ и $\epsilon_{св} \sim Z^2$:

$$R = \frac{\hbar^2}{m_\mu Z e^2} n^2, \quad \epsilon_{св} = \frac{Z^2 e^4 m_\mu}{2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (106.15)$$

Первоначально мюон захватывается на высокую орбиту. При этом стряхиваются электроны. За время порядка 10^{-13} с мюон спускается на нижние орбиты, испуская характеристическое рентгеновское излучение. Его энергию можно подсчитать по формуле

$$E = \frac{Z^2 m_\mu}{m_e} E_H \approx 200 Z^2 E_H. \quad (106.16)$$

Так, для ^{22}Ti $Z^2 m_\mu / m_e = 10^5$ и для серии Лаймена энергии квантов должны быть равны $10^5 (10 - 13) \text{ эВ} = 1,0 \div 1,3 \text{ МэВ}$, а для урана $92^2 \cdot 200 \cdot E_H = 17 \div 22 \text{ МэВ}$.

Эти оценки предполагают, что ядро, если его рассматривать с орбиты мюона, является точечным. Однако на самом деле даже для ^{22}Ti $R_{K\mu} \approx R_\alpha$, а для ^{92}U

$$R_{K\mu} = \frac{0,3 \cdot 10^{-10}}{92} = 3 \cdot 10^{-13} \text{ см} < R_\alpha. \quad (106.17)$$

В связи с этим в опытах получаются отличные от расчета результаты, которые можно использовать для оценки радиуса ядра.

Опыт был поставлен в соответствии со схемой, изображенной на рис. 408. Здесь 1—4—NaI- и (Li—Ge)-счетчики, П—поглотитель, М—мишень, Д—детектор, СС—схема совпадений, САС—схема антисовпадений, У—усилитель, АН—анализатор.

В опытах для E_T получились значения на 80 кэВ меньше расчетных, а для E_U — в 3 раза меньше. Расхождение устраняется, если в расчете вместо $R_\pi = 0$ взять $R_\pi = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3}$ (R_π — в см). Для распределения электрического заряда ρ было получено выражение

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \left[\frac{r - R_0}{\delta} \right]}, \quad (106.18)$$

где $\delta = 0,55 \text{ фм}$; $d = 4,4\delta = 2,4 \text{ фм}$; $R_0 = 1,1 \text{ А}^{1/3}$ (R_π — в фм) (см. рис. 28). Этот результат близок к получающемуся при изучении рассеяния релятивистских электронов на ядрах (см. § 4, п. 3).

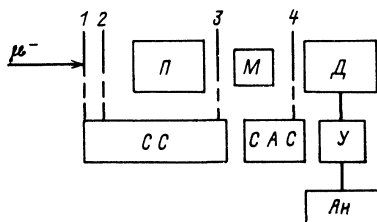


Рис. 408

3. МЮОНИЙ

При соударениях положительного мюона (μ^+) с атомами среды, через которую он движется, мюон может захватить электрон и образовать связанную систему μ^+e^- — мюоний (Mu). Мюоний, так же как позитроний, является водородоподобным атомом, роль протона в котором выполняет положительный мюон. По своим химическим свойствам мюоний аналогичен атомарному водороду, но в отличие от последнего он является меченым атомом, так как за взаимодействием мюона можно следить, наблюдая прецессию его спина в магнитном поле (по периодичности изменения интенсивности испускаемых позитронов, см. § 104). Это дает возможность измерять скорость химической реакции мюония (по изменению характера прецессии в момент вступления Mu в химическую реакцию). Если известно отношение скоростей химических реакций мюония и атомарного водорода, то, зная скорость химической реакции мюония, можно определить ее скорость для атомарного водорода*.

* Подробнее о мюониевом методе изучения физико-химических свойств вещества см. Гуревич И. И., Никольский Б. А. // Успехи физ. наук, 1976. Т. 119. Вып. 1. С. 169—185.

§ 107. τ -Лептон и τ -нейтрино

Существование мюона — частицы, которая по всем свойствам, кроме массы и времени жизни, идентична электрону, очень долго было одной из самых трудных загадок физики элементарных частиц: зачем нужен мюон? Сейчас положение изменилось, так как в соответствии с теорией электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамикой истинно элементарными частицами являются кварки, глюоны, лептоны, фотон и Z^0 - и $W^\pm$ -бозоны, между которыми должна существовать тесная связь. В частности, согласно теории Вайнберга — Салама число кварков должно быть равно числу лептонов. Поэтому когда в конце 1974 г. был открыт четвертый s -кварк (см. § 125), существование мюона стало оправданным, а открытие летом 1977 г. пятого b -кварка (см. § 126) потребовало обнаружения нового, пятого (третьего заряженного) лептона.

Впервые τ -лептон* был обнаружен еще в 1975 г. в Стэнфорде в результате исследования аномальных событий (см. ниже), но вполне надежно его существование было доказано в начале 1978 г., а к концу 1980 г. было зарегистрировано несколько десятков тысяч пар $\tau^+\tau^-$, что позволило хорошо установить свойства τ -лептона.

История открытия τ -лептона нетривиальна. В первых экспериментах были получены только намеки на существование частицы с массой $m \approx 1,8$ ГэВ. Расчеты, сделанные в предположении, что частица с такой массой участвует подобно e и μ в универсальном слабом взаимодействии и имеет «свое» нейтрино ν_τ^{**} , позволили оценить время жизни и рассчитать относительные вероятности распадов τ -лептона по разным каналам:

	$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau$	0,174	
	$\mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau$	0,176	
	$\pi^- \nu_\tau$	0,101	
$\tau^- \rightarrow$	$\rho^- \nu_\tau$	0,218	(107.1)
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	0,081	
	адроны (≥ 3 заряженных $+ n\pi^0$) ν_τ	0,187	
	$\pi^- \rho^0 \nu_\tau$	0,054	

* От греческого слова $\tau\rho\tau\upsilon\omicron\nu$ — третий.

** Об открытии ν_τ см. Дополнение, п. 9.

Теоретическую оценку времени жизни τ -лептона очень грубо можно получить из формулы $1/\tau \sim E^5$ (см. § 18), согласно которой

$$\tau_\tau = (m_\mu/m_\tau)^5 \tau_\mu \omega_e,$$

где m_μ и τ_μ — масса и время жизни мюона; m_τ — масса τ -лептона; ω_e — относительная вероятность его распада по каналу $\tau \rightarrow e \tilde{\nu}_e \nu_\tau$. Эта оценка дает $\tau_\tau \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с, $R_\tau = c \tau_\tau \approx \approx 0,1$ мм.

Из малости τ_τ и R_τ следует, что обнаружить τ -лептон по пробегу R_τ нельзя (кроме фотоэмульсионного метода). Из схем распада вытекает, что его нельзя обнаружить и по кинематике (так как среди вторичных частиц имеются нейтрино). Поэтому для обнаружения τ -лептонов был использован нестандартный метод исследования так называемых аномальных событий типа $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e^+ \mu^- + \text{н.ч.}$ и $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e^- \mu^+ + \text{н.ч.}$ или вообще $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow e^\pm X^\pm + \text{н.ч.}$, где X — любая заряженная частица, кроме электрона (позитрона), а н.ч. — нейтральная частица. Таким образом, аномалия заключается в том, что рассматривается такое сочетание каналов распада рожденной пары τ^+ - и τ^- -лептонов, при котором τ^+ распадается, например, по схеме $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\tau$, а τ^- — по любой другой (без e^-).

Изучение энергетической зависимости аномальных событий позволило определить массу τ -лептона по порогу сечения и спин по форме кривой. Масса τ -лептона* $m_\tau = (1784,1 \pm 3,2)$ МэВ. Спин $s_\tau = 1/2$. Экспериментальное значение времени жизни τ -лептона $\tau_\tau = (3,04 \pm 0,09) \cdot 10^{-13}$ с.

Изследование спектра электронов от распада вида $\tau^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau$ показало, что этот распад согласуется с ($V-A$)-теорией. Из спектра электронов следует

$$m_{\nu_e} < 35 \text{ МэВ.}$$

Если ν_τ стабильно, то из космологических соображений следует $m_{\nu_e} \leq 30$ эВ. Если $m_{\nu_e} = 0$, то наиболее естественно предположить, что ν_τ имеет левую спиральность. Из сравнения

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau)} = 0,52 \pm 0,07 \text{ с теоретическим значением } (0,6) \text{ следует}$$

$s_{\nu_\tau} = 1/2$. Из поведения сечения $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-)$ следует универсальность электромагнитного взаимодействия для всех заряженных лептонов (e , μ , τ) и справедливость квантовой электродинамики до расстояний около 10^{-16} см. Таким образом, все лептоны можно считать точечными частицами, радиус которых $R < 10^{-16}$ см.

* Приведены современные данные для m_τ , τ_τ и m_{ν_e} .

В настоящее время принято считать, что τ -лептон аналогичен e - и μ -лептонам и характеризуется новым лептонным зарядом L_τ , который равен 1 для τ^- и ν_τ , -1 для τ^+ и $\bar{\nu}_\tau$ и 0 для всех остальных частиц (включая электронные и мюонные лептоны).

Из существования двух новых лептонов τ и ν_τ и теории Вайнберга—Салама следует, что должен существовать шестой кварк t (подробнее см. § 126).

Сейчас ничего нельзя сказать о возможности существования лептонов более тяжелых, чем τ -лептон. Если, однако, такие лептоны существуют, то следует ожидать также и существования новых, более тяжелых кварков.

§ 108. Современные вопросы нейтринной физики.

1. УНИВЕРСАЛЬНАЯ ($V-A$)-ТЕОРИЯ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Все вопросы физики слабого взаимодействия, рассмотренные нами до сих пор (процессы с участием лептонов), хорошо описываются так называемой универсальной теорией слабого взаимодействия, для которой характерны следующие основные положения (для удобства дальнейшего изложения мы перечисляем и такие пункты, которые являются следствиями других):

1. Предположение об универсальном точечном четырехфермионном слабом взаимодействии.
2. 100%-ное нарушение P - и C -инвариантности.
3. ($V-A$)-вариант слабого взаимодействия.
4. Левая поляризация у всех лептонов и правая у антилептонов.
5. Сохранение слабого векторного тока.
6. Согласие выводов теории с предположением о $m_\nu \equiv 0$.
7. 100%-ное сохранение лептонных зарядов.
8. Запрет на $2\beta(0\nu)$ -, $\mu \rightarrow 3e$ -, $\mu \rightarrow e\gamma$ - и др. распады, противоречащие законам сохранения лептонных зарядов.

В дальнейшем (см. § 129) мы увидим, что положения универсальной теории удалось успешно распространить и на нелептонные процессы слабого взаимодействия (например, на распады странных и очарованных частиц).

Перечисленные положения универсальной теории слабого взаимодействия подтверждаются целой серией основополагающих экспериментов, о которых мы уже рассказывали в разных местах книги или еще будем рассказывать. Приведем некоторые из них.

Это опыт Коуэна и Рейнеса (детектирование реакторного антинейтрино в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$); Дэвиса ($\bar{\nu}_e \neq \nu_e$); Ледермана, Шварца и Штейнберга ($\nu_\mu \neq \bar{\nu}_\mu$); Гольдхабера (спиральность нейтрино); Ву (нарушение $\bar{P}$ -четности в β -распаде); Фитча и Кронина (нарушение CP -четности в распаде K^0 -мезонов); Тинга и Рихтера (открытие J/ψ -частицы, т. е. c -кварка); Руббиа и Ван-дер-Меера (открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов)*. Кроме них упомянем еще и другие важные для установления $(V-A)$ -варианта универсальной теории эксперименты, как-то: изучение угловых корреляций в β -распаде нейтрона и определение его времени жизни; поиски распадов, запрещенных законами сохранения лептонных зарядов; определение поляризации всех лептонов; многочисленные экспериментальные оценки верхних границ масс нейтрино; доказательство нарушения P -четности во всех (как лептонных, так и не лептонных) слабых распадах, а также проявления этого нарушения в электромагнитных и сильных процессах.

Как видно из приведенного, далеко не полного перечня, $(V-A)$ -теория, казалось бы, очень надежно подтверждается экспериментально. Однако, как известно, никакой эксперимент не дает 100%-ной гарантии в справедливости выдаваемого им результата. В частности, в нашем случае совокупности экспериментов, из которых следует $(V-A)$ -вариант теории, не противоречит допущение о примерно 10%-ной примеси $(V+A)$ -варианта; законы сохранения лептонных зарядов проверены на уровне точности не более 99%; относительно нулевых масс нейтрино допустимо и альтернативное предположение о $m_\nu \neq 0$ [и даже в одном эксперименте дана оценка нижней границы массы ν_e ($m_{\nu_e} > 17$ эВ)] и т. п.

Другими словами, в рамках погрешностей современного эксперимента можно отказаться от 100%-ной справедливости ряда положений универсальной $(V-A)$ -теории и посмотреть, к чему это приведет. Оказывается, наиболее существенные новые результаты возникают, если допустить небольшое нарушение закона сохранения лептонных зарядов (как в смысле возможности переходов между ν и $\bar{\nu}$ данного сорта нейтрино, так и в смысле переходов между разными сортами нейтрино $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ и т. п.), некоторую примесь $(V+A)$ -варианта (правые токи) и отличие от нуля массы нейтрино. И хотя, как мы

* Строго говоря, последние опыты из числа перечисленных подтверждают не универсальную $(V-A)$ -теорию, а единую теорию электрослабого взаимодействия (см. § 130), однако первоначальные идеи относительно необходимости существования c -кварка и его роли в нарушении CP -инвариантности, а также относительно существования $W^\pm$ -бозонов зародились еще до создания единой теории.

убедимся в дальнейшем, все эти допущения взаимно связаны, особенно интересные новые явления в физике слабых взаимодействий возникают, если предположить существование нейтрино с массами, отличными от нуля. С этого и начнем.

2. О МАССЕ НЕЙТРИНО В ТЕОРИЯХ ДИРАКА И МАЙОРАНЫ. СВЯЗЬ $m_\nu \neq 0$ С $2\beta(0\nu)$ -РАСПАДОМ И ν -ОСЦИЛЛЯЦИЯМИ

Как мы уже говорили, существующие ограничения на массы нейтрино ($m_{\nu_e} < 18$ эВ, $m_{\nu_\mu} < 0,25$ МэВ, $m_{\nu_\tau} < 35$ МэВ) оставляют возможность для допущения $m_\nu \neq 0$. Кроме того, относительно одного типа нейтрино ($\tilde{\nu}_e$) получено экспериментальное указание на возможное отличие его массы от нуля ($m_{\nu_e} > 17$ эВ), а относительно других типов имеются косвенные соображения в пользу $m_\nu \neq 0$. Как говорят теоретики, масса нейтрино очень нужна астрофизикам: во-первых, при $m_\nu \neq 0$ наиболее естественным образом будет ликвидирована трудность с дисбалансом в числе солнечных нейтрино, приходящих на Землю; во-вторых, $m_\nu \neq 0$ позволит решить вопрос о скрытой массе Вселенной; в-третьих, даст возможность преодолеть некоторые трудности теории образования галактик. Оценки на $m_\nu \neq 0$, которые дают астрофизики, приблизительно характеризуются неравенством

$$m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 100 \text{ эВ.} \quad (108.1)$$

С точки зрения экспериментатора, которому хочется, чтобы все выглядело «понятно», значение $m_\nu \neq 0$ представляется более естественным, чем $m_\nu \equiv 0$. Действительно, заряженные лептоны разных сортов (e , μ , τ) различаются не только лептонными зарядами L_e , L_μ , L_τ (т. е. характером взаимодействия), но и значениями масс, а соответствующие им нейтрино при $m_\nu \equiv 0$ — только лептонным зарядом. И хотя мы не знаем, как объяснить, почему в рамках слабого взаимодействия $m_e \neq m_\mu \neq m_\tau$ (электромагнитное взаимодействие у всех заряженных лептонов одинаковое), но это различие все-таки является очень наглядной иллюстрацией $L_e \neq L_\mu \neq L_\tau$.

В случае нейтрино эта наглядность исчезает. Непонятно, как представить себе отличие ν_e от ν_μ и ν_τ при $m_\nu \equiv 0$. Разное вещество? Различная топология устройства? В этом смысле существование γ -кванта с $m_\gamma \equiv 0$ не создает прецедента, так как он обладает другой природой взаимодействия и для него есть теоретический запрет на $m_\gamma \neq 0$. Для нейтрино дело обстоит иначе.

С точки зрения релятивистской квантовой теории фермионов значение $m_\nu \neq 0$ так же допустимо, как и $m_\nu \equiv 0$ (в теории нет запрета на $m_\nu \neq 0$, аналогичного запрету, существующему для γ -кванта). Однако следствия, к которым приводит предположение о $m_\nu \neq 0$, различны в разных вариантах теории. Теоретики говорят, что нейтрино может иметь дираковскую или майорановскую массу.

В соответствии с теорией Дирака при $m_\nu \neq 0$ нейтрино (подобно электрону) может иметь четыре состояния: два (ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) с лептонным зарядом $+1$ и два ($\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\mu$) с -1 , однако из-за нарушения закона сохранения пространственной четности в слабом взаимодействии участвуют только ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, а $\bar{\nu}_\mu$ и ν_μ «стерильны» относительно всех взаимодействий (включая универсальное слабое). Участие $\bar{\nu}_\mu$ и ν_μ в слабых взаимодействиях можно обнаружить лишь с относительной вероятностью $(m_\nu/E_\nu)^2$, которая чрезвычайно мала по сравнению с вероятностью универсального слабого взаимодействия из-за $m_\nu \ll E_\nu$ («очень слабое взаимодействие»).

Наглядно возможность преобразования «стерильных» $\bar{\nu}_\mu$ и ν_μ в «нормальные» $\bar{\nu}_\mu$ и ν_μ вытекает из того, что нейтрино с $m_\nu \neq 0$, которое движется со скоростью $v < c$, можно догнать и перегнать, находясь на системе координат, имеющей скорость $v_1 > v$. Очевидно, что в этой системе координат «стерильные» нейтрино $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\mu$ будут иметь противоположную спиральность, т. е. преобразуются в «нормальные» нейтрино ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ и, следовательно, будут «нормально» (нормально слабо) взаимодействовать с протонами и нейтронами детектора. Естественно, что вероятность такого процесса тем меньше, чем ближе v к c , т. е. чем меньше масса нейтрино. Заметим, что двойной безнейтринный $2\beta(0\nu)$ -распад по Дираку запрещен законом сохранения лептонного заряда в смысле $\bar{\nu}_e \neq \nu_e$. Вместе с тем предположение о нарушении закона сохранения лептонного заряда в смысле $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$ и т. п. (допустимое в теории Дирака) должно привести при $m_\nu \neq 0$ к нейтринным осцилляциям.

Если в рамках теории Дирака предположить, что $m_\nu \equiv 0$, то с учетом несохранения четности это приводит к двухкомпонентному варианту теории, согласно которому существуют только ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ со 100%-ной поляризацией, переходы, между которыми строго запрещены по спиральности и закону сохранения лептонного заряда ($\bar{\nu} \neq \nu$). В частности, в этом случае и $2\beta(0\nu)$ -распад запрещен, так сказать, дважды. Иногда вариант теории Дирака с $m_\nu \equiv 0$ называют теорией Вейля, который предложил ее в 1929 г. до обнаружения несохранения четности, в связи с чем она в свое время не была признана.

В отличие от теории Дирака в теории Майораны предполагается, что $\bar{\nu} \equiv \nu$, т. е. допускается небольшое (не

противоречащее опыту) нарушение закона сохранения лептонного заряда в смысле $\tilde{\nu} \neq \nu$ ($\Delta L = 2$). В связи с этим в теории Майораны существуют только два нейтринных состояния $\nu_L (\equiv \tilde{\nu}_L)$ и $\nu_R (\equiv \tilde{\nu}_R)$, которые отличаются знаком спиральности. Для отличия майорановских нейтрино от дираковских будем пользоваться значками в верхнем индексе: ν^M и ν^D .

Предположим, что $m_\nu^M \neq 0$ (есть майорановская масса нейтрино), тогда ν_L^M и ν_R^M могут переходить друг в друга по той же схеме («догнать и перегнать»), что и в теории Дирака, но из-за нарушения закона сохранения лептонного заряда здесь становится возможным $2\beta(0\nu)$ -распад:

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \nu_\pi^M, \\ \nu_\pi^M + n &\rightarrow p + e^- \end{aligned} \right\} 2n \rightarrow 2p + 2e^-, \quad (108.2)$$

где $\nu_\pi^M \approx \left(\frac{m_\nu}{E_\nu}\right)^2 \nu_\pi^M$ (см. Дополнение, п. 6).

Другое предположение о массе нейтрино в рамках теории Майораны ($m_\nu^M \equiv 0$), казалось бы, однозначно приводит к невозможности $2\beta(0\nu)$ -распада из-за отсутствия переходов $\nu_L^M \leftrightarrow \nu_R^M$. Однако это заключение справедливо с точностью до отсутствия правых токов, примесь которых современный эксперимент не запрещает*.

Итак, обнаружение $2\beta(0\nu)$ -распада однозначно указывает на майорановский тип нейтрино с $m_\nu^M \neq 0$ или $m_\nu^M = 0$. Чтобы различить эти два случая, надо измерить энергетические спектры и угловые распределения электронов $2\beta(0\nu)$ -распада, которые различны для $2\beta(0\nu)$ -распада, обусловленного $m_\nu^M \neq 0$ и правыми токами.

К сожалению, экспериментальное наблюдение $2\beta(0\nu)$ -распада — очень трудная задача из-за чрезвычайно большого и плохо рассчитываемого периода полураспада. Одно время считали, что это не так из-за примерно в 10^6 раз большего фазового объема у виртуальных нейтрино, образующихся в $2\beta(0\nu)$ -распаде, по сравнению с реальными нейтрино $2\beta(2\nu)$ -распада. Однако это правильное соображение нейтрализуется малостью нарушения закона сохранения лептонного заряда (необходимого для $\tilde{\nu}^M \equiv \nu^M$), незнание величины которого затрудняет вычисление матричного элемента $2\beta(0\nu)$ -перехода**.

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о нейтринных осцилляциях. В некотором смысле здесь в теоретическом

* Естественно, что примесь правых токов не помогает с точки зрения возможности $2\beta(0\nu)$ -распада дираковскому варианту теории с $m_\nu^D \equiv 0$, так как по-прежнему мешает закон сохранения лептонного заряда в смысле $\tilde{\nu}_e \neq \nu_e$.

** Подробнее о двойном β -распаде см. Мухин К.Н., Патаракин О.О. УФН. Т.170(8), с. 855-897 (2000).

плане дело обстоит проще, чем в случае $2\beta(0\nu)$ -распада. Действительно, как мы уже говорили в § 103, необходимым условием возможности осцилляций является $m_\nu \neq 0$ и несохранение лептонных зарядов L_e или $L_\mu(L_\tau)$ (т. е. не требуется более жесткого нарушения закона сохранения L_e в смысле $\tilde{\nu}_e \equiv \nu_e$, или $\Delta L_e = 2$). Таким образом, нейтринные осцилляции разрешены в обеих теориях (и Дирака и Майораны), лишь бы выполнялись условия $m_\nu \neq 0$ и $L_e \neq \text{const}$, $L_\mu \neq \text{const}$ и $L_\tau \neq \text{const}$. Отсюда следует, что наблюдение нейтринных осцилляций однозначно указывает на $m_\nu \neq 0$.

Итак, $m_\nu \neq 0$ следует как из опыта по наблюдению $2\beta(0\nu)$ -распада (с измерением энергетического спектра и углового распределения электронов), так и из наблюдения осцилляций, т. е. любой из этих результатов (если он надежен) можно рассматривать как подтверждение результата определения m_ν из анализа β -спектра трития. Но обратное не верно: обнаружения $m_\nu \neq 0$ в опыте с тритием недостаточно ни для существования $2\beta(0\nu)$ -распада (его не будет, если все массы дираковские, т. е. $\nu \neq \bar{\nu}$), ни для существования осцилляций (их не будет, если $m_1 = m_2 = m_3$).

3. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ПОИСКА $m_\nu \neq 0$. ПРЯМЫЕ НЕЙТРИНО

Кроме рассмотренных выше в настоящее время проанализировано довольно много других способов поиска массы нейтрино. Один из них заключается в анализе двухчастичных спектров распада элементарных частиц по нейтринному каналу, например по схеме

$$\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\tilde{\nu}_e). \quad (108.3)$$

Прежние измерения показывают, что характер спектров электронов, испускаемых в этих распадах, согласуется с предположением о $m_\nu = 0$.

Однако если допустить, что наряду с безмассовыми нейтрино существует небольшая доля нейтрино с отличными от нуля массами $m_1, m_2, \dots$, то физические нейтрино, образующиеся в схеме (108.3), можно представить в виде суперпозиции тяжелых нейтрино (сравните с рассуждением по поводу осцилляций). И тогда при исследовании большого статистического материала в энергетическом спектре электронов (построенном в с.д.и.) должны были бы проявиться слабо выраженные дополнительные максимумы, сдвинутые относительно основного максимума, соответствующего испусканию безмассового нейтрино.

В принципе при проведении подобных исследований можно рассчитывать на выявление тяжелых нейтрино с $m_\nu \leq 160$ МэВ. Однако эти исследования не привели к успеху.

В другом способе тяжелые нейтрино искали в составе нейтринных пучков ускорителей по распадам на легкие нейтрино и $(e^+ - e^-)$ -пару.

$$\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu + e^+ + e^- \quad (108.4)$$

и тоже не нашли.

Не обнаружены нейтрино с $m_\nu \neq 0$ и в опытах типа beam dump, в которых пучок протонов с энергией в несколько сотен гигаэлектрон-вольт поглощается в очень массивной и толстой (примерно 3 м) мишени за время $\tau \approx 10^{-11}$ с. Вместе с протонами поглощаются и рожденные ими π -и K -мезоны, которые за такое короткое время не успевают распасться и испустить нейтрино. Поэтому единственными источниками нейтрино в этом случае являются прямое взаимодействие протонов с мишенью и быстрые распады рожденных протонами короткоживущих ($\tau \approx 10^{-13}$ с) очарованных частиц и τ -лептонов. Такие нейтрино принято называть прямыми.

Идея поиска $m_\nu \neq 0$ у прямых нейтрино заключается в проверке их на наличие осцилляций измерением отношения потоков, рожденных $\nu_e + \bar{\nu}_e$ и $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. Такие измерения были выполнены несколькими группами, однако пока не дали однозначных результатов.

Еще один метод поиска $m_\nu \neq 0$ основан на попытке обнаружения распадов

$$\mu \rightarrow 3e, \mu \rightarrow e\gamma \text{ и др.}, \quad (108.5)$$

запрещенных в универсальной теории законами сохранения лептонных зарядов. Сейчас для верхней границы экспериментального отношения запрещенного распада $\mu \rightarrow e\gamma$ к разрешенному $\mu \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_\mu$ получено значение*

$$R_\mu = \frac{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)}{\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu)} < 5 \cdot 10^{-11}. \quad (108.6)$$

Если законы сохранения лептонных зарядов нарушаются, то запрет на $\mu \rightarrow e\gamma$ -распад снимается и вроде бы появляется шанс его найти в процессе смешивания ν_e и ν_μ (рис. 409), что будет указывать на $m_\nu \neq 0$. Однако подсчет $R_\mu^{\text{теор}}$, выпол-

* Аналогичное значение для $\mu \rightarrow 3e$ меньше $1,0 \cdot 10^{-13}$.

ненный в теории со смешиванием нейтрино, дает безнадежно малое значение $R_{\mu}^{\text{теор}} \approx 10^{-16}$.

Следует, правда, заметить, что этот вывод был сделан в предположении отсутствия в природе тяжелых нейтральных лептонов с массой порядка несколько гигаэлектрон-вольт. Если такие сверхтяжелые нейтрино существуют и имеет место смешивание, то значения $R_{\mu}^{\text{теор}}$ получаются более приемлемыми для эксперимента:

$$R_{\mu}^{\text{теор}} \approx 10^{-12} - 10^{-9}.$$

Мы перечислили далеко не все возможные способы обнаружения $m_{\nu} \neq 0$. Но и в остальных тоже пока нет указаний на $m_{\nu} \neq 0$. Опыт по исследованию правого края спектра электронов β -распада ${}^3\text{H}$ по-прежнему остается единственным экспериментом, в котором для массы $\tilde{m}_e$ найдены пределы (см. § 18):

$$17 \leq m_{\tilde{\nu}_e} \leq 40 \text{ эВ.}$$

4. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙТРИНО

Появление высокоинтенсивных источников электронных (реакторы) и мюонных (ускорители) нейтрино и развитие техники их детектирования позволяют планировать работы, которые еще совсем недавно казались фантастическими из-за огромной проникающей способности этих частиц. Перечислим и очень кратко охарактеризуем некоторые из этих проектов.

1. Поток $\tilde{\nu}_e$, испускаемых ядерным реактором, пропорционален его тепловой мощности. Поэтому по количеству $\tilde{\nu}_e$, зарегистрированных в единицу времени (после соответствующей калибровки прибора), можно судить о мгновенной мощности реактора и оперативно следить за ее изменением.

2. Известно, что энергетические спектры антинейтрино, испускаемых осколками деления ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$, различны — спектр от ${}^{239}\text{Pu}$ несколько мягче. Поэтому по мере выгорания в реакторе ${}^{235}\text{U}$ и наработке ${}^{239}\text{Pu}$ спектр $\tilde{\nu}_e$ слегка изменяется, что можно заметить по изменению энергии позитронов, образующихся при регистрации $\tilde{\nu}_e$ в реакции

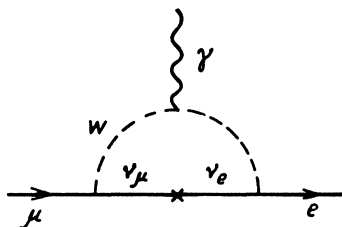


Рис 409

$$\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (108.7)$$

Это позволяет судить об изменении соотношения ^{235}U и ^{239}Pu в процессе кампании реактора.

3. Сечение взаимодействия ν с веществом линейно растет с энергией. Согласно теории Вейнберга—Салама этот рост должен продолжаться до $E_{\nu}^{\text{с.н.}} \approx M_W \approx 90$ ГэВ. Пересчет на л.с.к. дает $E_{\nu}^{\text{л.с.к.}} = \frac{M_W^2}{2m_p} \approx 4000$ ГэВ. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом при $E_{\nu} = 1$ ГэВ равно $0,7 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$. Отсюда σ_{ν} (при $E_{\nu} = 4000$ ГэВ) равно $2,8 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$. При таком «большом» сечении становится реальной задача просвечивания земного шара по хорде с целью обнаружения полезных ископаемых, так как Земля перестает быть абсолютно прозрачной для нейтрино.

Действительно, средний свободный пробег нейтрино с $E_{\nu} = 4$ ТэВ

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{22} \cdot 2,8 \cdot 10^{-35}} \approx 10^{13} \text{ см} \approx 10^8 \text{ км} \approx 10^4 R_{\text{зем.}}$$

Это означает, что при плотности потока $N_{\nu} \approx 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ одно из них провзаимодействует при прохождении толщи земного шара. Количество взаимодействий зависит от сечения, т. е. от плотности вещества, которая различна у разных полезных ископаемых. Меняя направление пучка нейтрино, можно зондировать земной шар.

4. При помощи интенсивных потоков ν_{μ} можно посылать сигналы подводным лодкам, находящимся на противоположной стороне Земли, а регистрируя $\tilde{\nu}_e$ от реактора атомной подводной лодки, можно попытаться ее обнаружить.

§ 109. Краткое заключение к гл. XVIII

В гл. XVIII описаны свойства заряженных и нейтральных лептонов и соответствующих им антилептонов:

$$e^- - e^+, \nu_e - \tilde{\nu}_e, \mu^- - \mu^+, \nu_{\mu} - \tilde{\nu}_{\mu}, \tau^- - \tau^+, \nu_{\tau} - \tilde{\nu}_{\tau}.$$

Существование e , μ , τ обоих знаков, а также ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_{μ} и $\tilde{\nu}_{\mu}$ доказано экспериментально. В пределах точности эксперимента доказано также, что $\nu_e \neq \nu_{\mu}$, $\tilde{\nu}_e \neq \tilde{\nu}_{\mu}$, $\tilde{\nu}_{\mu} \neq \nu_{\mu}$. Существование ν_{τ} и $\tilde{\nu}_{\tau}$ пока в прямом эксперименте не доказано, но подтверждается наличием двухчастичных схем распада τ -лептонов. Эксперименты по оценке масс нейтрино дают $m_{\nu} < 18$ эВ,

$m_\nu < 0,25$ МэВ, $m_{\bar{\nu}} < 35$ МэВ. В одном эксперименте получено значение $m_{\nu} \neq 0$. С точки зрения теории $m_\nu \neq 0$ ничем не запрещена и даже желательна.

Все лептоны участвуют в слабом (и гравитационном) взаимодействии. Это подтверждается значением сечения взаимодействия лептонов с нуклонами, а также значениями периодов полураспада. Электроны e^- , позитроны e^+ и все нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$ стабильны. Мюоны μ^+ и μ^- за время $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ с распадаются по схемам $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ и $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$.

τ -Лептоны за время $\tau_\tau \approx 3 \cdot 10^{-13}$ с распадаются по многим двух- и трехчастичным схемам с образованием ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$. Экспериментально показано, что в процессах образования и распада мюонов, т. е. в $(\pi-\mu)$ - и $(\mu-e)$ -распадах, нарушается закон сохранения P -четности, что проявляется в виде определенного знака спиральности у всех лептонов, участвующих в распадах, и в асимметрии вылета электронов относительно спина мюонов в $(\mu-e)$ -распаде.

В процессах, идущих с участием лептонов, выполняются законы сохранения лептонных зарядов $L_e = \text{const}$ (для e^- , e^+ , ν_e и $\bar{\nu}_e$), $L_\mu = \text{const}$ (для μ^- , μ^+ , ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$) и $L_\tau = \text{const}$ (для τ^- , τ^+ , ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$). Лептонный заряд каждого типа отличен от нуля только для соответствующих лептонов. Для всех остальных частиц (включая лептоны других типов) он равен нулю.

Точность современных экспериментов по проверке справедливости законов сохранения лептонных зарядов допускает их небольшое нарушение как в смысле частичного снятия запрета на замену одного типа лептонов на другой, так и в смысле замены лептона на антилептон. Если законы сохранения L_e , L_μ , L_τ нарушаются в первом смысле и массы всех нейтрино различны и отличны от нуля, то будут возможны так называемые нейтринные осцилляции, т. е. взаимные переходы $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Если закон сохранения L_e нарушается во втором смысле, т. е. если существует небольшая вероятность $\bar{\nu}_e \equiv \nu_e$, то при $m_{\nu_e} \neq 0$ будет возможен двойной безнейтринный β -распад $[2\beta(0\nu)]$ -типа $2n \rightarrow 2p + 2e^-$.

Таким образом, наблюдение нейтринных осцилляций или $2\beta(0\nu)$ -распада однозначно указывало бы на $m_{\nu_e} \neq 0$. Однако ни тот, ни другой процесс пока не наблюдался.

Заряженные лептоны e^- , e^+ , μ^- , μ^+ , τ^- и τ^+ кроме слабого взаимодействия участвуют также и в электромагнитном взаимодействии, характер которого у всех перечисленных лептонов одинаков. Все они ведут себя как точечные бесструктурные частицы вплоть до расстояний порядка 10^{-16} см.

Особенно хорошо прослежена аналогия в электромагнитных свойствах электронов и мюонов. Отрицательные мюоны образуют μ -атомы, свойства которых сходны со свойствами обычных атомов. Существуют аналогичные системы типа e^+e^- (позитроний) и μ^+e^- (мюоний). Аналогично вычисляются радиационные поправки к значениям магнитных моментов электрона и мюона.

Конкретные значения лептонных зарядов, спиральности и других свойств лептонов приведены в табл. 42.

Таблица 42

Частица	Заряд	Масса, МэВ	Спин	Магнитный момент M_B	Лептонный заряд			Спиральность	Время жизни, с	Схема распада
					L_e	L_μ	L_τ			
e^-	$\begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix}$	0,51	1/2	-1	+1	0	0	-1	$> 2 \cdot 10^{22}$ лет	—
e^+	$\begin{Bmatrix} 0 \\ +1 \end{Bmatrix}$		1/2	+1	-1	0	0	+1	$> 2 \cdot 10^{22}$ лет	—
ν_e	0	1) < 18 эВ	1/2	0	+1	0	0	-1	Стабильно	—
$\bar{\nu}_e$	0	2) $17 \leq m_e \leq 40$ эВ	1/2	0	-1	0	0	+1	»	—
μ^-	$\begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix}$	105,66	1/2	$-m_e/m_\mu$	0	+1	0	+1	$2,197 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
μ^+	$\begin{Bmatrix} 0 \\ +1 \end{Bmatrix}$		1/2	$+m_e/m_\mu$	0	-1	0	-1	$2,197 \cdot 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
ν_μ	$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}$	$< 0,25$	1/2	0	0	+1	0	-1	Стабильно	—
$\bar{\nu}_\mu$	$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}$		1/2	0	0	-1	0	+1	»	—
τ^-	$\begin{Bmatrix} -1 \\ +1 \end{Bmatrix}$	1784 $\pm$ 3	1/2	?	0	0	+1	?	$3 \cdot 10^{-13}$	$\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau (e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$
τ^+	$\begin{Bmatrix} 0 \\ +1 \end{Bmatrix}$		1/2	?	0	0	-1	?	$3 \cdot 10^{-13}$	$\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau (e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau, \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\mu)$
ν_τ	$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}$	< 35	1/2	0	0	0	+1	-1?	Стабильно	—
$\bar{\nu}_\tau$	$\begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}$		1/2	0	0	0	-1	+1?	»	—

Примечание. Более точные значения массы и времени жизни см. в приложении IV.

Глава XIX

 π -МЕЗОНЫ§ 110. Свойства заряженных π -мезонов

Из ядерной пассивности и малого времени жизни мюонов следует, что единственным источником их появления вблизи поверхности Земли должен быть распад других, более тяжелых ядерно-активных частиц*. Этими частицами оказались π -мезоны, которые были открыты в 1947 г. английским физиком Пауэллом с сотрудниками при помощи метода толстослойных фотографических пластинок.

1. ФОТОЭМУЛЬСИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Метод толстослойных ядерных фотопластинок, впервые предложенный для исследования свойств элементарных частиц Л. В. Мысовским и А. П. Ждановым, заключается в следующем.

Заряженные частицы регистрируются при помощи специальных фотографических пластинок, отличающихся от обычных тем, что эмульсионный слой в них достигает нескольких сотен микрон толщины (в обычных пластинках — 10 мкм) и обладает гораздо большей чувствительностью. Заряженная частица, проходя через пластинку, ионизует кристаллы галоидного серебра, взвешенные в желатине, и создает в них центры фотографического изображения, т. е. группы атомов серебра сголь малых размеров, что их нельзя увидеть в микроскоп. При проявлении в пластинке появляются следы заряженных частиц в виде цепочек черных зерен металлического серебра диаметром около 0,5 мкм и средним расстоянием между ними не больше 5 мкм. Эти следы хорошо видны, если их рассматривать в микроскоп при увеличении в 200—1000 раз.

Легко себе представить, чем могут отличаться такие следы один от другого. Прежде всего длиной, характеризующей путь, пройденный частицей. Так как очень часто заряженная частица попадает в пластинку, уже пройдя часть своего пути в воздухе (или в какой-либо другой среде), то ее полный путь остается неизвестным. Поэтому обычно путь, пройденный частицей, измеряют в обратном направлении (от места, где

* Здесь не рассматриваются слабые процессы образования мюонов под действием первичных мюонных нейтрино, в результате которых возникает лишь очень небольшая доля мюонов.

частица остановилась) и называют остаточным пробегом R . Остаточный пробег частицы зависит от ее заряда, массы и энергии T в данном месте траектории. Измерения, проведенные с протонами разных энергий, дали следующую зависимость T_p от R_p (см. § 23):

$$T_p = \alpha R_p^n. \quad (110.1)$$

Здесь T_p измеряется в мегаэлектрон-вольтах; R — в микронах, а α и n — постоянные коэффициенты: $\alpha = 0,25$, $n = 0,58^*$.

Таким образом, измерив пробег протона, можно при помощи формулы (110.1) определить его энергию.

Чем больше ионизирующая способность частицы dT/dR , тем больше создается на ее пути центров скрытого фотографического изображения и, следовательно, тем больше будет плотность зерен $g = dN/dR$ в соответствующем месте следа частицы:

$$g = \frac{dN}{dR} \sim \frac{dT}{dR} = z^2 f(v) \sim \frac{z^2}{v^2}. \quad (110.2)$$

Плотность зерен g , т. е. среднее количество зерен в данном месте следа на единицу его длины (например, на 100 мкм), является второй важной характеристикой следа заряженной частицы. Формула (110.2) показывает, что при известном z по значению плотности зерен можно найти скорость частицы.

Плотность зерен g максимальна при $R=0$, т. е. в конце пути частицы, и уменьшается с ростом скорости (остаточного пробега R) до одного и того же минимального значения $g_{\text{мин}}$, которое достигается, когда скорость частицы становится близкой к скорости света. Величина $g_{\text{мин}}$ зависит от заряда частицы z и имеет наименьшее значение для $z=1$.

Сравнивая кривые $g(R)$ для двух заряженных частиц, можно найти отношение их масс. Легко показать, что

$$m_1/m_2 = (R_1/R_2 = N_1/N_2) v = \text{const}, \quad z = \text{const} \quad (110.3)$$

где R_1 и R_2 — длины остаточных пробегов частиц 1 и 2 с одинаковыми скоростями и зарядами, а N_1 и N_2 — полное число зерен на этих остаточных пробегах.

Как уже отмечалось в § 23, формула (110.1) легко обобщается на частицы любой массы и любого заряда:

$$T_x = \alpha \left(\frac{m_x}{m_p} \right)^{1-n} z_x^{2n} R_x^n, \quad (110.4)$$

* Значения коэффициентов α и n несколько изменяются при переходе от фотографической эмульсии одного типа к другому.

где T_x измеряется в мегаэлектрон-вольтах, R_x — в микронах, а α и n имеют прежние значения.

Из формулы (110.4) следует, что при равной энергии двух частиц (с одинаковыми зарядами) частица с меньшей массой имеет большую длину пробега. Совершенно очевидно, что это связано с большей начальной скоростью легкой частицы и, следовательно, с меньшей ионизирующей способностью.

Таким образом, измерение остаточного пробега частицы и подсчет числа зерен на ее следе позволяют определить пройденный путь, направление движения (по направлению градиента плотности зерен), массу и энергию частицы. Различие в следах частиц с разными зарядами z столь существенно (большая величина g при той же скорости), что по виду следа в большинстве случаев может быть оценен и заряд частицы.

Однако описанный метод пригоден только в тех случаях, когда можно измерить остаточный пробег частицы, т. е. когда частица останавливается в эмульсии. Для частиц, не останавливающихся в эмульсии, понятие остаточного пробега теряет смысл. В подобных случаях для анализа свойств частицы наряду с плотностью зерен используется третья характеристика следа — степень его прямолинейности.

Сравнение следов различных частиц показывает, что некоторые из них остаются прямолинейными практически до конца пути, другие же к концу пути становятся извилистыми. Особенно это заметно для следов самых легких заряженных частиц — электронов, которые к концу пути в эмульсии начинают описывать причудливые траектории. Для более тяжелых частиц эффект искривления пути также имеет место, однако в гораздо меньшей степени, так что для его обнаружения требуются специальные измерения.

Описанное явление объясняется многократным кулоновским рассеянием, испытываемым заряженной частицей при ее прохождении через вещество. При каждом акте рассеяния заряженная частица несколько изменяет направление своего движения, так что для достаточно большого пробега суммарное отклонение от первоначального направления может оказаться довольно значительным. В § 24 было показано, что средний угол отклонения α (в градусах) при многократном рассеянии в эмульсии равен

$$\alpha = \frac{2,5\sqrt{x}}{p\beta c}, \quad (110.5)$$

где x — длина (в мкм) отрезка траектории, на котором измеряется угол; p — импульс ($p\beta c$ измеряется в мегаэлектрон-вольтах).

Из формулы (110.5) следует, что из двух заряженных частиц с разными массами и одинаковыми скоростями тяжелая будет испытывать меньшее рассеяние, чем легкая.

Сопоставление среднего угла многократного рассеяния α , зависящего от массы и скорости, с плотностью зерен g , являющейся функцией только скорости, дает второй способ определения массы и энергии частицы. Этот способ сравнения масс частиц с одинаковым зарядом особенно ценен тем, что он, как уже указывалось выше, применим и в таких случаях, когда исследуемая частица не остановилась в эмульсии и, следовательно, ее остаточный пробег не известен.

Мы не будем останавливаться на методах определения заряда частицы. Напомним только, что одним из возможных способов его измерения (кроме очевидного способа — оценки z по ионизации) является подсчет δ -электронов, возникающих на пути заряженной частицы (см. § 24, п. 4).

2. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ $\pi^\pm$ -МЕЗОНОВ

В 1947 г. английский физик Пауэлл с сотрудниками облучил на высокой горе космическими лучами ядерные фотопластинки и после проявления обнаружил на них кроме следов протонов также следы частиц с массой 200—300 m_e , которые естественно было считать уже известными в то время мюонами. Однако более подробное изучение зарегистрированных следов, проведенное описанными выше методами, показало, что на самом деле эти следы вызваны новыми, неизвестными до сих пор частицами.

На рис. 410 приведена схема одного из явлений, зарегистрированных в фотоэмульсиях. Характер изменения плотности зерен g в следе, обозначенном π , показывает, что он принадлежит частице с зарядом $z=1$ и массой около 300 m_e , которая двигалась в направлении, указанном стрелкой, и остановилась в точке A . После остановки частица π испустила вторичную частицу μ с $z=1$ и массой около 200 m_e , которая в свою очередь остановилась в точке B .

Частицу μ естественно отождествить с мюоном, открытым еще в 1936—1938 гг. в опытах по изучению мягкой и жесткой компонент космических лучей. Частица π , при распаде которой образуется мюон, была названа π -мезоном (пионом), а сам процесс распада — $(\pi-\mu)$ -распадом.

Энергия $(\pi-\mu)$ -распада равна

$$(m_\pi - m_\mu)c^2 = 33 \text{ МэВ}$$

(использованы современные значения масс). Анализ многих событий $(\pi-\mu)$ -распада показал следующее:

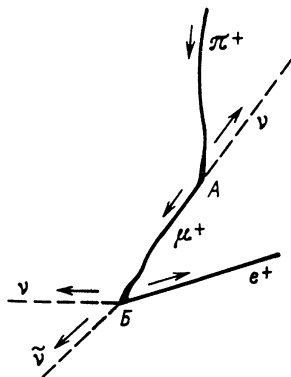


Рис. 410

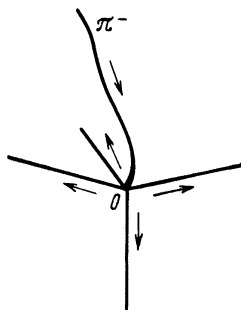


Рис. 411

1. Длина пробега мюона всегда одинакова и примерно равна $R_\mu \approx 600$ мкм, что соответствует кинетической энергии $T_\mu = 4$ МэВ.

2. Из одинаковости T_μ следует двухчастичный характер $(\pi - \mu)$ -распада.

3. След второй частицы не виден в фотоэмульсии, следовательно, она не имеет электрического заряда (штриховая линия на рисунке).

4. Поскольку эта частица уносит большую часть (29 МэВ) энергии $(\pi - \mu)$ -распада, ее масса должна быть много меньше массы мюона.

5. Этой частицей не может быть γ -квант, который оставил бы в окрестности $(\pi - \mu)$ -распада следы конверсионной $(e^+ - e^-)$ -пары.

Таким образом, $(\pi - \mu)$ -распад должен происходить по схеме

$$\pi \rightarrow \mu + \nu. \quad (110.6)$$

Из предыдущих опытов с мюонами было хорошо известно, что это частицы нестабильные, распадающиеся через время $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с с образованием электрона. Электроны распада мюона хорошо заметны в чувствительных фотопластинках, где они видны в виде следа однозарядной частицы с минимальной плотностью зерен $g_{\min}$ и средним углом многократного рассеяния α , соответствующим быстрому электрону (след e^+ на рис. 410). Энергия электрона оказалась различной для разных случаев распада и удовлетворяющей условию $T_e \leq 50$ МэВ. Поэтому распад мюона наряду с испусканием электрона должен сопровождаться вылетом еще по крайней мере двух нейтральных частиц. Анализ энергетического спектра

электронов ($\mu - e$)-распада вблизи от его правой границы показывает, что этих частиц две и что они не могут быть тождественными. Было предположено, что одна из них — нейтрино, другая — антинейтрино:

$$\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} \quad (110.7)$$

(знаки зарядов будут уточнены позже).

Следы второго типа, зарегистрированные Пауэллом, изображены на рис. 411. Первая частица π^- , как показывает направление сгущения зерен, двигалась в направлении, указанном стрелкой, и остановилась в точке O . Масса этой частицы оказалась равной около $300m_e$ (современное значение $273m_e$), заряд $z=1$. Из места остановки первичной частицы вылетают несколько заряженных частиц, которые оставляют в эмульсии следы, образующие так называемую «звезду», состоящую из нескольких «лучей». Этот случай может быть интерпретирован как захват π -мезона ядром, приводящий к ядерному расщеплению, которое обнаруживается в эмульсии в виде звезды. Полный энергетический баланс таких случаев, учитывающий кинетическую энергию и энергию связи освобождающихся частиц (включая нейтроны), дает величину около 150 МэВ, т. е. совпадает с энергией покоя π -мезона.

Таким образом, в обоих явлениях были обнаружены в качестве первичных частиц новые, более тяжелые, чем мюоны, частицы, которые были названы π -мезонами (или пионами). При этом вполне естественно было предположить, что π -мезоны, вызывающие ядерное расщепление, имеют отрицательный заряд, благодаря которому они могут близко подойти к ядру и поглотиться им. Наоборот, медленные положительные π^+ -мезоны не могут близко подойти к ядру из-за кулоновского отталкивания и распадаются на нейтрино и μ^+ -мюон, который в свою очередь распадается на положительный электрон (позитрон) e^+ , нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \quad (110.8)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}. \quad (110.9)$$

Как мы уже говорили, в 1962 г., когда были открыты два типа нейтрино и антинейтрино, эти схемы были уточнены:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (110.10)$$

(подробнее см. § 105).

Из схемы распада π^+ -мезона следует, что его лептонный заряд равен нулю:

$$L_{\pi^+} = 0.$$

Схемы распадов отрицательных пионов и мюонов приведены в п. 3.

3. ВРЕМЯ ЖИЗНИ И СХЕМЫ РАСПАДА $\pi^\pm$ -МЕЗОНОВ

Наблюдение многочисленных случаев распада π^+ -мезонов в фотоэмульсии показывает, что $(\pi^+ - \mu^+)$ -распад всегда происходит после остановки π^+ -мезона. Время ионизационного торможения π -мезона в эмульсии, как показывает подсчет, равно $10^{-11} - 12^{-12}$ с. Отсюда следует, что время жизни π^+ -мезона значительно больше $10^{-11} - 10^{-12}$ с. Вместе с тем оно должно быть заметно меньше времени жизни мюона (примерно 10^{-6} с), так как изучение космических лучей показывает, что у поверхности Земли имеется много мюонов и относительно мало π -мезонов.

Грубо время жизни π -мезонов было определено по убыванию количества π -мезонов в составе космических лучей при удалении от поверхности Земли, которую можно считать мишенью, где под действием быстрых космических лучей рождаются π -мезоны. Эта оценка дала для времени жизни π -мезона $\tau \approx 10^{-8}$ с.

Более точное значение времени жизни π -мезона было получено позднее в опытах с искусственными π -мезонами (см. п. 4).

Распад π^- -мезонов можно наблюдать при движении их в газообразной среде (например, в воздухе), где ионизационные потери малы. В процессе распада π^- -мезона образуются отрицательные мюоны и мюонные антинейтрино. Отрицательные мюоны распадаются затем на электроны, мюонные нейтрино и электронные антинейтрино:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e. \quad (110.11)$$

4. ИСКУССТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $\pi^\pm$ -МЕЗОНОВ. ПОРОГ РОЖДЕНИЯ И МАССА

Из существования сильного ядерного взаимодействия π -мезонов с веществом, выражающегося в захвате остановившегося π^- -мезона ядром, следует, что с большой вероятностью должен идти также и обратный процесс рождения π -мезонов при ядерных взаимодействиях. В каких ядерных реакциях

может происходить такой процесс и какая энергия должна быть у бомбардирующих частиц? Для ответа на эти вопросы необходимо рассмотреть процесс рождения $\pi^\pm$ -мезонов с помощью известных нам законов сохранения энергии, импульса, электрического и барионного зарядов.

Начнем с закона сохранения барионного заряда. Как известно (см. § 33), закон сохранения барионного заряда проявляется в том, что в процессе всех ядерных реакций обычного типа число нуклонов остается неизменным. Аналогичным образом дело обстоит при α - и β -распадах и γ -переходах. Этот результат может быть сформулирован количественно, если считать, что барионный заряд для нуклонов равен единице, а для электрона, позитрона, нейтрино и γ -кванта — нулю.

Считая закон сохранения барионного заряда выполняющимся при μ - и π -распадах, можно распространить понятие барионного заряда на мюоны и π -мезоны, приписав им нулевой барионный заряд: $B_\mu = B_\pi = 0$.

Предполагая, что закон сохранения барионного заряда должен выполняться в процессе рождения $\pi^\pm$ -мезонов, и используя закон сохранения электрического заряда, легко записать схемы ядерных реакций, в которых могут рождаться одиночные $\pi^\pm$ -мезоны под действием быстрых протонов:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+; \quad p + n \rightarrow p + p + \pi^-; \quad p + n \rightarrow n + n + \pi^+. \quad (110.12)$$

Аналогично под действием быстрых нейтронов возможны следующие реакции:

$$n + n \rightarrow n + p + \pi^-; \quad n + p \rightarrow n + n + \pi^+; \quad n + p \rightarrow p + p + \pi^-. \quad (110.13)$$

Если использовать известное из теоретической физики инвариантное выражение

$$E^2 - P^2 c^2 = \text{inv}, \quad (110.14)$$

где E — полная энергия; P — полный импульс системы взаимодействующих частиц, то можно легко получить формулу для пороговой энергии рождения π -мезона в нуклон-нуклонных соударениях:

$$(T_p)_{\text{мин}} = 2m_\pi c^2 (1 + m_\pi/4m_N) \approx 290 \text{ МэВ}. \quad (110.15)$$

Следует обратить внимание на то, что для рождения π -мезона нужна кинетическая энергия, приблизительно равная двум массам покоя π -мезона, а не одной, как может показаться на первый взгляд. Очевидно, что это обстоятельство является следствием закона сохранения импульса, который запрещает процессы вида $N \rightarrow N + \pi$.

Аналогичная формула может быть получена для общего случая рождения каких-либо частиц (например, нескольких π -мезонов) при столкновении двух других частиц. Эта формула имеет вид

$$T_{\text{мин}} = \frac{M_2^2 c^4 - M_1^2 c^4}{2Mc^2}, \quad (110.16)$$

где M_2 — масса образующихся частиц; M_1 — масса сталкивающихся частиц; M — масса частицы-мишени. Из нее как частный случай ($M_1 = 2m_p$, $M_2 = 2m_p + m_\pi$, $M = m_p$) получается формула (110.15).

Итак, рассмотрение реакций (110.12) и (110.13) привело к выводу, что для искусственного образования π -мезонов нужны протоны с энергией порядка 300 МэВ*. Такая возможность появилась после введения в строй ускорителя протонов до 345 МэВ, а затем и на еще большие энергии. Схема устройства для искусственного получения π -мезонов приведена на рис. 412.

π -Мезоны образуются при бомбардировке быстрыми протонами внутренней мишени M . В соответствии со схемами (110.12) и (110.13) на ней рождаются как π^+ -, так и π^- -мезоны, которые при достаточно высокой энергии падающих протонов вылетают из мишени под любыми углами. При этом очевидно, что из-за движения системы центра инерции π -мезоны, летящие вперед, будут иметь большие энергии, чем π -мезоны, летящие назад. Образовавшиеся π -мезоны отклоняются полем ускорителя по круговым орбитам, кривизна которых определяется энергией π -мезона. Из числа π -мезонов, летящих вперед, из камеры ускорителя выводятся π^- -мезоны, тогда как π^+ -мезоны отклоняются магнитным полем внутрь камеры**. Для π -мезонов, летящих назад, наблюдается обратная картина. Выведенные пучки π -мезонов дополнительно коллимируются системой фокусирующих магнитов, позволяющих выделять π -мезоны с заданным импульсом.

Наличие π -мезонных пучков позволило уточнить характеристики π -мезонов, найденные раньше, а также установить

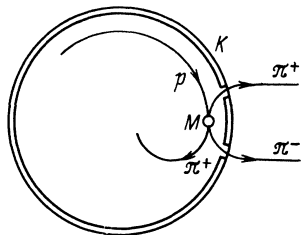


Рис. 412

* Легко показать, что для рождения π -мезона γ -квантом достаточна энергия

$E_\gamma = m_\pi c^2 (1 + m_\pi / 2m_N) = 1,075 m_\pi c^2 = 150 \text{ МэВ}$.

** В современных больших ускорителях используются кольцевые магниты, а камера имеет форму тора. Поэтому из камер таких ускорителей в принципе можно выводить пучки обоих знаков из числа π -мезонов, летящих вперед.

новые. В частности, уточнили значения масс $\pi^\pm$ -мезонов и мюонов. Они равны соответственно *

$$m_{\pi^\pm} = (273,12685 \pm 0,00065) m_e; \quad m_{\mu^\pm} = (206,76825 \pm 0,00012) m_e. \quad (110.17)$$

Уточнили также и значения времен жизни положительных и отрицательных π -мезонов и мюонов, которые были получены из распределения во времени импульсов от $(\pi - \mu)$ - и $(\mu - e)$ -распадов в кристалле сцинтилляционного детектора:

$$\tau_{\pi^\pm} = 2,603 \cdot 10^{-8} \text{ с}; \quad \tau_{\mu^\pm} = 2,197 \cdot 10^{-6} \text{ с}.$$

Как и следовало ожидать, времена жизни у частицы и соответствующей античастицы оказались одинаковыми.

Оба найденных времени жизни (τ_μ и τ_π) — типично слабые. Электромагнитные распады $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \gamma$ запрещены законами сохранения лептонных зарядов.

5. СПИН И ЧЕТНОСТЬ π -МЕЗОНОВ

Детальное изучение процессов рождения π -мезонов привело к открытию новой реакции, в которой мезон образуется вместе с дейтроном:

$$p + p \rightarrow \pi^+ + {}^2_1\text{H}. \quad (110.18)$$

В отличие от (110.12) и (110.13) в этой реакции возникают не три, а две частицы, поэтому ее можно направить в обратную сторону:

$$\pi^+ + {}^2_1\text{H} \rightarrow p + p. \quad (110.19)$$

Сравнение вероятностей осуществления этих двух процессов дает возможность определить спин π^+ -мезона. Действительно, в соответствии с принципом детального равновесия (см. § 42) сечения прямой и обратной реакций связаны между собой следующим соотношением:

$$(2s_p + 1)^2 p_p^2 \frac{d\sigma_{pp}(\theta)}{d\omega} = (2I_{{}^2_1\text{H}} + 1) (2s_\pi + 1) p_\pi^2 \frac{d\sigma_{\pi^+ \text{H}}(\theta)}{d\omega}, \quad (110.20)$$

где p_p — импульс протона в прямой реакции (в с.ц.и.); p_π — импульс π^+ -мезона в обратной реакции; s_p , s_π , $I_{{}^2_1\text{H}}$ — спины протона, π^+ -мезона и дейтрона соответственно. Отсюда

* Приведены современные значения масс.

$$s_{\pi} = \frac{1}{2} \left(\frac{4 p_p^2}{3 p_{\pi}^2} \frac{d\sigma_{pp}(\theta)}{d\omega} - 1 \right). \quad (110.21)$$

Аналогичное выражение получается для интегральных сечений (после интегрирования по всем углам).

Из реакций (110.12), (110.18) и др. следует, что спин π^+ -мезона может быть только целым (0, 1, 2...), а из формулы (110.20) — что она очень чувствительна к значению s_{π} (замена $s_{\pi^+}=0$ на $s_{\pi^+}=1$ приводит к трехкратному изменению экспериментального результата). Поэтому для определения s_{π} не требуется точных измерений.

Сечения реакции (110.18) и (110.19) были измерены при энергиях $T_p=340$ МэВ и $T=25$ МэВ (которые соответствуют друг другу для прямого и обратного процессов) и дали $s_{\pi^+}=0$ (рис. 413). Ниже мы увидим, что и $s_{\pi^-}=0$.

Для определения четности π -мезона была использована реакция

$$\pi^- + {}^2_1\text{H} \rightarrow n + n, \quad (110.22)$$

идущая под действием медленных π^- -мезонов ($l_{\pi}=0$). Момент количества движения взаимодействующих частиц равен

$$\mathbf{I}(\pi^- + {}^2_1\text{H}) = \mathbf{s}_{\pi} + \mathbf{I}({}^2_1\text{H}) + \mathbf{l}_{\pi} = 0 + 1 + 0 = 1. \quad (110.23)$$

Такой же момент должна иметь пара образующихся нейтронов

$$\mathbf{I}_{nn} = \mathbf{s}_n + \mathbf{s}_n + \mathbf{l}_n = 1. \quad (110.24)$$

Очевидно, что равенство (110.24) выполняется только при $l_n=1$.

Четность взаимодействующих частиц равна

$$P(\pi^- + {}^2_1\text{H}) = P_{\pi} P_{{}^2_1\text{H}} (-1)^{l_n} = P_{\pi} (+1)(-1)^0 = P_{\pi}. \quad (110.25)$$

Она должна быть равна четности образующихся нейтронов

$$P_{2n} = P_n^2 (-1)^{l_n} = -1. \quad (110.26)$$

Таким образом, внутренняя четность π^- -мезона отрицательна:

$$P_{\pi} = -1. \quad (110.27)$$

Частица и античастица из класса бозонов имеют равные спины и внутренние четности (у фермионов четности противоположны). Поэтому

$$P_{\pi^+} = P_{\pi} = -1; s_{\pi} = s_{\pi^+} = 0. \quad (110.28)$$

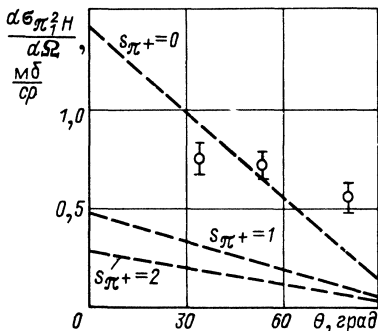


Рис. 413

(В частности, рентгеновский спектр π^- -мезонов не имеет тонкой структуры.) В дальнейшем мы увидим, что кроме $\pi^\pm$ -мезонов существует нейтральный π -мезон (π^0), который тоже имеет нулевой спин и отрицательную внутреннюю четность. Такие частицы называются псевдоскалярами (подробнее см. § 111, п. 5).

6. ЯДЕРНАЯ АКТИВНОСТЬ π -МЕЗОНОВ

Особенно важным результатом изучения свойств π -мезонов является экспериментальное доказательство очень большой интенсивности их взаимодействия с веществом. Первоначально этот результат вытекал уже из первых опытов Пауэрлла, в которых были обнаружены π^- -мезонные звезды. Последующие опыты подтвердили это заключение.

Во-первых, эффективное ядерное взаимодействие π -мезонов следует из самого факта интенсивного образования π -мезонов в ($N-N$)-соударениях, во-вторых, — из отсутствия случаев ($\pi-\mu$)-распада при исследовании нескольких десятков тысяч событий, образовавшихся в результате облучения фотоэмульсии чистым пучком π^- -мезонов (без примеси π^+ -мезонов)*. Наконец, в-третьих, это взаимодействие следует из малого среднего свободного пробега π -мезонов в фотоэмульсии $\bar{\lambda}=25$ см, который соответствует максимально возможному сечению взаимодействия $\sigma \approx \pi R_{\text{я}}^2$.

Столь интенсивное взаимодействие π -мезонов с веществом означает, что оно происходит за минимально возможное (ядерное) время, характерное для сильного ядерного взаимодействия $\tau_{\text{я}} \approx 10^{-23}$ с. Кроме того, масса π -мезона находится в хорошем соответствии с радиусом действия ядерных сил. Действительно, согласно Юкаве $\Delta t = \hbar/\Delta E$, где $\Delta E = m_{\pi}c^2$ и, следовательно,

$$a = c\Delta t = \hbar/(m_{\pi}c) = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (110.29)$$

Все перечисленное говорит о том, что π -мезоны обладают всем необходимым набором параметров (ядерная активность, ядерное время взаимодействия, ядерный радиус взаимодейст-

* Отсутствие распадов π^- -мезонов в конденсированной среде означает сильное превышение вероятности ядерного захвата π^- -мезона над вероятностью ($\pi^- - \mu^-$)-распада, т. е. очень малое время жизни π^- -мезона в ядерной среде по сравнению с вакуумом или, что то же самое, очень сильное взаимодействие π^- -мезонов с ядрами. Последнее заключение, конечно, справедливо и по отношению к π^+ -мезонам. Однако медленные π^+ -мезоны не могут попасть в область ядерного притяжения из-за кулоновского отталкивания. Поэтому после остановки они распадаются.

вия, подходящая масса) для того, чтобы их можно было считать квантами ядерных сил (или во всяком случае одним из видов квантов сильного ядерного взаимодействия).

§ 111. Свойства нейтрального π -мезона

1. ПЕРВЫЕ ОПЫТЫ ПО ОБНАРУЖЕНИЮ π^0 -МЕЗОНА

Отождествление заряженных π -мезонов с ядерными квантами Юкавы позволило надеяться на то, что кроме π^+ - и π^- -мезонов существует также нейтральный π^0 -мезон с приблизительно такими же свойствами, как у $\pi^\pm$ -мезонов. Действительно, перенос ядерного взаимодействия с помощью $\pi^\pm$ -мезонов может быть изображен следующей схемой:

$$n_1 + p_1 \rightarrow (p'_1 + \pi^-) + p_1 \rightarrow p'_1 + (\pi^- + p_1) \rightarrow p'_1 + n'_1. \quad (111.1)$$

Здесь предполагается, что нейтрон n_1 , взаимодействующий с протоном p_1 , на короткое время ($\Delta t \approx 10^{-23}$ с) превращается в протон p'_1 и π^- -мезон, т. е. происходит виртуальное рождение π^- -мезона.

За время своего существования этот π^- -мезон может пройти, как было показано выше, путь $a = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см и, следовательно, может перейти к соседнему протону p_1 (если он находится на расстоянии a) и превратить его в нейтрон (n'_1). Таким образом, в процессе взаимодействия нейтрона с протоном они как бы меняются своими электрическими зарядами, причем переносчиком заряда является ядерный квант — заряженный π^- -мезон.

Аналогично может быть записана схема передачи ядерного взаимодействия с участием π^+ -мезона:

$$p_1 + n_1 \rightarrow (n'_1 + \pi^+) + n_1 \rightarrow n'_1 + (\pi^+ + n_1) \rightarrow n'_1 + p'_1. \quad (111.2)$$

Обе схемы иллюстрируют механизм передачи ядерных сил, сопровождающийся перезарядкой нуклонов, т. е. механизм обменных ядерных сил (рис. 414, 415).

Однако нам известно (см. гл. XIII и XIV), что существуют также обычные ядерные силы, которые обеспечивают взаимодействие между нуклонами одинакового типа и необменную часть взаимодействия между нейтроном и протоном. Очевидно, чтобы изобразить с помощью схем вида (111.1) и (111.2) процесс взаимодействия для этого случая, надо постулировать существование нейтрального π^0 -мезона (рис. 416, 417):

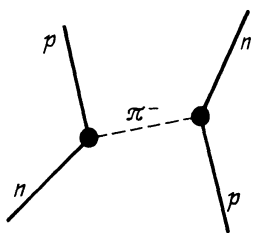


Рис. 414

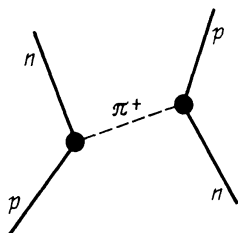


Рис. 415

$$\left. \begin{aligned} n_1 + n_2 &\rightarrow (n'_1 + \pi^0) + n_2 \rightarrow n'_1 + (\pi^0 + n_2) \rightarrow n'_1 + n'_2; \\ p_1 + p_2 &\rightarrow (p'_1 + \pi^0) + p_2 \rightarrow p'_1 + (\pi^0 + p_2) \rightarrow p'_1 + p'_2; \\ n_1 + p_1 &\rightarrow (n'_1 + \pi^0) + p_1 \rightarrow n'_1 + (\pi^0 + p_1) \rightarrow n'_1 + p'_1. \end{aligned} \right\} \quad (111.3)$$

Иногда взаимодействия вида (111.3) с участием π^0 -мезонов называют обменными, а взаимодействия вида (111.1) и (111.2) с участием $\pi^\pm$ -мезонов — зарядовообменными.

Вскоре π^0 -мезон был открыт. История его открытия очень поучительна.

При изучении рождения $\pi^\pm$ -мезонов быстрыми протонами было замечено, что одновременно с $\pi^\pm$ -мезонами в мишени M , бомбардируемой протонами, возникают γ -кванты большой энергии (рис. 418).

γ -Кванты анализировались с помощью гамма-спектрометра, схематически изображенного на рис. 418 внизу. Здесь T — танталовая мишень, на которой происходит превращение γ -квантов в электрон-позитронную пару ($e^+ - e^-$). Электроны и позитроны отклоняются магнитным полем H в разные стороны и проходят через тот или другой счетчик Гейгера — Мюллера ($ГМС$), а затем через пропорциональные счетчики $ПС$.

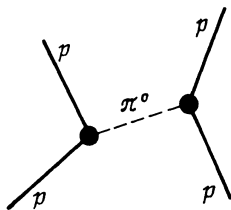


Рис. 416

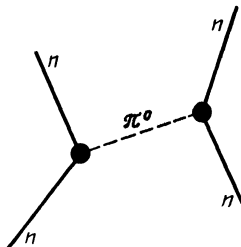


Рис. 417

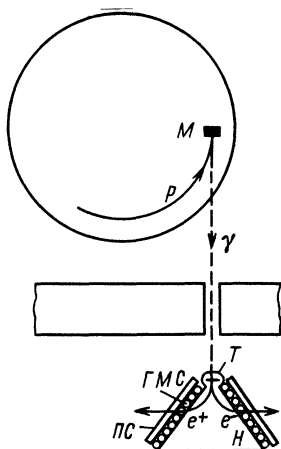


Рис. 418

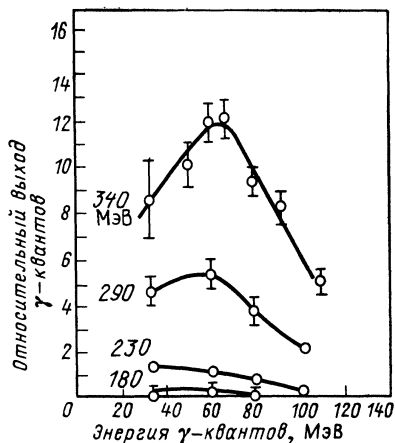


Рис. 419

Энергия γ -квантов определялась по значению радиуса траектории электрона и позитрона при заданной напряженности магнитного поля. Пропорциональные счетчики, амплитуда импульса в которых пропорциональна ионизирующей способности заряженной частицы, нужны для подтверждения того, что импульс в счетчике ГМС вызван действительно электроном.

Результаты измерений приведены на рис. 419. Из рисунка видно, что вплоть до энергии падающих протонов порядка 200 МэВ энергетический спектр γ -квантов представляется монотонно убывающей кривой, типичной для спектров тормозного излучения. Теоретический расчет тормозного излучения быстрых протонов подтвердил это предположение. Однако при больших энергиях интенсивность образующихся γ -квантов начинает превосходить теоретическую. Особенно заметное расхождение наблюдается при энергии протонов $T_p > 290$ МэВ, а для энергии $T_p = 340$ МэВ экспериментальная интенсивность γ -квантов превосходит теоретическую уже в 100 раз. При этом исследование характера энергетического спектра образующихся γ -квантов показало, что для $T_p > 290$ МэВ форма спектра существенно отличается от монотонно убывающей кривой тормозного излучения наличием максимума при $E_\gamma \approx 70$ МэВ.

Была предложена следующая естественная интерпретация наблюдающегося явления. Наряду с заряженными $\pi^\pm$ -мезонами при бомбардировке мишени ускорителя протонами возникают нейтральные нестабильные частицы (π^0 -мезоны) приблизительно с такой же массой (около $270m_e$), которые через короткое время распадаются на два γ -кванта (испускание γ -квантов,

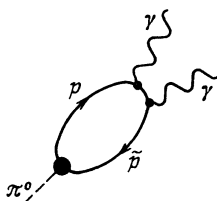


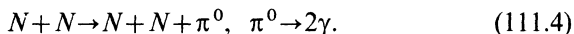
Рис. 420

т. е. электромагнитный процесс при распаде нейтральной частицы, можно представить себе идущим через промежуточный этап образования виртуальной протон-антипротонной пары, аннигиляция которой и дает γ -кванты, рис. 420).

Действительно, если такое предположение правильно, то дополнительный механизм образования γ -квантов должен начать сказываться при энергии протонов, которая превосходит пороговое значение (290 МэВ), определяющееся из формулы (110.15). Максимум на кривой энергетического спектра γ -квантов также понятен, так как массе $270m_e$ соответствует энергия 140 МэВ, которая при распаде частицы на два γ -кванта распределяется между ними поровну. При этом максимум при $E_\gamma = 70$ МэВ должен быть в случае распада π^0 -мезона не только в состоянии покоя, но и на лету (подробнее см. п. 2).

Окончательное подтверждение гипотеза образования нейтральной частицы получила в опытах Пановского с двумя сцинтилляционными телескопами, в которых были зарегистрированы оба γ -кванта от распада частицы и измерена их энергия. Из анализа опыта Пановского следовало, что распадающаяся частица действительно имеет массу, близкую к массе $\pi^\pm$ -мезонов, и время жизни $\tau < 10^{-10}$ с.

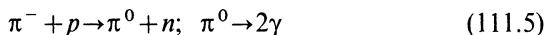
Новую частицу назвали π^0 -мезоном. Схема ее рождения и распада



2. ТОЧНОЕ ЗНАЧЕНИЕ МАССЫ π^0 -МЕЗОНА

Для определения точного значения массы π^0 -мезона был проанализирован с помощью законов сохранения энергии и импульса опыт по изучению взаимодействия π^- -мезонов с водородом (ср. со способом определения массы нейтрона, описанным в § 2, п.3).

Идея опыта заключается в следующем. При взаимодействии медленных π^- -мезонов с протонами возможна реакция перезарядки π^- -мезона в π^0 -мезон



с последующим его распадом на лету на два γ -кванта. Так как массы протона, нейтрона и π^- -мезона известны, то энергетический спектр образующихся γ -квантов зависит только от массы π^0 -мезона, которая, таким образом, может быть определена по виду спектра γ -квантов.

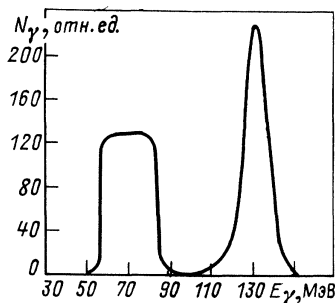
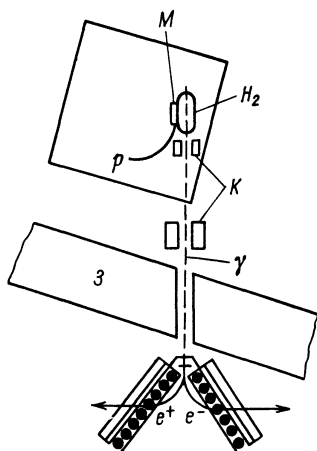


Рис. 422

Рис. 421

Схема опыта изображена на рис. 421. При бомбардировке мишени M протонами p с энергией 330 МэВ рождаются $\pi^\pm$ -мезоны. На пути пучка медленных π^- -мезонов был поставлен сосуд со сжатым до 200 атм водородом. Образующиеся при взаимодействии по схеме (111.5) γ -кванты проходили через систему коллиматоров K , защиту Z и анализировались с помощью гамма-спектрометра, аналогичного изображенному на рис. 418.

В результате опытов была получена кривая энергетического спектра γ -квантов, имеющая два максимума: один — острый при $E_\gamma = 131$ МэВ, другой — более широкий, напоминающий по форме прямоугольник, при $\bar{E}_\gamma \approx 70$ МэВ (рис. 422). Выше уже говорилось о том, что происхождение максимума при $\bar{E}_\gamma \approx 70$ МэВ связано с реакцией (111.5), в результате которой энергия покоя образующегося π^0 -мезона распределяется после его распада между двумя γ -квантами. Второй максимум при $E_\gamma = 131$ МэВ соответствует γ -квантам, испускающим в другой возможной реакции:



продукты которой, как и во всяком двухчастичном распаде, должны иметь строго определенные энергии. Так как точные значения масс протона и нейтрона известны, то, применяя законы сохранения энергии и импульса к реакции (111.6) в предположении, что π^- -мезон захватывается протоном после остановки, можно по известному значению массы π^- -мезона определить энергию γ -кванта и, наоборот, по найденному

в опыте значению энергии квантов подсчитать массу π^- -мезона. В описываемой работе была проведена именно эта обратная операция, которая дала для массы π^- -мезона

$$m_{\pi} = (275 \pm 2,5)m_e, \quad (111.7)$$

т. е. значение, хорошо согласующееся с ее значениями, определенными другими методами. Тем самым была показана надежность используемого метода. Масса π^0 -мезона была получена подробным анализом другого максимума.

Сущность анализа может быть легко понята из следующего рассуждения. Предположим, что π^0 -мезон распадается на два γ -кванта в состоянии покоя. Тогда энергии образующихся γ -квантов будут строго одинаковы и в сумме дадут энергию покоя π^0 -мезона:

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{2}; \quad E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = m_{\pi^0} c^2. \quad (111.8)$$

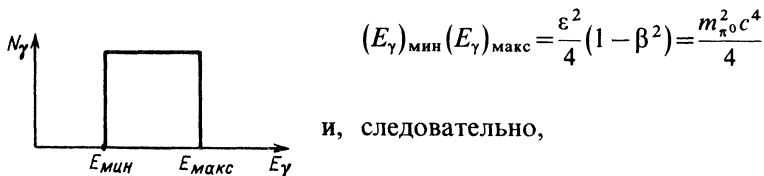
На самом деле распад π^0 -мезона происходит на лету, в результате чего энергия γ -кванта, вылетающего в направлении π^0 -мезона, будет больше $m_{\pi^0} c^2/2$, а энергия γ -кванта, вылетающего в противоположном направлении, меньше $m_{\pi^0} c^2/2$. Подробный расчет с учетом всех возможных направлений вылета γ -квантов приводит к следующему результату: во всех случаях распада π^0 -мезона, имеющего определенную скорость v , энергия образующихся при его распаде γ -квантов с равной вероятностью распределяется в интервале от $(E_{\gamma})_{\min}$ до $(E_{\gamma})_{\max}$:

$$(E_{\gamma})_{\min} \leq E_{\gamma} \leq (E_{\gamma})_{\max}, \quad (111.9)$$

где

$$(E_{\gamma})_{\min} = \frac{\varepsilon}{2}(1 - \beta); \quad (E_{\gamma})_{\max} = \frac{\varepsilon}{2}(1 + \beta); \quad \varepsilon = \frac{m_{\pi^0} c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

На графике такое распределение должно быть изображено в виде прямоугольника (рис. 423). Легко видеть, что границы прямоугольника, дающие значения $(E_{\gamma})_{\min}$ и $(E_{\gamma})_{\max}$, позволяют определить массу π^0 -мезона. Действительно,



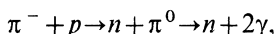
$$(E_{\gamma})_{\min} (E_{\gamma})_{\max} = \frac{\varepsilon^2}{4} (1 - \beta^2) = \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4}$$

и, следовательно,

$$m_{\pi^0} c^2 = 2\sqrt{(E_{\gamma})_{\min} (E_{\gamma})_{\max}}. \quad (111.10)$$

Рис. 423

Приведенное рассуждение полностью применимо к реакции



в которой все образующиеся π^0 -мезоны имеют одинаковую скорость. Поэтому, измеряя границы широкого максимума при $E_{\gamma} \approx 70$ МэВ (см. рис. 422), можно по формуле (111.10) получить значение массы π^0 -мезона. Измерения дали для разности масс π^{-} - и π^0 -мезонов $m_{\pi^{-}} - m_{\pi^0} = (10,6 \pm 2) m_e$, откуда для массы π^0 -мезона получили $m_{\pi^0} = (265 \pm 3) m_e$. Масса π^{-} -мезона, как указывалось выше, была измерена в этом же эксперименте, поэтому исключались возможные ошибки, связанные с используемой методикой определения энергии γ -квантов.

Измерения, сделанные позже (1954 г.) другим методом, дали $(m_{\pi^{-}} - m_{\pi^0}) = (8,8 \pm 0,6) m_e$, что с учетом наиболее точного для того времени значения массы π^{-} -мезона дает $m_{\pi^0} = (264 \pm 1) m_e$. В настоящее время считают, что масса π^0 -мезона равна $(264,1358 \pm 0,0005) m_e$.

3. ВРЕМЯ ЖИЗНИ π^0 -МЕЗОНА

Очень грубо время жизни π^0 -мезона можно предварительно оценить из рассмотрения диаграммы его распада (см. рис. 420). На этой диаграмме имеются одна сильная и две электромагнитные вершины.

Первая из них характеризуется константой взаимодействия $g_{\text{сн}} \approx 1$, а остальные — константой $g_{\text{эм}} = \sqrt{\alpha} = \sqrt{1/137}$. Так как вероятность процесса пропорциональна $\alpha^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$, то время жизни π^0 -мезона должно быть

$$\tau_{\pi^0} \geq \frac{\tau_{\text{ял}}}{\alpha^2} \approx 10^{-19} \text{ с.}$$

Казалось бы, изучать свойства частицы, не имеющей заряда, да к тому же еще распадающейся на два γ -кванта, фотоэмulsionным методом совершенно невозможно. Однако точное значение времени жизни π^0 -мезона было определено именно фотометодом. Больше того, ввиду чрезвычайно малого времени жизни π^0 -мезона ($\tau_{\pi^0} \approx 10^{-16}$ с) оно может быть измерено только фотометодом, который позволяет определять очень малые пробеги.

Изучение энергетического спектра фотонной компоненты космического излучения привело к обнаружению характерного максимума при $E_{\gamma} \approx 70$ МэВ и тем самым показало, что в составе космических лучей имеются π^0 -мезоны. Поэтому в пластинках, облученных космическими лучами, обязательно

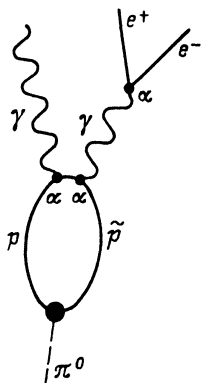


Рис. 424

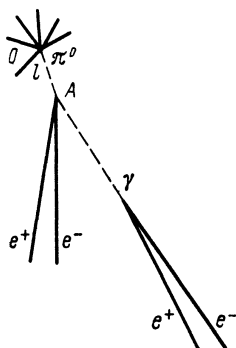


Рис. 425

должны наблюдаться случаи распада π^0 -мезонов с последующим образованием электрон-позитронных пар:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^-, \\ &\hookrightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^-. \end{aligned} \quad (111.11)$$

Однако анализ таких случаев сильно осложняется из-за того, что неизвестна точка распада π^0 -мезона, в связи с чем невозможно определить его пробег. Поэтому с помощью данного метода была получена лишь верхняя граница времени жизни π^0 -мезона $\tau_{\pi^0} < 5 \cdot 10^{-14}$ с.

Более прямой метод определения τ_{π^0} возможен в тех редких случаях, когда наблюдается распад π^0 -мезона на γ -квант и $(e^+ - e^-)$ -пару (так называемая пара Далитца):

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-. \quad (111.12)$$

В этом случае диаграмма Фейнмана имеет три электромагнитные вершины (рис. 424), вследствие чего вероятность такого процесса должна быть в $1/\alpha = 137$ раз меньше, чем распада на два γ -кванта.

Схема события изображена на рис. 425. Из рисунка видно, что на этот раз пробег π^0 -мезона может быть измерен как расстояние l между двумя видимыми точками — звездой O и местом A , где образуется пара. Поэтому время жизни π^0 -мезона можно определить непосредственно по пройденному им пути.

Правда, измеряемое расстояние составляет всего доли микрона, в связи с чем определить его очень трудно. На практике определялось распределение расстояний от центра

звезды до первого зерна следа $(e^+ - e^-)$ -пары, которое сравнивалось с аналогичным распределением для следов заряженных частиц (с такой же ионизирующей способностью), выходящих из звезды. Оба распределения оказались несколько различными, откуда можно было оценить средний путь, проходимый π^0 -мезоном до распада. Описанный анализ дал для времени жизни π^0 -мезона значение $\tau_{\pi^0} \approx 5 \cdot 10^{-15}$ с.

Наконец, наиболее точно время жизни π^0 -мезона было определено в результате изучения распада более тяжелой частицы K^+ -мезона (см. § 114) — на π^+ - и π^0 -мезоны

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (111.13)$$

с последующим распадом π^0 -мезона по схеме

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-.$$

В этом случае расстояние между концом следа K^+ -мезона и началом следов $(e^+ - e^-)$ -пары дает возможность определить время жизни π^0 -мезона при известной [из схемы распада (111.13)] энергии и, следовательно, вычислить время жизни мезона в состоянии покоя. Современное значение времени жизни π^0 -мезона

$$\tau_{\pi^0} = (0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-16} \text{ с.}$$

4. С-ЧЕТНОСТЬ π^0 -МЕЗОНА

Как уже было сказано в § 93, π^0 -мезон и γ -квант являются истинно нейтральными частицами, так как все их заряды (электрический, барионный, лептонный и др.) равны нулю, т. е. их античастицы тождественно совпадают с самими частицами. Это означает, что оператор зарядового сопряжения переводит истинно нейтральную частицу саму в себя:

$$\hat{C}\pi^0 = \pi^0, \quad \hat{C}\gamma = \gamma, \quad (111.14)$$

а волновые функции этих частиц имеют определенную (положительную или отрицательную) C -четность.

Легко видеть, что γ -квант имеет отрицательную C -четность

$$\hat{C}\psi_\gamma = -\psi_\gamma, \quad C_\gamma = -1, \quad (111.15)$$

так как электромагнитное поле генерируется электрическим зарядом, знак которого изменяется при операции $\hat{C}$. π^0 -Мезон имеет положительную C -четность

$$\hat{C}\psi_{\pi^0} = +\psi_{\pi^0}, \quad C_{\pi^0} = +1, \quad (111.16)$$

так как он распадается на два γ -кванта (C -четность мультипликативна).

Закон сохранения C -четности накладывает определенные ограничения на процессы с участием истинно нейтральных частиц. Например, распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ запрещен по C -четности [$(\pi^0 \rightarrow 3\gamma / \pi^0 \rightarrow 2\gamma) < 4 \cdot 10^{-7}$].

Частицы, у которых хотя бы один из зарядов отличен от нуля, например π^+ -мезон ($Z \neq 0$) или нейтрон ($B \neq 0$), не имеют определенной C -четности, так как для них

$$\hat{C}\pi^+ = \pi^-, \quad \hat{C}n = \bar{n}.$$

Однако если составить комбинацию из частицы и соответствующей ей античастицы, например $(\pi^+\pi^-)$, то она будет иметь определенную C -четность:

$$\hat{C}\psi_{\pi^+\pi^-} = (-1)^I \psi_{\pi^+\pi^-}, \quad C_{\pi^+\pi^-} = (-1)^I \quad (111.17)$$

(потому что C -операция для пары $\pi^\pm$ -мезонов эквивалентна обмену их местами, т. е. P -операции).

C -четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях.

5. π -МЕЗОННЫЙ ИЗОТРИПЛЕТ

Изучение свойств $\pi^\pm$ - и π^0 -мезонов показывает, что все три типа π -мезонов имеют близкие характеристики:

1) они сильно взаимодействуют с веществом (большие значения сечений рождения и взаимодействия);

2) их массы приблизительно равны;

3) все они имеют целый спин, так как рождаются в нуклон-нуклонных соударениях. Для $\pi^\pm$ -мезонов доказано, что их спин равен нулю. Относительно π^0 -мезона известно, что его спин не равен 1, так как частица со спином 1 не может распадаться на два γ -кванта (теорема Ландау).

Сходство $\pi^\pm$ - и π^0 -мезонов не случайно. π -Мезоны являются ядерными квантами, испускаемыми или поглощаемыми нуклонами в процессе ядерного взаимодействия. Поэтому совершенно естественно, что свойства ядерных сил должны накладывать отпечаток не только на нуклоны, но и на π -мезоны*. В частности, это относится к свойству зарядовой независимости ядерных сил. Выше было отмечено, что согласно этому свойству ядерное взаимодействие двух любых нуклонов ($n-p$, $p-p$, $n-n$), находящихся в одинаковых пространственных

* С этой точки зрения особенно важно сходство в свойствах нейтрального и обоих заряженных π -мезонов (вместе), так как сходство между π^+ - и π^- -мезонами вытекает также из того, что они являются частицей и античастицей.

и спиновых состояниях, одинаково, и при рассмотрении ядерных взаимодействий протон можно заменить нейтроном и наоборот. Формально это свойство ядерных сил описывается введением новой характеристики — вектора изотопического спина T , значение которого $(1/2)$ характеризует нуклоны обоих типов. В этой схеме протон отличается от нейтрона знаком проекции вектора изотопического спина: для протона она равна $+1/2$, для нейтрона $-1/2$. Таким образом, протон и нейтрон образуют дублет частиц с $T=1/2$. Независимость ядерного взаимодействия от электрического заряда в этой схеме означает его независимость от проекции T_z , т. е. изотопическую инвариантность (см. § 84, п. 7).

Сходство в свойствах π^+ -, π^- - и π^0 -мезонов и их участие в сильных взаимодействиях позволяют высказать гипотезу о справедливости принципа изотопической инвариантности в процессах взаимодействия не только нуклонов, но также и π -мезонов. Согласно этой гипотезе π -мезоны по аналогии с нуклонами должны образовывать изотопический триплет (π^+ , π^- , π^0) частиц с одним и тем же значением изотопического спина T и одинаковыми (с точностью до электромагнитного взаимодействия) свойствами: массой, спином, внутренней четностью, временем жизни, сильным взаимодействием. В сильном взаимодействии изотопический спин T сохраняется.

Электромагнитное взаимодействие нарушает изотопическую инвариантность, снимает вырождение внутри изотопического триплета и приводит к различию в массах, временах жизни и схемах распада $\pi^\pm$ - и π^0 -мезонов.

Формальная схема построения изотопического триплета π -мезонов аналогична схеме построения нуклонного дублета. Из существования трех видов π -мезонов следует, что $2T+1=3$, откуда $|T|=1$. π^+ -Мезону соответствует проекция $+1$, π^- -мезону соответствует -1 и π^0 -мезону — 0 .

Нетрудно убедиться в том, что для π -мезонов, так же как и для нуклонов, справедливо соотношение (84.26), связывающее между собой электрический заряд z , барионный заряд B и проекцию изотопического спина T_z :

$$z = T_z + B/2. \quad (111.18)$$

Это следует из того, что для любого из трех видов π -мезонов $T_z = z_\pi$, $B_\pi = 0$. Так как в сильных и электромагнитных взаимодействиях z и B сохраняются, то из (111.18) вытекает сохранение T_z в этих взаимодействиях для π -мезонов и нуклонов.

Таким образом, в сильных взаимодействиях нуклонов и π -мезонов сохраняются полный вектор изотопического

спина и его проекция T_z . В электромагнитных взаимодействиях изотопический спин не сохраняется, но сохраняется его проекция.

Заметим, что существенно новым результатом здесь является сохранение вектора изотопического спина, которое вытекает из распространения изотопической инвариантности на π -мезоны.

§ 112. Взаимодействие π -мезонов

1. ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ π -МЕЗОНОВ

Проверить справедливость гипотезы изотопической инвариантности для π -мезонов можно, рассмотрев процессы сильного взаимодействия π -мезонов с нуклонами (например, процессы рождения π -мезонов нуклонами или процессы рассеяния π -мезонов на нуклонах).

Предположим, что эта гипотеза справедлива. Тогда в подобных процессах должен выполняться закон сохранения изотопического спина. В табл. 43 даны значения вектора полного изотопического спина и его проекций для разных комбинаций из нуклонов и π -мезонов, встречающихся в процессах рождения и рассеяния π -мезонов.

Из таблицы видно, что процессы рождения π -мезонов в нуклон-нуклонных столкновениях возможны только в состояниях с суммарным изотопическим спином $T=1$ для случаев столкновения двух протонов или двух нейтронов и в состояниях с $T=0$ и $T=1$ при взаимодействиях нейтрона с протоном.

Схематически процесс рождения π -мезона может быть записан в виде

$$\underbrace{N+N}_{T=0, 1} \rightarrow \underbrace{N+N}_{T=0, 1} + \underbrace{\pi}_{T=1}, \quad (112.1)$$

причем π -мезон всегда уносит изотопический спин $T=1$.

Т а б л и ц а 43

Взаимодействующие частицы	$n+n$	$p+p$	$n+p$	$\pi^+ + p$	$\pi^- + p$ $\pi^0 + n$	$\pi^+ + n$ $\pi^0 + p$	$\pi^- + n$
T_z	-1	+1	0	+3/2	-1/2	+1/2	-3/2
$ T $	1	1	0; 1	3/2	1/2; 3/2	1/2; 3/2	3/2

Из схемы (112.1) следует, что процессы рождения π -мезона могут сопровождаться следующими переходами суммарного изотопического спина двух нуклонов:

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{нач}} &= 1; T_{\text{кон}} = 1 \quad (T_{N+N+\pi} = 1); \\ T_{\text{нач}} &= 0; T_{\text{кон}} = 1 \quad (T_{N+N+\pi} = 0); \\ T_{\text{нач}} &= 1; T_{\text{кон}} = 0 \quad (T_{N+N+\pi} = 1). \end{aligned} \right\} \quad (112.2)$$

Переход $0 \rightarrow 0$ запрещен, так как π -мезон уносит $T=1^*$. Каждый из этих переходов может быть охарактеризован соответственно полными сечениями σ_{11} , σ_{01} и σ_{10} , через которые можно выразить сечения всех конкретных ядерных реакций рождения π -мезонов.

Например, реакция $p+p \rightarrow \pi^0 + p+p$, очевидно, имеет сечение $\sigma = \sigma_{11}$, так как два протона могут взаимодействовать только с $T=1$. Реакции $n+p \rightarrow \pi^- + p+p$ и $n+p \rightarrow \pi^+ + n+n$ имеют $\sigma = (\sigma_{01} + \sigma_{11})/2$, потому что $(n-p)$ -взаимодействие может происходить с равной вероятностью при $T=0$ и $T=1$, а $(n-n)$ -и $(p-p)$ -взаимодействия — только при $T=1$.

Кроме записанных выше трех реакций рождения π -мезонов известно еще несколько аналогичных процессов:

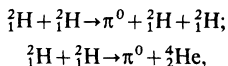
$$\left. \begin{aligned} p+p &\rightarrow \pi^+ + n+p; \quad n+n \rightarrow \pi^- + p+n; \\ n+n &\rightarrow \pi^0 + n+n; \quad n+p \rightarrow \pi^0 + n+p. \end{aligned} \right\} \quad (112.3)$$

В случае справедливости гипотезы изотопической инвариантности сечения всех этих семи реакций должны выражаться всего через три величины: σ_{11} , σ_{01} и σ_{10} . Таким образом, сечения реальных процессов должны быть связаны между собой определенными соотношениями. Проверка этих соотношений является проверкой справедливости гипотезы изотопической инвариантности. До сих пор пока не найдено ни одного случая, противоречащего этой гипотезе.

Аналогично сечения десяти различных процессов $(\pi-N)$ -рассеяния

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p; \quad \pi^+ + n \begin{cases} \nearrow \pi^+ + n, \\ \searrow \pi^0 + p; \end{cases} \quad \pi^- + p \begin{cases} \nearrow \pi^- + p, \\ \searrow \pi^0 + n; \end{cases} \quad (112.4)$$

* По этой же причине запрещены (по сильному взаимодействию) также процессы



которые разрешены всеми остальными законами сохранения. Эксперимент подтверждает это заключение. Сечение последней реакции $\sigma < 10^{-32} \text{ см}^2$.

$$\pi^- + n \rightarrow \pi^- + n; \quad \pi^0 + p \begin{cases} \nearrow \pi^0 + p, \\ \searrow \pi^+ + n; \end{cases} \quad \pi^0 + n \begin{cases} \nearrow \pi^0 + n, \\ \searrow \pi^- + p \end{cases}$$

в случае справедливости гипотезы изотопической инвариантности можно выразить через две величины $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$, соответствующие двум возможным значениям изоспина (π — N)-системы.

2. ВЫДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКИ ЧИСТЫХ СОСТОЯНИЙ

Покажем это на примере трех процессов (π — N)-рассеяния, наиболее удобных для экспериментального изучения:

$$(1) \quad \pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p; \quad (112.5)$$

$$(2) \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p; \quad (112.6)$$

$$(3) \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n. \quad (112.7)$$

Обозначим амплитуды и сечения этих процессов соответственно A_1, A_2, A_3 и $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ и запишем их в форме

$$A_i \sim \langle \psi_i^* | S | \psi_i^* \rangle, \quad \sigma_i \sim |A_i|^2,$$

где ψ^* и ψ^* — волновые функции начального и конечного состояний, а S — матрица рассеяния.

Воспользовавшись коэффициентами Клебша — Гордана (см. табл. 43 и приложение III), представим ψ^* и ψ^* для процессов (1), (2) и (3) через изотопически чистые компоненты $\psi_{1/2}$ и $\psi_{3/2}$:

$$\left. \begin{aligned} \psi^* &= \psi^* = \psi_{\pi^+ p} = \psi_{3/2} \text{ для процесса 1;} \\ \psi^* &= \psi^* = \psi_{\pi^- p} = \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \text{ для процесса 2;} \\ \psi^* &= \psi_{\pi^- p} = \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \text{ и } \psi^* = \psi_{\pi^0 n} = \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{1/2} \text{ для процесса 3.} \end{aligned} \right\} \quad (112.8)$$

Тогда амплитуды процессов (1), (2) и (3) будут соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \langle \psi_{3/2} | S_{3/2} | \psi_{3/2} \rangle = A_{3/2}; \\ A_2 &= \left\langle \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \right| S_{3/2} + \\ &+ S_{1/2} \left| \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \right\rangle = \frac{1}{3} (A_{3/2} + 2A_{1/2}); \\ A_3 &= \left\langle \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{3/2} + \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{1/2} \right| S_{3/2} + S_{1/2} \left| \sqrt{\frac{1}{3}} \psi_{3/2} - \right. \\ &\left. - \sqrt{\frac{2}{3}} \psi_{1/2} \right\rangle = \frac{\sqrt{2}}{3} (A_{3/2} - A_{1/2}), \end{aligned} \right\} \quad (112.9)$$

где $S_{3/2}(S_{1/2})$ и $A_{3/2}(A_{1/2})$ — матрица и амплитуда рассеяния для $T=3/2(T=1/2)^*$.

Нормировка $A_1=A_{3/2}$ вытекает из того, что $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$ -рассеяние может происходить только при $T=3/2$ (см. табл. 43).

Из (112.9) получим для сечений процессов (1), (2) и (3)

$$\sigma_1 = |A_{3/2}|^2 = \sigma_{3/2}; \quad (112.10)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{9} |A_{3/2} + 2A_{1/2}|^2; \quad (112.11)$$

$$\sigma_3 = \frac{2}{9} |A_{3/2} - A_{1/2}|^2, \quad (112.12)$$

а для их отношений

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 9 |A_{3/2}|^2 : |A_{3/2} + 2A_{1/2}|^2 : 2 |A_{3/2} - A_{1/2}|^2. \quad (112.13)$$

Рассмотрим три частных случая:

$$\left. \begin{aligned} 1) \quad & A_{1/2} = 0, \quad \sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 9 : 1 : 2, \\ & \text{т. е. } \sigma_1 : (\sigma_2 + \sigma_3) = 3 : 1; \\ 2) \quad & A_{3/2} = 0, \quad \sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 0 : 2 : 1; \\ 3) \quad & A_{3/2} = A_{1/2}, \quad \sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = 1 : 1 : 0. \end{aligned} \right\} \quad (112.14)$$

* Матрицы рассеяния $S_{3/2}$ и $S_{1/2}$ независимы друг от друга и могут переводить ψ^n в ψ^k только с соответствующими ($T=3/2$ или $T=1/2$) значениями изоспина.

Соотношения (112.10) — (112.12) позволяют выделить из измеренных экспериментальных сечений σ_1 , σ_2 и σ_3 изотопически чистые сечения $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$. Действительно, раскрывая (112.11) и (112.12), имеем

$$\left. \begin{aligned} \sigma_2 &= \frac{1}{9} \{ |A_{3/2}|^2 + 4\operatorname{Re}(A_{3/2}A_{1/2}^*) + 4|A_{1/2}|^2 \}; \\ \sigma_3 &= \frac{1}{9} \{ 2|A_{3/2}|^2 - 4\operatorname{Re}(A_{3/2}A_{1/2}^*) + 2|A_{1/2}|^2 \}, \end{aligned} \right\} \quad (112.15)$$

откуда

$$\sigma_2 + \sigma_3 = \frac{1}{3} \{ |A_{3/2}|^2 + 2|A_{1/2}|^2 \} = \frac{\sigma_{3/2} + 2\sigma_{1/2}}{3}.$$

Заменяя $\sigma_{3/2}$ на σ_1 , окончательно получаем

$$\sigma_{1/2} = \frac{3(\sigma_2 + \sigma_3) - \sigma_1}{2}, \quad \sigma_{3/2} = \sigma_1, \quad (112.16)$$

т. е.

$$\sigma_{1/2} = (3\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p})/2, \quad \sigma_{3/2} = \sigma_{\pi^+p}. \quad (112.17)$$

Заметим, что все результаты, полученные до сих пор, относятся только к упругим процессам рассеяния $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ и процессу перезарядки $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, т. е. справедливы для энергии первичных пионов $T_\pi < 300$ МэВ. Однако результат (112.17) можно обобщить на полные сечения $(\pi^+ - p)$ - и $(\pi^- - p)$ -взаимодействий, если воспользоваться оптической теоремой:

$$\sigma^{\text{полн}} = \frac{4\pi}{K} \operatorname{Im} A(0^\circ), \quad (112.18)$$

где $A(0^\circ)$ — амплитуда рассеяния вперед. Действительно, поскольку для упругих амплитуд согласно (112.9)

$$A_{\pi^+p} = A_{3/2} \quad \text{и} \quad A_{\pi^-p} = \frac{1}{3}(A_{3/2} + 2A_{1/2}),$$

то

$$\operatorname{Im} A_{\pi^-p}(0^\circ) = \frac{1}{3} \operatorname{Im} \{ A_{\pi^+p}(0^\circ) + 2A_{1/2}(0^\circ) \},$$

т. е.

$$\sigma_{\pi^-p}^{\text{полн}} = \frac{1}{3} \{ \sigma_{\pi^+p}^{\text{полн}} + 2\sigma_{1/2}^{\text{полн}} \} \quad (112.19)$$

или

$$\sigma_{1/2}^{\text{полн}} = (3\sigma_{\pi^-p}^{\text{полн}} - \sigma_{\pi^+p}^{\text{полн}})/2. \quad (112.20)$$

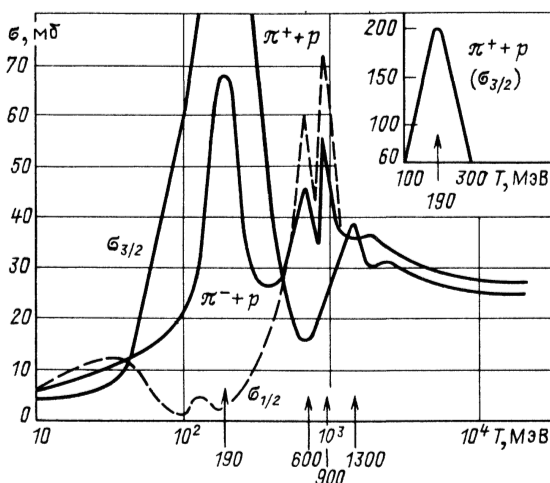


Рис. 426

Это соотношение справедливо для любых энергий падающих π -мезонов.

Измеряя $\sigma_{\pi^-p}^{\text{полн}}$ и $\sigma_{\pi^+p}^{\text{полн}}$ методом ослабления пучка первичных пионов, можно получить $\sigma_{1/2}^{\text{полн}}$. На рис. 426 показана зависимость $\sigma_{\pi^+p}^{\text{полн}} = \sigma_{3/2}$, $\sigma_{\pi^-p}^{\text{полн}}$ и $\sigma_{1/2}^{\text{полн}}$ в интервале энергий 0,01—20 ГэВ*. Из рисунка видно, что $\sigma_{1/2}$ мало по сравнению с $\sigma_{3/2}$ при энергиях меньше 300 МэВ и становится преобладающим при энергии порядка 1 ГэВ.

Таким образом, в области энергии $T_\pi \leq 1$ ГэВ наблюдается сильная зависимость $(\pi-p)$ -взаимодействия от изотопического спина. При более высоких энергиях эта зависимость постепенно сглаживается и для $T_\pi > 2$ ГэВ $\sigma_{1/2} \approx \sigma_{3/2}$ (см. § 86, п. 8).

Сравнение хода сечений $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ при энергии $T_\pi \approx 200$ МэВ позволяет сделать вывод о том, что рассеяние π -мезонов на нуклонах в этой области энергий (первый максимум) происходит преимущественно в состоянии с $T=3/2$. Дополнительный анализ (см. § 112, п. 3) показывает, что момент количества движения, характеризующий это взаимодействие, также равен $3/2$.

Максимумы в сечениях рассеяния π -мезонов на нуклонах при энергиях 190, 600, 900 и 1300 МэВ называются пион-нуклонными резонансами**. Пион-нуклонные резонансы

* $\sigma_{\pi^+p}^{\text{полн}}$ и $\sigma_{\pi^-p}^{\text{полн}}$ для еще более высоких энергий показаны на рис. 444.

** Иногда пион-нуклонные резонансы называют возбужденными состояниями нуклона или изобарами нуклона.

имеют определенные значения энергии, заряда, спина, изоспина и др. В связи с этим их можно считать самостоятельными образованиями типа нестабильных частиц с очень малым, но отличным от нуля временем жизни (подробнее см п. 5 этого параграфа).

Подводя итоги по рассмотренным выше свойствам π -мезонов, следует отметить, что все они согласуются с принципом изотопической инвариантности ядерных сил. Это позволяет, в частности, утверждать, что все π -мезоны (π^+ , π^- и π^0) являются псевдоскалярами, т. е. имеют нулевой спин и отрицательную четность.

3. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ ($\pi-N$)-РАССЕЯНИЯ. ДИАГРАММА АРГАНА. ФОРМУЛЫ БРЕЙТА—ВИГНЕРА ДЛЯ РЕЗОНАНСА

Как и в случае ($N-N$)-рассеяния, более детальные характеристики ($\pi-N$)-рассеяния можно получить при помощи фазового анализа. Поскольку изоспин ($\pi-N$)-системы равен $3/2$ или $1/2$, а полный момент $I = s_N + s_\pi + l = l \pm 1/2$, то ($\pi-N$)-система в рамках ($s-p$)-анализа ($l \leq 1$) может быть охарактеризована шестью фазами: $\delta(s_{11})$, $\delta(s_{31})$, $\delta(p_{11})$, $\delta(p_{31})$, $\delta(p_{13})$ и $\delta(p_{33})$. Здесь первый индекс равен удвоенному значению изоспина, а второй — удвоенному значению момента.

Фазы были найдены обычным способом сравнения экспериментальных угловых распределений с расчетными распределениями, полученными из теории рассеяния. Результаты представлены на рис. 427.

Наибольший интерес представляет фаза $\delta(p_{33})$, соответствующая ($\pi-N$)-взаимодействию при $T = 3/2$ и $I = 3/2$. Она положительна, что свидетельствует о притяжении, и проходит через 90° при $T_\pi = 190$ МэВ, что говорит о резонансе в ($\pi-N$)-системе при энергии $T'_{ц.и} = 160$ МэВ (3—3-резонанс, Δ -резонанс, Δ -изобара)*. Остановимся более подробно на явлении резонанса.

По определению резонансом двух взаимодействующих частиц (в данном случае π и p) называется максимум амплитуды рассеяния при определенных значениях l (здесь $l=1$) и λ или $T'_{ц.и}$ (здесь 160 МэВ). Как было показано ранее, парциальная амплитуда упругого рассеяния

$$f_l = \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} = \frac{1}{\operatorname{ctg} \delta - i}. \quad (112.21)$$

* Заметим, что из $I = 3/2$, т. е. $l=1$, следует положительная внутренняя P -четность Δ -резонанса.

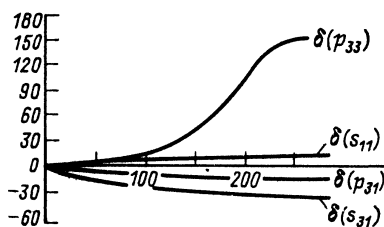


Рис. 427

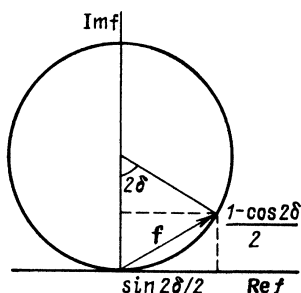


Рис. 428

Представим комплексную величину f_l в виде

$$f_l = \operatorname{Re} f_l + i \operatorname{Im} f_l = \frac{\sin 2\delta}{2} + i \frac{1 - \cos 2\delta}{2} \quad (112.22)$$

и изобразим ее на комплексной плоскости при помощи вектора $\mathbf{f}$, который является хордой окружности с радиусом $1/2$ (рис. 428). При возрастании энергии конец вектора описывает окружность против часовой стрелки для потенциала притяжения и по часовой стрелке для потенциала отталкивания.

Из рисунка видно, что $f=0$ при $\delta=0$, $f = \frac{1+i}{2}$, $|f| = \sqrt{2}/2$ при $\delta=45^\circ$ и $f=i$, $|f|=1 = \max$ при $\delta=90^\circ$. Таким образом, резонансу соответствует чисто мнимая амплитуда ($\operatorname{Re} f=0$), модуль которой максимален. При переходе через $\delta=90^\circ$ ($2\delta=180^\circ$) действительная часть амплитуды изменяет знак, а $|f|$ начинает уменьшаться.

Картина изменения амплитуды рассеяния в функции от фазы называется диаграммой Аргана. Выше был рассмотрен случай упругого рассеяния. С ростом энергии могут появиться неупругие каналы, наличие которых учитывается множителем η в выражении для амплитуды

$$f_l = \frac{\eta e^{2i\delta_l} - 1}{2i}. \quad (112.23)$$

В этом случае конец вектора $\mathbf{f}$ будет двигаться не по окружности, а по спирали.

Вернемся к упругому рассеянию и рассмотрим более детально поведение амплитуды рассеяния (112.21) в окрестности резонанса. С этой целью разложим $\operatorname{ctg} \delta(E)$ в ряд вблизи резонансной энергии E_0 :

$$\operatorname{ctg} \delta(E) = \operatorname{ctg} \delta(E_0) + (E - E_0) \frac{d}{dE} \operatorname{ctg} \delta(E_0) + \dots \quad (112.24)$$

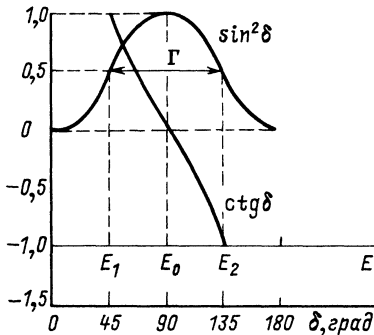


Рис. 429

Очевидно, что $\text{ctg } \delta(E_0) = 0$, а значение $\frac{d}{dE} \text{ctg } \delta(E_0)$ легко получить из рассмотрения рис. 429, на котором изображены $\text{ctg } \delta$ и $\sin^2 \delta$ от δ , т. е. от E . Из рисунка видно, что при изменении фазы от 135° до 45° $\text{ctg } \delta$ изменяется от -1 до $+1$, т. е. $\Delta \text{ctg } \delta = -2$. При этом $\sin^2 \delta$ (который пропорционален сечению) растет от $0,5$ до 1 , а затем убывает от 1 до $0,5$. Другими словами, отрезок $\Delta E = E_2 - E_1$, соответствующий разности фаз $135-45$, играет роль ширины кривой $\sin^2 \delta$ (т. е. сечения) на половине ее высоты $\Delta E = \Gamma$. Таким образом, $(d/dE) \text{ctg } \delta(E_0) = -2/\Gamma$ и

$$\text{ctg } \delta(E) = (E - E_0)(-2/\Gamma) = \frac{E_0 - E}{\Gamma/2}. \quad (112.25)$$

Подставив (112.25) в (112.21), получим

$$f_l = \frac{1}{\text{ctg } \delta - i} = \frac{1}{\frac{E_0 - E}{\Gamma/2} - i} = \frac{\Gamma/2}{(E_0 - E) - i\Gamma/2}. \quad (112.26)$$

Выражение (112.26) называется брейт-вигнеровской аппроксимацией амплитуды рассеяния в окрестности резонанса.

Как известно, парциальное сечение

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2 (2l+1) \sin^2 \delta_l.$$

Подставив в него значение

$$\sin^2 \delta = \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (112.27)$$

вытекающее из (112.25), получим брейт-вигнеровскую аппроксимацию сечения

$$\sigma_l = 4\pi\lambda^2 (2l+1) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (112.28)$$

Наконец, из (112.25) следует выражение

$$\delta(E) = \text{arctg } \frac{\Gamma/2}{E_0 - E}, \quad (112.29)$$

которое называется брейт-вигнеровской аппроксимацией фазы.

4. G -четность π -мезонов

Изотопическая инвариантность π -мезонов позволяет ввести для них новое квантовое число — G -четность — и новый закон сохранения G -четности.

Введем комбинированную операцию $\hat{G} = \hat{C} \hat{T}_2$, которая состоит из двух последовательно проводимых операций: поворота вокруг второй оси изопространства $\hat{T}_2 = i\tau_2$ и зарядового сопряжения $\hat{C}$. Поскольку первая операция изменяет знак третьей проекции изоспина на противоположный, т. е. переводит, например, π^+ в π^- , а вторая снова переводит π^- в π^+ , комбинированная операция $\hat{G}$ не меняет частицы, т. е. $\hat{G}\pi^+ = \pi^+$.

Отсюда следует, что по аналогии с понятием пространственной четности P (и зарядовой C) можно ввести понятие G -четности

$$\hat{G}\psi_\pi = \pm \psi_\pi.$$

Для определения знака G -четности π -мезона надо провести более детальное исследование свойств оператора $\hat{T}_2 = i\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ применительно к волновым функциям π -мезона. Представим волновые функции π -мезонов через волновые функции нуклонов и антинуклонов*:

$$|\pi^+\rangle = |p\bar{n}\rangle, |\pi^0\rangle = \left| \frac{p\bar{p} - n\bar{n}}{\sqrt{2}} \right\rangle, |\pi^-\rangle = |n\bar{p}\rangle. \quad (112.30)$$

Применив оператор $\hat{T}_2$ к протонному спинору, получим

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \text{ т. е. } \hat{T}_2|p\rangle = -|n\rangle. \quad (112.31)$$

Аналогично

$$\hat{T}_2|n\rangle = |p\rangle, \quad (112.32)$$

$$\hat{T}_2|\bar{p}\rangle = \hat{T}_2\hat{C}|p\rangle = \hat{C}\hat{T}_2|p\rangle = -|\bar{n}\rangle \quad (112.33)$$

и**

$$\hat{T}_2|\bar{n}\rangle = \hat{T}_2\hat{C}|n\rangle = \hat{C}\hat{T}_2|n\rangle = |\bar{p}\rangle. \quad (112.34)$$

* Представление π -мезона в виде сильно связанного состояния нуклона и антинуклона ($\epsilon_\pi = m_N + m_{\bar{N}} - m_\pi = 1740 \text{ МэВ} \gg m_\pi$) было предложено в 1949 г. Ферми и Янгом. Очевидно, что волновые функции (112.30) имеют квантовые числа π -мезона. $B=0$, $s=0$, $P=-1$, $T=1$, $T_z=+1$, 0 и -1 соответственно.

** Здесь использована коммутативность операторов $\hat{T}_2$ и $\hat{C}$, которые действуют на разные координаты.

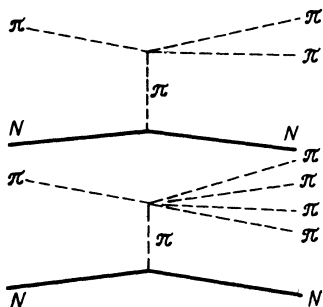


Рис. 430

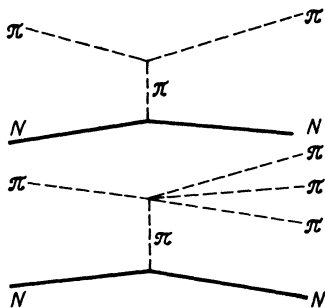


Рис. 431

Отсюда с учетом (112.30) имеем

$$\hat{T}_2|\pi^+\rangle = -|\pi^-\rangle, \hat{T}_2|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle, \hat{T}_2|\pi^-\rangle = -|\pi^+\rangle. \quad (112.35)$$

С другой стороны,

$$\hat{C}|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle, \hat{C}|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle, \hat{C}|\pi^-\rangle = |\pi^+\rangle. \quad (112.36)$$

Поэтому

$$\hat{G}|\pi^+\rangle = -|\pi^+\rangle, \hat{G}|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle, \hat{G}|\pi^-\rangle = -|\pi^-\rangle, \quad (112.37)$$

т. е. π -мезон имеет отрицательную G -четность:

$$\hat{G}\psi_\pi = -\psi_\pi, G_\pi = -1. \quad (112.38)$$

G -четность мультипликативна (так как C -четность мультипликативна, а проекция изоспина T_2 аддитивна). Поэтому

$$\hat{G}\psi_{n\pi} = (-1)^n \psi_{n\pi}, G_{n\pi} = (-1)^n. \quad (112.39)$$

Отсюда следует, что не любой процесс с участием π -мезонов можно интерпретировать схемой однопионного обмена. На рис. 430 изображены процессы, разрешенные по G -четности (четное число π -мезонов в пионной вершине диаграммы), на рис. 431 — запрещенные (нечетное число π -мезонов).

Поскольку в своих рассуждениях мы опирались на изотопическую инвариантность, G -четность сохраняется только в сильных взаимодействиях.

Естественно, что понятие G -четности может быть введено только для частиц (систем частиц) с нулевым барионным зарядом ($B=0$), так как операция $\hat{C}$ изменяет барионный заряд, а $\hat{T}_2$ не изменяет. Поэтому нуклон, например, не имеет определенной G -четности, хотя он и участвует в сильном взаимодействии. Вместе с тем можно составить определенные композиции из нуклонов и антинуклонов, имеющие определенную G -четность. Одной из них является рассмотренная выше

композиция $\left| \frac{p\tilde{p} - n\tilde{n}}{\sqrt{2}} \right\rangle$, которая имеет $G = -1$. Аналогичная композиция $\left| \frac{p\tilde{p} + n\tilde{n}}{\sqrt{2}} \right\rangle$, очевидно, имеет $G = +1$.

5. ПИОН-НУКЛОННЫЕ, ПИОН-ПИОННЫЕ И ДРУГИЕ РЕЗОНАНСЫ И АНТИРЕЗОНАНСЫ

Одной из самых интересных проблем современной физики элементарных частиц является изучение свойств весьма короткоживущих (примерно 10^{-23} с) резонансных состояний, образованных двумя или большим числом элементарных частиц.

Впервые резонансные состояния наблюдались в процессе изучения рассеяния π -мезонов высокой энергии на нуклонах (см. § 112, п. 2).

В этих исследованиях было замечено, что при некоторых значениях кинетической энергии π -мезонов (около 190, 600, 900, 1300 МэВ) в сечении $(\pi - p)$ -рассеяния появляются резонансные максимумы с шириной порядка 100 МэВ (см. рис. 426). В соответствии с соотношением неопределенности это означает, что возникает состояние с временем жизни $\tau \approx \hbar/\Gamma \approx 0,7 \cdot 10^{-23}$ с, т. е. некая квазисвязанная система из π -мезона и нуклона, существующая хотя и очень малое, но конечное ($\tau \neq 0$) время. Эта система называется резонансом, или нестабильной частицей. Энергия резонанса однозначно определяется релятивистски инвариантным выражением

$$Mc^2 = \sqrt{E^2 - P^2 c^2}, \quad (112.40)$$

где E и P — соответственно полная энергия и полный импульс обеих частиц (протона и π -мезона). Величина

$$M = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - P^2 c^2} = m_p + m_\pi + \frac{T'_{\text{рез}}}{c^2}, \quad (112.41)$$

где $T'_{\text{рез}}$ — резонансная кинетическая энергия π -мезона и протона в с. ц. и., называется массой (иногда эффективной массой) резонанса.

Для первого нуклонного $\pi^+ p$ -резонанса, называемого в настоящее время Δ^{++} -резонансом*, масса равна

$$m_{\Delta^{++}} = 1232 \text{ МэВ.}$$

* Часто Δ -резонанс называют Δ -изобарой.

Кроме того, как уже упоминалось в § 112, п. 3, для Δ^{++} -резонанса были найдены значения спина ($I=3/2$) и изотопического спина ($T=3/2$). Из $T=3/2$ следует, что Δ -резонанс является изотопическим квинтетом ($2T+1=5$), т. е. должен встречаться в четырех зарядовых состояниях: Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 и Δ^- . Массы всех Δ -резонансов близки между собой:

$$m_{\Delta} = (1230 \div 1234) \text{ МэВ.}$$

Таким образом, максимум в сечении ($\pi-p$)-рассеяния можно истолковывать как появление нестабильной частицы — резонанса с вполне определенными свойствами: массой, зарядом, спином, изотопическим спином, четностью и др. Правильность подобной интерпретации была подтверждена тем, что впоследствии Δ^{++} -резонанс обнаружили не только как максимум в сечении ($\pi-p$)-рассеяния, но и как нестабильную частицу, рождающуюся вместе с обычными частицами или другими резонансами в ($\pi-p$)-, ($K-p$)- и других взаимодействиях:

$$\left. \begin{aligned} \pi^+ + p &\rightarrow \Delta^{++} + \pi^0; \\ \pi^+ + p &\rightarrow \Delta^{++} + \pi^- + \pi^+; \\ K^+ + p &\rightarrow \Delta^{++} + K^{*0}. \end{aligned} \right\} \quad (112.42)$$

Опыт показывает, что для интерпретации таких процессов можно пользоваться кинематикой обычных реакций, приписывая Δ -резонансу, так же как и обычной частице, определенные значения кинетической энергии и импульса. Так, реакция $\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0$ обладает всеми свойствами двухчастичного процесса (моноэнергетичность Δ^{++} -резонанса и π^0 -мезона, однозначная связь между углами разлета Δ^{++} -резонанса и π^0 -мезона).

В такой форме (нестабильные частицы, рождающиеся во взаимодействиях) резонансы были обнаружены для $\pi\Lambda$, πK , 2π , 3π и многих других систем из сильно взаимодействующих частиц*. Эти резонансы получили соответственно названия $\Sigma(1385)$ -, $K(892)$ -, ρ - и f -, ω -резонанса. Каждый из них подобно Δ -резонансу при своем образовании и распаде ведет себя как единая элементарная частица с вполне определенными свойствами: электрическим, барионным и другими зарядами, массой, спином, изотопическим спином, P -четностью, S -четностью (для истинно нейтральных резонансов), G -четностью (для пионных резонансов), временем жизни (точнее, шириной резонанса). Резонансу, как и обычной частице, можно приписать определенное значение импульса и энергии. Таким образом,

* О свойствах K -мезонов и Λ -гиперонов см. § 114 и 115.

формально резонанс отличается от обычной частицы только меньшим временем жизни, которое определяется его нестабильностью относительно сильных взаимодействий.

Естественно, что в отличие от распадов обычных частиц в процессе распада резонанса выполняются все законы сохранения, в том числе и те, которые справедливы только для сильных взаимодействий, например закон сохранения изоспина

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^{+};$$

$$T_{\xi}: +3/2 = 1/2 + 1; T: 3/2 = 3/2. \quad (112.43)$$

Обычно каждый резонанс характеризуется несколькими способами (путями, схемами, каналами, модами) распада. Каждый из них характеризуется некоторой комбинацией распадных частиц, которая имеет тот же набор квантовых чисел и то же значение эффективной массы, что и резонанс. Обычные частицы (не резонансы) стабильны относительно сильных взаимодействий и распадаются либо слабым, либо электромагнитным способом, а некоторые из них (p , e , γ , ν и их античастицы) стабильны относительно всех видов взаимодействия*.

Так же, как и обычные (стабильные и метастабильные) частицы, резонансы имеют античастицы — антирезонансы. Все заряды антирезонансов (электрический, барионный и другие, о которых будет рассказано в § 116, 125 и 126) противоположны зарядам соответствующих резонансов; эффективные массы, спин и изоспин такие же, как у резонансов, а схемы распадов — зарядово сопряженные. Антирезонансы обозначаются той же буквой, что и резонансы, но с тильдой наверху: $\Delta_{1232}^{++} - \tilde{\Delta}_{1232}^{--}$. Антирезонансы $\tilde{\Delta}_{1232}^{--}$ были зарегистрированы в процессе $p\bar{p}$ -аннигиляции по продуктам распада:

$$\bar{p} + p \rightarrow \Delta_{1232}^{++} + \tilde{\Delta}_{1232}^{--} \rightarrow p + \pi^{+} + \bar{p} + \pi^{-}.$$

Существуют два основных метода выявления и исследования резонансов: метод недостающей массы и метод эффективной массы. Рассмотрим их на примере реакций

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{-} + \pi^{+} + n; \quad (112.44)$$

$$\pi^{-} + p \rightarrow \pi^{-} + \pi^{0} + p. \quad (112.45)$$

Идея метода недостающей массы заключается в определении импульса p и массы резонанса M^{*} (недостающая масса),

* Мы не обсуждаем здесь вопросы нестабильности протона и электрона (см. § 130).

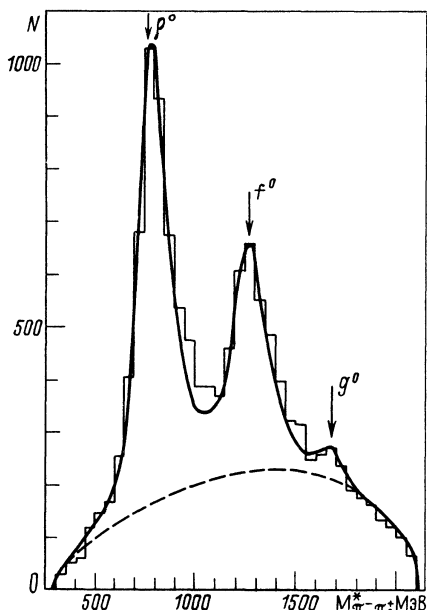
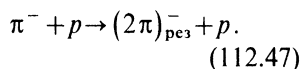
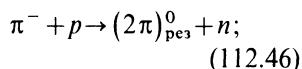


Рис. 432

удовлетворяющих законам сохранения энергии и импульса двухчастичного процесса. С этой целью строится распределение числа событий N по импульсу нейтрона (протона) в с. ц. и. Если на фоне фазовой кривой (которая вычисляется на основе законов сохранения в предположении статистически равномерного распределения всех трех частиц реакции) выявляется максимум, то это означает, что часть событий соответствует схеме двухчастичного взаимодействия:



Здесь $(2\pi)_{\text{рез}}^0$ — пион-пионный резонанс, т. е. нестабильная частица (резонанс) с нулевым электрическим зарядом, распадающаяся на π^+ - и π^- -мезоны, а $(2\pi)_{\text{рез}}^-$ — резонанс с отрицательным зарядом, распадающийся на π^- и π^0 -мезоны.

Очевидно, что для выделенных двухчастичных событий импульс нуклона $\mathbf{p}_N$ (в с. ц. и. двухчастичного процесса) должен быть равен и противоположен импульсу резонанса

$$\mathbf{p}_{(2\pi)_{\text{рез}}} = -\mathbf{p}_N.$$

Так как полная энергия нуклона равна

$$E_N = \sqrt{m_N^2 c^4 + p_N^2 c^2},$$

а полная энергия E реакции известна, то полная энергия (2π) -резонанса

$$E_{(2\pi)_{\text{рез}}} = E - E_N.$$

Следовательно, масса 2π -резонанса может быть вычислена по формуле

$$M_{(2\pi)_{\text{рез}}}^2 c^2 = \sqrt{E_{(2\pi)_{\text{рез}}}^2 - P_{(2\pi)_{\text{рез}}}^2 c^2}. \quad (112.48)$$

При использовании метода эффективной массы строится распределение числа событий N непосредственно по эффек-

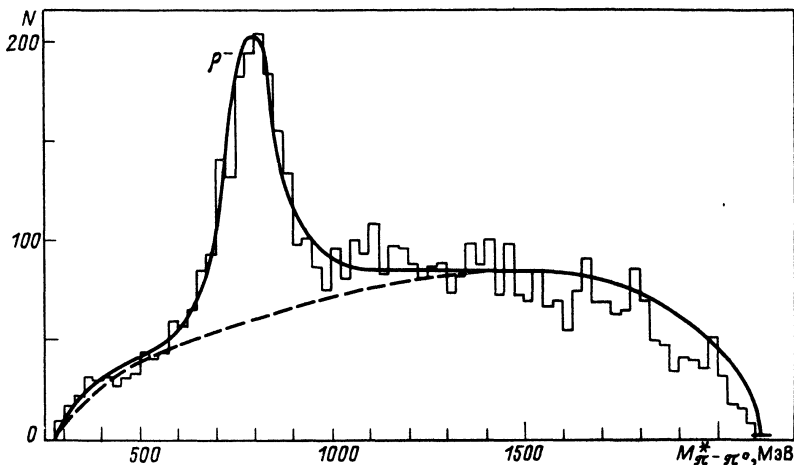


Рис. 433

тивной массе M^* , которая вычисляется из инвариантного выражения

$$M^* = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_{(2\pi)_{\text{pec}}}^2 - P_{(2\pi)_{\text{pec}}}^2 c^2}. \quad (112.49)$$

Обычно в это выражение подставляют значения полной энергии и полного импульса двух 2π -мезонов, относящиеся к лабораторной системе координат (где они непосредственно измеряются).

В качестве примера на рис. 432 и 433 представлены распределения $N(M^*)$, полученные соответственно для реакций (112.44) и (112.45) при импульсе первичного π^- -мезона $p_{\pi^-} = 4,45 \text{ ГэВ}/c^*$.

Из рисунка видно, что первая гистограмма распределения $N(M^*)$ хорошо аппроксимируется суммой четырех кривых: фазовой объема (штриховая линия), брейт-вигнеровской кривой с $M_1^* \approx 780 \text{ МэВ}$ и $\Gamma \approx 0,15 \text{ ГэВ}$, брейт-вигнеровской кривой с $M_2^* \approx 1270 \text{ МэВ}$ и $\Gamma \approx 0,15 \text{ ГэВ}$ и брейт-вигнеровской кривой с $M_3^* \approx 1680 \text{ МэВ}$ и $\Gamma \approx 0,19 \text{ ГэВ}$. Вторая гистограмма аппроксимируется суммой фазовой кривой и одной брейт-вигнеровской кривой с параметрами $M_1^* \approx 780 \text{ МэВ}$ и $\Gamma \approx 0,15 \text{ ГэВ}$.

Подобные распределения $N(M^*)$ свидетельствуют о том,

* Алексеева Е. А., Картамышев А. А., Мухин К. Н. и др. Изучение рассеяния в области упругого взаимодействия из реакции $\pi p \rightarrow \pi\pi N$ // Журн. эксперим. и теорет. физ. 1982. Т. 82. Вып. 4. С. 1007—1025.

что реакция (112.44) при $p_{\pi^-} = 4,45$ ГэВ/с с заметной вероятностью идет через три двухпионных резонансных состояния

$$\begin{array}{l} \pi^- + p \rightarrow \left(\pi^- \pi^+ \right)_{\text{рез}_1}^0 + n \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n; \\ \quad \quad \quad \rightarrow \left(\pi^- \pi^+ \right)_{\text{рез}_2}^0 + n \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n; \\ \quad \quad \quad \rightarrow \left(\pi^- \pi^+ \right)_{\text{рез}_3}^0 + n \rightarrow \pi^- + \pi^+ + n \end{array} \quad (112.50)$$

с эффективными массами M_1^* , M_2^* и M_3^* , а реакция (112.45) — через одно резонансное состояние с эффективной массой M_1^* :

$$\pi^- + p \rightarrow (\pi^- \pi^0)_{\text{рез}_1}^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p. \quad (112.51)$$

Отсутствие второго резонанса при $M_2^* \approx 1270$ МэВ на гистограмме реакции (112.45) означает, что соответствующий резонанс (он называется f^0 -резонансом) имеет изоспин $T=0$, т. е. встречается только в одном зарядовом состоянии. Резонанс при $M^* = M_1^*$ (он называется ρ -резонансом) появляется в обеих рассмотренных реакциях [а также в реакции $\pi^+ + p \rightarrow (\pi^+ \pi^0)_{\text{рез}_1}^+ + p$, т. е. встречается в трех зарядовых состояниях: ρ^- , ρ^0 , ρ^+]. Поэтому ρ -резонанс имеет изоспин $T=1$. Аналогичными свойствами ($T=1$) обладает и g -резонанс, однако на рис. 433 он не проявился из-за недостаточной статистики.

Парциальные сечения рождения ρ - и f -резонансов можно определить по относительной доле событий, находящихся между фазовой и соответствующей брейт-вигнеровской кривыми. Число событий, находящихся под фазовой кривой, определяет парциальное сечение нерезонансного канала реакции.

Другие свойства резонанса можно получить при детальном исследовании событий в окрестности $M_{\text{рез}}^*$ в с.ц.и. двух π -мезонов. По характеру угловых распределений π -мезонов были найдены спины ρ - и f -резонансов:

$$I_\rho = 1, \quad I_f = 2. \quad (112.52)$$

Из схем распадов ρ - и f -резонансов

$$\rho^\pm \rightarrow 2\pi, \quad f^0 \rightarrow 2\pi \quad (112.53)$$

и значений спинов легко определить их P -четность:

$$P_\rho = P_\pi^2 (-1)^{I_\pi} = (-1)^{I_\rho} = -1; \quad (112.54)$$

$$P_{f^0} = P_\pi^2 (-1)^{I_\pi} = (-1)^{I_f} = +1, \quad (112.55)$$

а также, воспользовавшись формулой (111.17), C -четность:

$$C_{\rho^0} = -1, \quad C_{f^0} = +1. \quad (112.56)$$

Наконец, из сопоставления схем распада (112.53) с формулой (112.39) можно получить G -четность ρ - и f^0 -резонансов:

$$G_\rho = G_{f^0} = (-1)^2 = +1. \quad (112.57)$$

При анализе схем распада какого-либо резонанса очень важно проверять справедливость всех без исключения законов сохранения. Покажем это на любопытном примере распада так называемого η -резонанса, имеющего следующие характеристики: $Z=0$, $m=549$ МэВ, $I^P=0^-$, $T^G=0^+$, $C=+1$, $\Gamma=3$ кэВ. Исключительная малость Γ говорит о том, что η -резонанс имеет только электромагнитные каналы распада ($\tau \approx 10^{-19}$ с), хотя и не любые*.

$$\begin{array}{l} \nearrow 2\gamma (39,0\%) \\ \nearrow 3\pi^0 (31,9\%) \\ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 (23,7\%) \\ \searrow \pi\pi\gamma (4,9\%) \\ \searrow \gamma\gamma\pi (0,5\%) \end{array} \quad (112.58)$$

Между тем среди известных каналов распада η -резонанса есть $\eta \rightarrow 3\pi$, который, казалось бы, должен быть сильным. Однако на самом деле распад по сильному взаимодействию в этом случае запрещен законом сохранения G -четности, так как $G_\eta = +1$, а $G_{3\pi} = -1$. Спрашивается, почему в таком случае нет распада $\eta \rightarrow 2\pi$? Ведь $G_{2\pi} = +1$. Оказывается, этот канал распада запрещен по обычной пространственной четности. Действительно, из $I_\eta=0$ и $\eta \rightarrow 2\pi$ следует $I_\pi=0$ и $P_{2\pi}=+1$, в то время как $P_\eta = -1^{**}$. Еще один канал, разрешенный по G -четности ($\eta \rightarrow 4\pi$), очевидно, запрещен законом сохранения энергии ($m_{4\pi} > m_\eta$).

В связи с тем, что η -резонанс не имеет ни одного сильного канала распада, его параметры обычно приводят не в таблице резонансов, а в таблице стабильных и квазистабильных элементарных частиц и называют η -мезоном.

Кроме рассмотренных выше резонансов, распадающихся на обычные частицы (p , π , γ), существует большая группа странных резонансов, в схемах распада которых присутствуют странные частицы (см. § 116, п. 4, в).

До сих пор мы говорили о резонансах, возбуждаемых при взаимодействии между собой элементарных частиц, например π -мезона с протоном. Это так называемые вакуумные (свободные, элементарные) резонансы. Однако резонансы могут возбуждаться и внутри атомного ядра. В настоящее время широко изучаются свойства ядерной Δ -изобары, которая возбуждается в процессе нуклонной (p , n), пионной ($\pi^\pm$, π^0), ядерной [^3He ,

* Электромагнитный канал распада $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- (\pi^0 \gamma)$ запрещен по C -четности.

** Легко видеть, что распад $\eta \rightarrow 2\pi$ запрещен также и по CP -четности.

^3H), (^6Li , ^6He) и др.] перезарядки, а также ставятся эксперименты по фоторождению ядерной Δ -изобары. Из предварительных результатов следует различие в свойствах элементарной и ядерной Δ -изобар (другие положение и ширина резонансного максимума и сечение образования, рассчитанное на один нуклон).

В заключение рассмотрения свойств резонансов отметим, что кроме исключительно малого времени жизни τ отличительной чертой резонансов является статистический метод их выявления среди других событий. Резонанс в принципе невозможно выделить по одному событию, как это было сделано с Ω^- -гипероном. Впрочем, эта особенность резонанса есть следствие большой ширины Γ , т. е. опять-таки связана с малым временем жизни τ .

6. $(\pi-\pi)$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В связи с тем, что π -мезон является квантом сильного взаимодействия, константа которого приблизительно равна 1, следует ожидать, что кроме рассмотренных раньше $(N-N)$ - и $(\pi-N)$ -взаимодействий должно также существовать сильное взаимодействие между самими ядерными квантами, т. е. $(\pi-\pi)$ -взаимодействие. Очевидно, что прямые методы изучения $(\pi-\pi)$ -взаимодействия невозможны из-за отсутствия π -мезонной мишени (даже в форме встречного π -мезонного пучка). Поэтому $(\pi-\pi)$ -взаимодействие изучают только косвенными методами.

Общая идея этих методов заключается в экспериментальном исследовании процессов, сопровождающихся образованием нескольких π -мезонов в конечном состоянии (например, реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^0 p$ и т. п.).

Если предположить, что между этими π -мезонами нет взаимодействия, то характеристики таких процессов можно сравнительно просто рассчитать теоретически. Сравнение расчета с экспериментом позволяет выделить некоторый «разностный эффект», который можно отнести за счет $(\pi-\pi)$ -взаимодействия.

В качестве конкретного примера рассмотрим способ получения сведений о $(\pi-\pi)$ -взаимодействии из анализа реакций (112.44) и (112.45). В этом случае упомянутый выше разностный эффект был обнаружен при сравнении расчетных и экспериментальных спектров π -мезонов, образующихся в реакциях. Оказалось, что расчет, сделанный в предположении об отсутствии $(\pi-\pi)$ -взаимодействия, не согласуется с экспериментом для событий с низкими нуклонными импульсами, т. е. для далеких (периферических) соударений π -мезона с нуклоном ($\Delta x \Delta p \approx \hbar$).

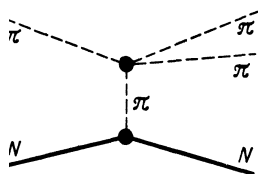
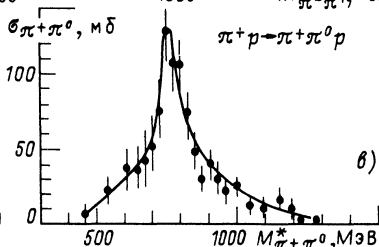
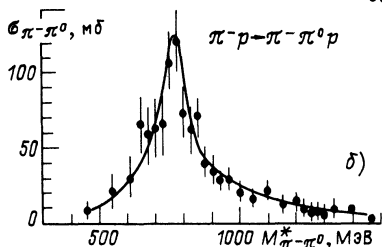
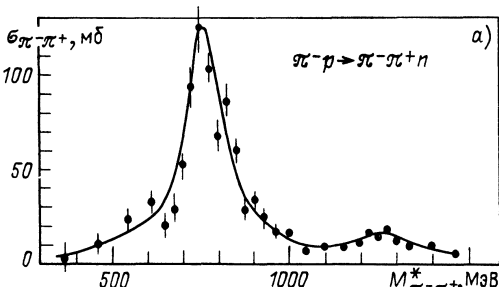


Рис. 434

Рис. 435



Так как согласно мезонной теории (см. § 81) масса ядерного кванта обратно пропорциональна радиусу взаимодействия, далекие периферические соударения естественно интерпретировать в механизме обмена одним π -мезоном. Фейнмановская диаграмма для реакций (112.44) и (112.45) в такой интерпретации показана на рис. 434, где внутренняя линия изображает виртуальный π -мезон, слабо связанный с нуклоном (относящийся к мезонному облаку нуклона).

Как известно, из-за большой константы сильного взаимодействия ($f \approx 1$) количественные расчеты сильных процессов методом теории возмущений в общем случае невозможны. Однако в периферических соударениях (которые происходят при малой передаче импульса) удастся получить ряд результатов, согласующихся с экспериментом, при помощи нерелятивистской мезонной теории с константой $f^2 = 0,08$. Относительная малость этой константы позволяет пользоваться низшими приближениями теории возмущений.

В рассматриваемом случае [отбор событий (112.44) и (112.45) с малой передачей импульса] также есть основание считать, что диаграмма, изображенная на рис. 434, будет вносить основной вклад в изучаемые процессы.

Анализ этой диаграммы, проведенной в 1959 г. Чу и Лоу, привел их к следующей формуле:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{d^2 \sigma}{d\Delta^2 dw^2} = \alpha \frac{f^2}{2\pi} \frac{1}{p^2} \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + 1)^2} \omega \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - 1} \sigma_{\pi\pi}(\omega), \quad (112.59)$$

где $\alpha=1$ для реакции (112.44) и $\alpha=2$ для реакции (112.45); $f^2=0,08$ — константа $(\pi-N)$ -взаимодействия; p — импульс первичного π^- -мезона в л.с.к.; Δ^2 — квадрат передаваемого 4-импульса; ω — масса дипионной системы; $\sigma_{\pi\pi}(\omega)$ — сечение $(\pi^- - \pi^+)$ - или $(\pi^- - \pi^0)$ -рассеяния.

Нетрудно показать, что $\Delta^2 \approx 2m_N T_{N'}$, где m_N — масса нуклона, а T — кинетическая энергия нуклона отдачи. Эта величина положительна в физической области реакций (112.44) и (112.45) и равна квадрату 4-импульса виртуального π -мезона. При $\Delta^2 \rightarrow -1$ (т. е. $E^2 \rightarrow m^2 c^4 + p^2 c^2$) виртуальный π -мезон выйдет на массовую поверхность, т. е. станет свободным.

Таким образом, экстраполируя экспериментальное значение $\sigma_{\pi\pi}(\omega, \Delta^2)$, найденное по формуле (112.59) для положительных значений Δ^2 , в нефизическую область реакции ($\Delta^2 = -1$), можно получить сечение рассеяния свободного π -мезона на свободном π -мезоне. Типичные результаты показаны на рис. 435, а (для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ n$) и на рис. 435, б, в (для реакций $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm \pi^0 p$).

7. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ $(\pi-\pi)$ -РАССЕЯНИЯ

Методика экстраполяции результатов, полученных в физической области, в пионный полюс (т. е. к $\Delta^2 = -1$) позволяет получать не только сечение, но и угловое распределение для реальных π -мезонов. С этой целью измеряют угловое распределение пионов в физической области (где один из пионов является виртуальным) и представляют его через полиномы Лежандра или в виде степенного ряда по $\cos \theta$:

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d(\cos \theta)} = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta + \dots, \quad (112.60)$$

где θ — угол между первичным и вторичным π -мезонами в системе покоя дипиона. Затем полученные коэффициенты a_i экстраполируют в пионный полюс, в результате чего получается экспериментальная кривая углового распределения для рассеяния реального π -мезона на реальном π -мезоне:

$$\frac{d\sigma_{\pi\pi}}{d(\cos \theta)} = a_0^* + a_1^* \cos \theta + a_2^* \cos^2 \theta + \dots \quad (112.61)$$

(a_i^* — экстраполированные значения коэффициентов a_i). Далее эту кривую можно использовать для фазового анализа $(\pi-\pi)$ -рассеяния.

Собственно фазовый анализ $(\pi-\pi)$ -рассеяния сравнительно прост, так как спин π -мезона равен нулю. Как и в других

рассмотренных ранее примерах фазового анализа (см. § 86, пп. 5 и 6 и § 112, п. 3), он сводится к сопоставлению экспериментальных коэффициентов a_i^* с теоретическими коэффициентами, вытекающими из теории рассеяния. Поскольку последние выражаются через фазы, в результате получаются значения фаз $(\pi-\pi)$ -рассеяния для некоторого интервала масс дипиона, соответствующего энергии первичного π -мезона: $\delta_i(m_{\pi\pi})$.

Фазовый анализ $(\pi-\pi)$ -рассеяния особенно прост, если энергия падающих пионов невысока. В этом случае число парциальных волн, через которые может быть представлено $(\pi-\pi)$ -рассеяние, невелико. В области масс дипиона $m_{\pi\pi} \leq 1$ ГэВ оно ограничено s -, p - и d -волнами, причем вклад последней относительно мал. Тем не менее даже в этом простейшем случае при проведении фазового анализа встречаются некоторые трудности.

Поскольку изоспин пиона $T_\pi = 1$, дипионная система может в принципе характеризоваться пятью фазами: δ_0^0 , δ_0^2 , δ_1^1 , δ_2^0 и δ_2^2 , где нижний индекс указывает значение спина дипиона (т. е. взаимного орбитального момента π -мезонов), а верхний — изоспина. В различных зарядовых каналах $(\pi-\pi)$ -рассеяния перечисленные фазы представлены по-разному. Так, в каналах $(\pi^+\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+)$ - и $(\pi^-\pi^- \rightarrow \pi^-\pi^-)$ -рассеяния, которые возможны только при $T=2$, представлены только две фазы: δ_0^2 и δ_2^2 . Наоборот, в канале $(\pi^-\pi^+ \rightarrow \pi^-\pi^+)$ -рассеяния представлены все пять фаз.

Для получения результатов по отдельным фазам рассматривают все возможные каналы $(\pi-\pi)$ -рассеяния и сопоставляют результаты между собой. Но и в этом случае δ_0^0 -фаза [которую получают, исследуя $(\pi^-\pi^+ \rightarrow \pi^-\pi^+)$ -рассеяние] в области $m_{\pi\pi} \approx 800-900$ МэВ получается принципиально неоднозначной из-за влияния p -волны, имеющей в этой области мощный p -резонанс. Для разрешения этой неоднозначности надо изучать $(\pi^0-\pi^0)$ -рассеяние, в котором отсутствует p -волна, однако это очень трудная задача.

На рис. 436 схематически представлены результаты фазового анализа $(\pi-\pi)$ -рассеяния в области $m_{\pi\pi} < 1$ ГэВ (где рассеяние можно считать упругим*). При $m_{\pi\pi} > 1$ ГэВ $(\pi-\pi)$ -рассеяние делается неупругим, а количество парциальных волн возрастает. Это затрудняет фазовый анализ и, в частности, приводит к неоднозначности δ_0^0 -фазы в области $1 < m_{\pi\pi} < 1,8$ ГэВ.

* Строго говоря, $(\pi-\pi)$ -рассеяние является упругим только до порога реакции $\pi\pi \rightarrow 4\pi$, т. е. до $m_{\pi\pi} = 0,56$ ГэВ. Однако опыт показывает, что роль неупругого $\pi\pi$ -рассеяния весьма мала вплоть до порога реакции $\pi\pi \rightarrow KK$, т. е. до $m_{\pi\pi} = 1$ ГэВ.

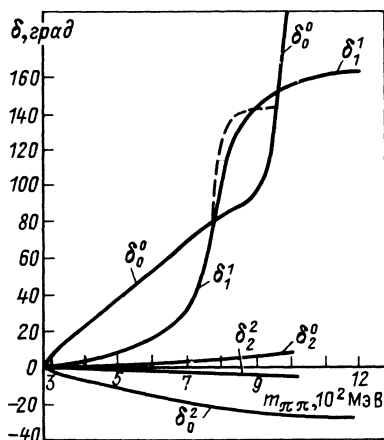


Рис. 436

Исследование $(\pi-\pi)$ -рассеяния продолжает оставаться очень важной задачей физики элементарных частиц, поскольку $(\pi-\pi)$ -взаимодействие является одной из разновидностей сильного взаимодействия, которая определяющим образом входит в широкий круг самых разнообразных явлений (формфакторы нуклонов, пионные резонансы, дипионный обмен в ядерных силах, пионная конденсация). Экспериментальные данные о $(\pi-\pi)$ -рассеянии используются для проверки существующих и построения новых моделей сильного взаимодействия*.

8. ПИОН-ЯДЕРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Кроме рассмотренных выше (см. § 112, пп. 1, 5, 6) элементарных процессов взаимодействия пионов [рождение и расщепление π -мезонов на нуклонах, образование пионных резонансов, $(\pi-\pi)$ -рассеяние] ядерная активность π -мезонов должна также проявляться и в более сложных процессах взаимодействия пионов с атомными ядрами, т. е. в виде пион-ядерных реакций.

До настоящего времени в основном изучались реакции рассеяния и поглощения π -мезонов ядрами. Сейчас в связи с вводом в строй сильноточных ускорителей (так называемых мезонных фабрик), позволяющих получать весьма интенсивные пучки π -мезонов, диапазон исследуемых пион-ядерных реакций существенно расширяется. Повышенный интерес к пион-ядерным реакциям вызван тем, что пион имеет нестандартные квантовые числа ($I^P=0^-, T=1, m=140$ МэВ), благодаря которым в ядре возникают специфические возбужденные состояния, которые трудно получить при помощи других частиц. Ниже будут кратко охарактеризованы различные виды ядерных реакций под действием π -мезонов.

* Подробнее о пион-пионном взаимодействии можно прочесть в обзоре: Мухин К. Н., Патаракин О. О. // Успехи физ. наук. 1981. Т. 133. Вып. 3. С. 377—426 и в монографии. Бельков А. А., Бунятов С. А., Мухин К. Н., Патаракин О. О. Пион-пионное взаимодействие. М.: Энергоатомиздат, 1985.

а. Пион-ядерное рассеяние

Теоретическое рассмотрение рассеяния пионов на ядре (и вообще пион-ядерного взаимодействия) — сложная задача ядерной физики, которая из-за многочастичного состава ядра не имеет точного решения, однако при $T_\pi < m_\pi c^2$ она может быть решена приближенно. Одну из возможных схем приближенного рассмотрения этой задачи можно себе представить следующим образом.

Исходным уравнением является уравнение Шредингера

$$\hat{H}\psi = E\psi,$$

где $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, $\hat{H}_0$ — гамильтониан ядра и π -мезона в отсутствие взаимодействия, $\hat{V}$ — оператор многочастичного взаимодействия. Их конкретные выражения могут быть получены из дополнительных предположений.

Так, в пренебрежении возбуждением ядра в промежуточном состоянии многочастичное взаимодействие можно описать как движение одной частицы в поле с эффективным комплексным оптическим потенциалом $V_{\text{эф}}$.

Другим вариантом описания пион-ядерного взаимодействия является модель многократного рассеяния Ватсона. Согласно этой модели потенциал пион-ядерного взаимодействия

V_A можно представить в виде суммы $V_A = \sum_{i=1}^A v_i$, где v_i — взаимодействие налетающей частицы с i -м нуклоном ядра, A — массовое число. Из модели следует, что пион-ядерное рассеяние выражается в виде ряда, состоящего из суммы однократных рассеяний пиона на каждом нуклоне ядра, суммы двукратных последовательных рассеяний пиона на двух различных нуклонах ядра (для всех $i \neq j$), суммы трехкратных рассеяний и т. п.

Для описания рассеяния пиона на внутриядерном нуклоне используется так называемое импульсное приближение, согласно которому нуклоны ядра считаются свободными, т. е. предполагается, что амплитуду рассеяния пиона на внутриядерном нуклоне можно заменить амплитудой рассеяния пиона на свободном нуклоне, которая известна (см. § 112, п. 2). Разумеется, как и всякое приближенное рассмотрение, импульсное приближение имеет ограниченную область применения. Оно справедливо в том случае, когда размер области взаимодействия меньше расстояния между нуклонами ядра.

В 1982 г. справедливость импульсного приближения была подтверждена в очень интересном эксперименте, выполненном

на Лосаламосской мезонной фабрике*. Было показано, что отношение сечений неупругого рассеяния π^- - и π^+ -мезонов на ядрах ^{13}C с возбуждением уровня 9,5 МэВ равно $\sigma(\pi^-^{13}\text{C})/\sigma(\pi^+^{13}\text{C})=9$, т. е. такое же, как и для рассеяния $\pi^\pm$ -мезонов на свободных нуклонах в области Δ -резонанса (см. § 112, п. 2). Этот результат можно интерпретировать как резонансное взаимодействие π^- -мезонов только с одной нейтронной фазой ядра ^{13}C .

Возможность раздельного изучения возбужденной протонной и нейтронной фаз ядер является очень ценной особенностью пион-ядерных взаимодействий.

6. Поглощение пионов ядрами

Известно, что подобно отрицательному мюону (см. § 104, п. 3) затормозившийся π^- -мезон образует π -мезоатом, а затем после серии радиационных переходов захватывается ядром. Однако в отличие от слабого μ -захвата π -захват происходит по сильному взаимодействию. В связи с этим характеристики π -мезоатома отличны от чисто электромагнитных характеристик μ -атома. Это отличие выражается в сдвиге и уширении уровней, а также в искажении пионной волновой функции.

Захват ядром π^- -мезона сопровождается выделением энергии покоя π -мезона $m_\pi c^2 = 140$ МэВ. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что захват π^- -мезона одним нуклоном ядра невозможен, точнее говоря (если учесть фермиевское движение), маловероятен. С наибольшей вероятностью захват π^- -мезона осуществляется парой нуклонов. После захвата π -мезона нуклоны разлетаются в противоположные стороны с примерно равными по абсолютной величине скоростями. Очевидно, что энергия каждого нуклона равна 70 МэВ, импульс $p = 350$ МэВ/с (т. е. относительный импульс $p' = 700$ МэВ/с), а расстояние между ними $\delta \approx \hbar/p' = 0,3 \cdot 10^{-13}$ см (корреляция нуклонов).

Образовавшиеся нуклоны вылетают из ядра или выбивают из него каскадно еще несколько нуклонов, в результате чего образуются (например, в фотоэмульсии, облученной π^- -мезонами) так называемые звезды (см. § 110, п. 2). Изучение поглощения π -мезонов ядрами позволяет получать информацию о распределении нуклонов ядра по скоростям и о их корреляции между собой.

* CERN Courier. 1982. Vol. 22, № 1, P. 13—14.

в. Другие пион-ядерные реакции

На мезонных фабриках с особенно большими интенсивностями пионных пучков можно изучать реакции $A(\pi, 2\pi)A'$ на ядрах при энергии пионов $T_\pi \leq 500$ МэВ. Раньше такие процессы практически не изучались из-за очень малого сечения. Между тем их исследование представляет значительный интерес по нескольким причинам: возможность получения дополнительной информации о реакции $(\pi, 2\pi)$ на простейшем ядре — протоне, изучение нового канала пион-ядерного взаимодействия, возможность изучения структуры ядра в области, недоступной для других методов, и, наконец, возможность исследования свойств ядерной материи в целом.

Уже при самом предварительном рассмотрении можно отметить несколько интересных задач, для решения которых реакция $(\pi, 2\pi)$ особенно удобна.

1. Реакция $(\pi, 2\pi)$ на протоне изучалась достаточно широко (см. § 112, пп. 6 и 7). Однако вблизи порога экспериментальные данные практически отсутствуют. В настоящее время вся мировая статистика по угловым распределениям вторичных пионов (исходный материал для фазового анализа) в этой области энергий составляет всего лишь несколько сотен событий. В связи с этим данные о $(\pi-\pi)$ -рассеянии в области малых энергий все еще нельзя считать окончательными. Изучение реакции $\pi p \rightarrow \pi\pi N$ в условиях мезонной фабрики позволит увеличить статистику полезных событий примерно на два порядка. Это даст возможность получить надежные данные о параметрах $(\pi-\pi)$ -рассеяния при малых энергиях (о сечении, фазах и длинах рассеяния), позволит правильно выбрать эффективный лагранжиан и проверить существующие (или построить новые) модели сильного взаимодействия.

2. Точные данные по $(\pi p \rightarrow \pi\pi N)$ -реакции важны не только сами по себе, но и как репер для дальнейшего исследования $(\pi, 2\pi)$ -процессов на связанном нуклоне ядра, т. е. реакции $A(\pi, 2\pi)A'$ на ядре. Выделив диаграмму однопионного обмена на ядре и сравнивая параметры этого процесса с репером, можно оценить роль квазисвободных процессов, изучить изменение пионной волновой функции в ядерной среде, изменение константы $\pi\pi$ -вершины для конкретных ядер и др. Все это даст возможность изучить роль пионной моды в ядерном веществе и особенности реакций $A(\pi, 2\pi)A'$ на ядрах.

3. Из-за специфических квантовых чисел π -мезона ($I^P = 0^-$, $T = 1$) реакция $A(\pi, 2\pi)A'$ весьма эффективна для изучения

спин-изоспиновых коллективных возбуждений ядра типа гигантских резонансов.

В последние годы кроме давно известного и хорошо изученного дипольного электрического резонанса типа $E1$ было открыто много новых гигантских резонансов разных типов (монопольные, дипольные, квадрупольные, октупольные) и разновидностей (электрические и магнитные, изоскалярные и изовекторные), причем некоторые из них были обнаружены при нескольких энергиях возбуждения ядер (см. § 13, п. 4).

Для возбуждения гигантских резонансов обычно использовались процессы (ee') , (pp') , $(\alpha\alpha')$ и др., которые идут по нейтральным каналам. Однако все они обладают двумя существенными недостатками: появлением большого нерезонансного фона и невозможностью возбуждения предсказанного теоретически изовекторного гигантского резонанса 0^- (с аномальной четностью).

Для возбуждения этого резонанса использовалась (pn) -реакция, идущая в заряженном канале. Этим способом были получены 0^- , 1^- и 2^- уровни, однако при их разрешении возникают большие трудности.

Реакция $(\pi, 2\pi)$ свободна от недостатков всех перечисленных выше способов возбуждения гигантских резонансов (как в нейтральных, так и в заряженных каналах): она позволяет получать уровни с аномальной четностью, дает возможность их разрешить и позволяет уменьшить фон.

В реакции $(\pi, 2\pi)$ при малых энергиях налетающего пиона конечные π -мезоны образуются в s -состоянии, т. е. квантовые числа конечного ядра определяются орбитальным моментом l (и внутренней четностью) первичного пиона. Таким образом, ядра, находящиеся в состоянии 0^+ , переходят в состояния с аномальной четностью 0^- , 1^+ , 2^- и т. п.

В связи с отсутствием спина у пиона угловое распределение вторичных пионов однозначно связано с моментом возбуждаемого уровня. Это дает возможность его выделить. Предсказываемая энергия возбуждения 0^- уровня — порядка 25 МэВ. Поэтому наиболее ярко он должен проявляться при энергиях первичных пионов $T_\pi \approx 180$ МэВ.

В реакции $(\pi, 2\pi)$ имеется возможность подавления фона за счет кулоновского сдвига уровней. Например, в реакциях $A(\pi^+, \pi^+ \pi^+)A'$ и $A(\pi^+, \pi^+ \pi^-)A''$ должны возбуждаться уровни с $\Delta T=1$ и аномальной четностью. Из-за кулоновского взаимодействия положение этих уровней будет сдвинуто (примерно на 8 МэВ для ядра ^{40}Ca и на 20 МэВ для $^{208}_{82}\text{Pb}$). Сдвигая полученные спектры на рассчитанную величину кулоновского

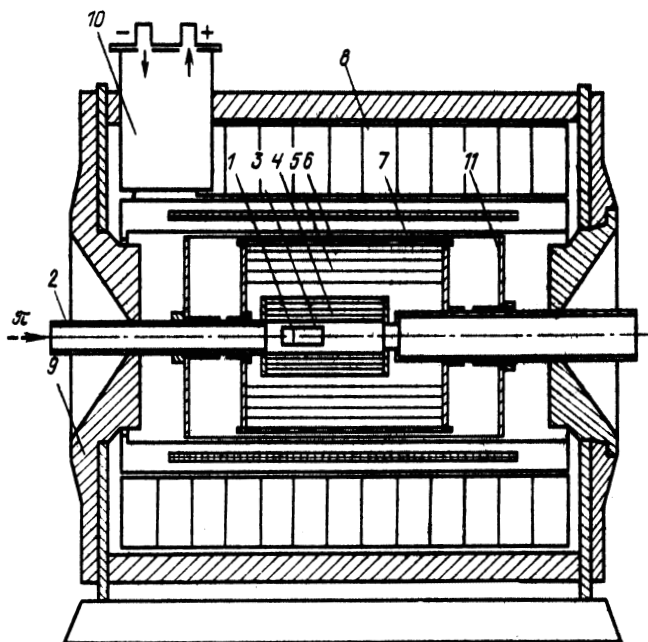


Рис. 437

взаимодействия и выбирая совпадающие структуры, можно выделить части спектра, обусловленные изовекторными резонансами.

4. Реакция $A(\pi, 2\pi)A'$ чрезвычайно удобна для наблюдения так называемых «предкритических явлений» в ядерной материи (см. § 10; п. 3): ядру передаются квантовые числа пиона, образуется состояние с аномальной четностью, передаваемый импульс лежит в требуемой области $q \approx 2 + 3m_\pi$, можно фиксировать энергию возбуждения. Ожидаемый эффект должен проявиться в виде широкого пика в $d\sigma/d\Omega$ при требуемых q , и по степени его выраженности можно говорить о близости ядерной плотности к критической. По-видимому, изучение $A(\pi, 2\pi)A'$ -реакций является одним из наиболее ясных и просто интерпретируемых экспериментов, которые могут быть использованы для решения этой задачи.

Изложенную программу предполагается реализовать на пионном пучке строящейся Московской мезонной фабрики при помощи создаваемого в ИАЭ им. И. В. Курчатова, ИЯИ АН СССР и НИИФ ЛГУ универсального широкоугольного быстродействующего детектора редких процессов «Амбир».

Схема детектора изображена на рис. 437. Здесь 1 — сменная мишень (твердая или криогенная); 2 — вакуумный ионопровод с «прозрачной» для частиц вставкой в области мишени; 3 — полупроводниковый стриповый вершинный детектор; 4 и 5 — малая и большая цилиндрические дрейфовые камеры для детектирования заряженных частиц; 6 — запускающие сцинтилляционные счетчики; 7 — радиационно-прозрачный сверхпроводящий соленоид на 1 Тл; 8 — нейтральный детектор для регистрации γ -квантов и π^0 -мезонов; 9 — наборный профилированный стальной магнитопровод для выравнивания напряженности поля; 10 — блок ввода электропитания и криогенного охлаждения соленоида; 11 — герметичный разборный бак*. Детектор «Ам-пир» может быть также использован для изучения фотоядерных реакций на высокоинтенсивных фотонных пучках (см. § 76, п. 2).

§ 113. Краткое заключение к гл. XIX

В гл. XIX описаны свойства заряженных и нейтральных пионов.

Пионы (π -мезоны) — легчайшие частицы из класса мезонов, т. е. ядерно-активных (сильновзаимодействующих) частиц (адронов) с барионным зарядом $B=0$. Заряженные π -мезоны (π^+ и π^-) были открыты в 1947 г. фотозумельсионным методом в составе космических лучей, нейтральные π -мезоны (π^0) — на ускорителе при помощи системы счетчиков.

Масса заряженных π -мезонов равна $m_{\pi^{\pm}} \approx 273m_e$. Они распадаются по схемам слабого взаимодействия ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}$) за время $\tau_{\pi^{\pm}} \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Масса нейтрального π -мезона $m_{\pi^0} \approx 264m_e$, а время жизни $\tau_{\pi^0} \approx 0,8 \cdot 10^{-16}$ с, он распадается по электромагнитной схеме $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (и примерно с вероятностью 10^{-2} по схеме $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$).

π -Мезоны относятся к числу псевдоскаляров: они имеют нулевой спин и отрицательную P -четность. π^+ - и π^- -Мезоны являются частицей и античастицей друг друга. π^0 -Мезон — истинно нейтральная частица. Он характеризуется положительной C -четностью. Все π -мезоны имеют отрицательную G -четность.

Согласно мезонной теории ядерных сил π -мезоны являются квантами ядерного взаимодействия. Они вносят основной вклад в передачу сильного взаимодействия между нуклонами и другими адронами на относительно больших расстояниях ($r \approx \lambda_{\pi}^* = \hbar/(m_{\pi}c) = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см).

Поскольку основным свойством ядерных сил является изотопическая инвариантность (зарядовая независимость), кванты этих сил — π -мезоны — также обладают этим свойством. Подобно тому как нуклоны образуют изотопический дублет частиц с изоспином $T_N=1/2$ и проекциями изоспина $T_N^z = +1/2$ и $T_N^z = -1/2$, π -мезоны образуют изотопический триплет частиц с изоспином $T=1$ и проекциями изоспина $T^z = +1$, $T^z = -1$ и $T^z = 0$.

* Подробнее см. Курепин А. Б. и др., Мухин К. Н. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0484, М. 1986.

Изоспин T сохраняется в сильных взаимодействиях, а его проекция T_z — в сильном и электромагнитном взаимодействиях.

Для сильных и электромагнитных взаимодействий, протекающих с участием π -мезонов и нуклонов, выполняется соотношение

$$z = T_z + B/2.$$

Изотопическая инвариантность пион-нуклонных взаимодействий позволила предсказать правила отбора для реакций, идущих с участием π -мезонов, связь между сечениями рождения пионов в нуклон-нуклонных соударениях и соотношения между сечениями $(\pi-N)$ -рассеяний.

В связи с ядерной активностью π -мезонов они в большом количестве рождаются в нуклон-нуклонных соударениях при энергии падающих нуклонов $T_N \geq 290$ МэВ. Особенно большие интенсивности пионных пучков получают на сильноточных протонных ускорителях (так называемых мезонных фабриках).

При достаточно высоких энергиях в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных соударениях может рождаться несколько пионов (множественное рождение). При этом пары и тройки образующихся пионов при некоторых определенных энергиях (в своей системе центра инерции) проявляют все свойства «самостоятельных» элементарных частиц. Им можно приписать определенные значения

массы $M = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_{\text{полн}}^2 - P_{\text{полн}}^2 c^2}$, заряда, спина, изоспина, четности и других

квантовых чисел. В кинематике рождения они также ведут себя как обычные элементарные частицы с определенными импульсом и энергией.

Единственное отличие этих частиц от обычных — их малое время жизни ($\tau \approx 10^{-23}$ с). В связи с этим такие частицы образуют класс нестабильных частиц — резонансов, распадающихся по сильному взаимодействию за ядерное время. Резонансы характеризуются очень большой шириной $\Gamma \approx 100$ МэВ. Примером дипионного резонанса является ρ -резонанс с массой $m_\rho \approx 770$ МэВ и квантовыми числами $I^P = 1^-$, $T^G = 1^+$, $C_{\rho^0} = +1$, а трехпионного — ω -резонанс с массой $m_\omega \approx 782$ МэВ и квантовыми числами 1^- , 0^- , $C = -1$.

Резонансы образуются и при других сочетаниях частиц, например пиона с нуклоном. Наиболее известен из них барионный Δ^{++} -резонанс (Δ -изобара) с $m = 1232$ МэВ, $T = 3/2$, $I = 3/2$, который за ядерное время распадается по схеме $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$.

Как и обычные частицы, резонансы имеют античастицы, которые называются антирезонансами.

Поскольку π -мезон является квантом сильного взаимодействия, должен с заметной вероятностью проявляться процесс типа рассеяния кванта на кванте, т. е. $(\pi-\pi)$ -рассеяние. В связи с отсутствием встречных пионных пучков сведения о $(\pi-\pi)$ -рассеянии (сечении и фазе) получают исключительно косвенными методами — из анализа процессов с образованием пионов в конечном состоянии.

В последние годы широко обсуждается роль пионной фазы в гипотетических фазовых переходах ядерной материи в аномальное (по плотности ядерного вещества) состояние.

Глава XX

СТРАННЫЕ ЧАСТИЦЫ

§ 114. К-Мезоны

1 ЭМУЛЬСИОННАЯ И ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРЫ

Основным недостатком описанного выше (§ 110, п. 1) варианта фотографического метода является малая толщина эмульсионного слоя в используемых фотопластинках: в нем могут полностью укладываться только длины пробегов частиц, летящих параллельно плоскости слоя. Очевидно, что для надежного детектирования заряженных частиц независимо от направления их полета желательно иметь эмульсионный блок примерно с одинаковыми размерами по всем осям. Однако толщину эмульсионного слоя на фотопластинке увеличивать беспредельно нельзя, так как уже для толщины 1—2 мм возникают чрезвычайно большие трудности при их проявлении и просмотре под микроскопом.

В 1948 г. советским физиком В. В. Алперсом (а также несколько позднее независимо от него О'Деллом и др., Пауэллом, Лалом и др. за рубежом) был разработан метод, получивший название эмульсионной камеры. Сущность этого метода заключается в том, что облучению подвергаются не фотопластинки, а толстые эмульсионные пачки, составленные из отдельных слоев фотографической эмульсии (без стекол), удобной для обработки и просмотра толщины (300—600 мкм). После облучения пачка разбирается на слои, каждый из которых проявляется и просматривается отдельно (рис. 438).

В отличие от фотопластинки, где на большой длине могут быть просмотрены только горизонтальные следы, а все наклонные выходят за пределы эмульсионного слоя, в эмульсионной камере наклонные следы, выйдя из данного слоя, продолжают в соседнем, затем в следующем и т. д., пока частица не остановится или не выйдет за пределы эмульсионной камеры. Для того чтобы можно было быстро находить продолжение следов в соседних эмульсионных слоях, на все слои перед разборкой эмульсионной камеры наносится (при помощи рентгеновских лучей или оптическим методом) единая координатная

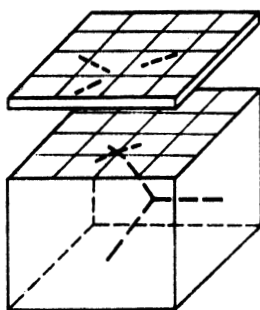


Рис. 438

прямоугольная сетка с расстояниями между линиями в несколько миллиметров. Таким образом, поиск продолжения следа в соседнем слое производится в определенном квадрате, расстояния от сторон которого могут быть измерены при помощи окулярной шкалы микроскопа. Если сопоставление следов в соседних слоях сделано правильно, то координаты конца следа в одном слое должны совпадать с координатами начала следа в соседнем.

Метод эмульсионной камеры получил широкое распространение в 50-е годы. В 1954 г. бомбейская группа физиков изготовила и обработала камеру размером $15 \times 15 \times 12$ см и массой около 11 кг, состоящую из 200 эмульсионных слоев толщиной по 600 мкм каждый, а с 1955 г. используются эмульсионные камеры массой несколько десятков килограммов. Применение эмульсионных камер большого объема позволило обнаружить ряд интересных явлений, речь о которых будет идти ниже.

Эмульсионная камера — один из видов так называемых трековых (или следовых) детекторов, в которых частицы оставляют следы.

Другим очень важным трековым детектором является изобретенная Глезером (1952 г.) пузырьковая камера. Принцип действия пузырьковой камеры сходен с принципом действия камеры Вильсона. Как известно, в камере Вильсона используется свойство пересыщенного пара конденсироваться в виде мельчайших капелек жидкости на пути прохождения заряженной частицы. В пузырьковой камере используется свойство перегретой жидкости образовывать на пути заряженной частицы пузырьки пара.

Глезер показал, что жидкость, приведенная в перегретое состояние (когда давление насыщенных паров над ее поверхностью больше гидростатического), вскипает не сразу, она может сохранить это состояние до нескольких десятков миллисекунд. Если в это время (называемое временем чувствительности) через объем жидкости пролетит заряженная частица, то из-за местного перегрева жидкости, вызванного прямой передачей кинетической энергии от возникших на пути частицы ионов молекулам жидкости, образуются мельчайшие зародышевые пузырьки пара, которые затем быстро разрастаются до видимых размеров. В этот момент рабочий объем камеры освещается импульсным источником света и фотографируется двумя или несколькими фотоаппаратами для получения пространственной картины зарегистрированного явления.

Пузырьковая камера, так же как и камера Вильсона, используется с магнитным полем (постоянным или импульсным,

создаваемым на время чувствительности жидкости). Это дает возможность по направлению и кривизне следов частиц определять знак их электрического заряда и величину импульсов.

Полученные снимки обрабатываются на специальных просмотрных и измерительных установках, снабженных устройствами для автоматической записи полученных данных, например на перфорированной ленте. Лента вводится в электронную вычислительную машину, которая по заданной программе обрабатывает явление.

На выходе машины получают не только геометрические характеристики явления (пространственные координаты, углы между отдельными лучами, их длина и кривизна), но и его физические параметры (импульсы и энергии частиц). В более совершенных установках измерительное устройство непосредственно подсоединяется к ЭВМ по схеме *on line*.

Пузырьковая камера объединяет достоинства фотоэмульсии и камеры Вильсона (большие объем и плотность рабочего вещества, магнитное поле, более короткий, чем у камеры Вильсона, рабочий цикл).

Очень ценным свойством пузырьковой камеры является возможность использования в качестве рабочего вещества жидкостей с самыми разнообразными свойствами, например пропана, фреона, ксенона, водорода, гелия. Это позволяет изучать те или иные явления наиболее эффективно. Так, водородная пузырьковая камера очень удобна для изучения взаимодействия частиц с протонами.

Для этой же цели (хотя и с меньшими удобствами) может быть использована более простая в эксплуатации пропановая камера. Гелиевая камера используется для изучения взаимодействия частиц с ядрами гелия, которые очень удобны для анализа, так как у ${}^4_2\text{He}$ как обычный, так и изотопический спин равны нулю; ксеноновая (благодаря малой радиационной длине ксенона) — для изучения электромагнитных процессов (например, распада π^0 -мезона на два γ -кванта с последующей конверсией их в электрон-позитронные пары).

Пузырьковые камеры наряду с эмульсионными камерами сыграли очень большую роль при изучении свойств новых частиц. В настоящее время метод пузырьковой камеры также остается одним из самых эффективных методов изучения свойств элементарных частиц, хотя в 60-е и особенно в 70-е годы очень интересные результаты были получены с помощью искровых камер (см. § 105, п. 2) и с помощью комбинированных методов (см. § 118, п. 4; § 125 и 126).

2. ОТКРЫТИЕ К-МЕЗОНОВ

τ -Мезон. В 1949 г. при анализе фотопластинок, облученных на большой высоте космическими лучами, была обнаружена звезда, состоящая из четырех следов. Из характера изменения плотности зерен и угла многократного рассеяния можно было установить, что один из следов принадлежит первичной частице, имеющей $z=1$ и массу $m \approx 1000m_e$. Остальные три следа принадлежат вторичным частицам, образовавшимся в результате распада первичной частицы после ее остановки. Подробное изучение характера следов вторичных частиц показало, что эти частицы являются π -мезонами и что их импульсы компланарны и в сумме равны нулю. Поэтому схему распада первичной частицы, названной τ -мезоном, запишем в виде

$$\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}. \quad (114.1)$$

Детальное изучение аналогичных случаев, особенно надежное в эмульсионных камерах большого объема, в которых укладываются пробеги всех трех π -мезонов, показало, что во всех случаях начальные участки следов π^{+} -мезонов компланарны, суммарный импульс π -мезонов равен нулю и энергия Q , освобождающаяся при распаде, одна и та же. Это означает, что распад первичной частицы происходит только на три заряженные частицы и никаких дополнительных нейтральных частиц при распаде не образуется. В связи с этим одно время τ -мезон часто называли $K_{\pi^+}^+$ -мезоном, подчеркивая в обозначении схему его распада и знак электрического заряда. По измеренному значению $Q = 75 \pm 0,2$ МэВ и известному значению масс π -мезонов была подсчитана масса τ -мезона, которая оказалась равной $m_{\tau} = 3m_{\pi} + Q = 966m_e$.

Во всех зарегистрированных до сих пор в эмульсии случаях распада τ -мезона последнему приписывается положительный знак заряда.

В отличие от явлений, зарегистрированных в эмульсионной камере, которые интерпретируются как распад τ^{+} -мезона после его остановки, в камере Вильсона были зафиксированы случаи распада τ -мезонов на лету. В этом случае кроме τ^{+} -распадов были обнаружены также и распады τ^{-} -мезонов. Анализ результатов, полученных в камере Вильсона, позволил получить предварительную оценку времени жизни τ -мезона:

$$\tau_{\tau} \approx 10^{-8} \text{ с.}$$

θ^0 -Мезон. При исследовании космических лучей с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле, в 1951 г. были обнаружены так называемые V -частицы, т. е. вилки,



Рис. 439

состоящие из следов двух заряженных частиц, исходящих из одной и той же точки (рис. 439). Вилки такого типа можно интерпретировать как двухлучевые звезды, вызванные нейтральными частицами, например нейтронами, или как результат распада нейтральной частицы на две заряженные вторичные частицы. Различить оба возможных случая можно по выделяющейся энергии Q , которая при распаде нейтральной частицы на две заряженные должна быть строго определенной.

В результате анализа множества V-вилок было доказано существование двух типов нейтральных нестабильных частиц: V_1^0 и V_2^0 , распад которых на две заряженные частицы сопровождается выделением энергии $Q_1 \approx 37$ и $Q_2 = 220$ МэВ соответственно. Относительно частицы V_1^0 мы будем говорить подробно в § 115, что же касается частицы V_2^0 , названной θ^0 -мезоном, то оказалось, что она распадается на два π -мезона:

$$\theta^0 \rightarrow \pi^+ - \pi^-, \quad Q \approx 220 \text{ МэВ}. \quad (114.2)$$

В соответствии с этой схемой распада θ^0 -частицу называли $K_{\pi 2}^0$ -мезоном. Значение массы θ^0 -мезона определяется как $m_{\theta^0} = 2m_{\pi} + Q \approx 965m_e$.

Время жизни θ^0 -частицы определялось по времени пролета медленной θ^0 -частицы от места ее предполагаемого рождения (звезда, лежащая в плоскости вилки на некотором расстоянии от ее вершины) до места распада. Оно оказалось равным

$$\tau_{\theta^0} \approx 10^{-10} \text{ с}.$$

Здесь приведены лишь самые предварительные сведения о нейтральных K -мезонах. В § 116 и 118 мы остановимся на этом вопросе подробнее.

κ -Мезон и другие K -частицы. В 1951 г. при исследовании мюонов, образующихся при $(\pi - \mu)$ -распаде, были обнаружены два случая, напоминающие $(\pi - \mu)$ -распад, в которых, однако, следы мюонов были значительно длиннее 600 мкм и различны по длине. Измерение массы первичной частицы, названной κ -мезоном, дало значение $m_{\kappa} \approx 1000m_e$, а различная длина пробега была объяснена трехчастичной схемой распада:

$$\kappa \rightarrow \mu + 2 \text{ н. ч.},$$

где н. ч. нейтральная частица.

Впоследствии в результате изучения достаточно большого числа случаев $(\kappa - \mu)$ -распада было установлено, что этот распад происходит по схеме

$$\kappa^+ \rightarrow \mu^+ + \pi^0 + \nu, \quad Q \approx 250 \text{ МэВ} \quad (K_{\mu 3}^+ \text{-мезон}),$$

так что масса κ^+ -мезона равна $(966 \pm 1)m_e$.

В ходе дальнейших исследований космических лучей и пучков, выведенных из ускорителей, были обнаружены частицы со сходными схемами распада (одинаковые Q), но различными знаками заряда:

$$1) \tau^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad Q = 75 \text{ МэВ} \quad (K_{\pi 3}^0); \quad (114.4)$$

$$2) \theta^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0, \quad Q = 220 \text{ МэВ} \quad (K_{\pi 2}^\pm); \quad (114.5)$$

$$3) \kappa^0 \rightarrow \mu^\pm + \pi^\mp + \nu; \quad Q = 250 \text{ МэВ} \quad (K_{\mu 3}^0). \quad (114.6)$$

Массы всех этих частиц оказались равными $(965-970)m_e$, времена жизни для $K^\pm$ -мезонов — порядка 10^{-8} с, а для K^0 -мезонов — примерно 10^{-10} с.

3. $(\theta-\tau)$ -ПРОБЛЕМА

Из предыдущего видно, что имеется много случаев распада нестабильных частиц с близкими массами и временами жизни.

Естественно было предположить, что они являются различными схемами распада одной и той же частицы. Однако такому заключению противоречит существенное различие в свойствах θ - и τ -частиц, которые имеют противоположную четность. В самом деле, в соответствии со схемой распада θ^+ -частицы на два π -мезона и в предположении, что в процессе распада выполняется закон сохранения четности, получим для четности θ^+ -частицы

$$P_{\theta^+} = P_\pi \cdot P_{\pi^0} (-1)^l = (-1)(-1)(-1)^l = (-1)^l. \quad (114.7)$$

Так как спин θ^+ -частицы $s_{\theta^+} = s_{\pi^+} + s_{\pi^0} + l = l$, то

$$P_{\theta^+} = (-1)^{s_{\theta^+}}. \quad (114.8)$$

Отсюда следует, что θ^+ -мезон может иметь следующую серию значений спина и четности: $0^+, 1^-, 2^+, \dots$ из которых наиболее вероятным является 0^+ .

Аналогично можно получить допустимые значения спина и четности τ -мезона, если для удобства рассуждений разбить систему трех π -мезонов на π^- -мезон и двухпионную систему $(\pi^+ + \pi^+)$, состоящую из двух тождественных π^+ -мезонов (рис. 440):

$$\tau^+ \rightarrow \pi^- + (\pi^+ + \pi^+).$$

Тогда спин τ^+ -мезона

$$s_{\tau^+} = s_\pi + l + l = l + l = L + l, \quad (114.9)$$

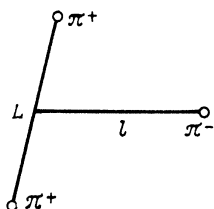


Рис. 440

где s_{π^-} — спин π^- -мезона; $I = s_{\pi^+} + s_{\pi^-} + L$ — полный момент $(\pi^+ + \pi^-)$ -системы; s_{π^+} — спин π^+ -мезона; L — орбитальный момент π^+ -мезонов в их с.ц.и. (напомним, что $s_{\pi^-} = 0$); I — орбитальный момент π^- -мезона относительно $\pi^+ \pi^-$ -системы.

Соответственно четность τ^+ -мезона

$$P_{\tau} = P(\pi^+ + \pi^-) P_{\pi} (-1)^L =$$

$$P_{\pi^+}^2 (-1)^L P_{\pi} (-1)^L = P_{\pi}^3 (-1)^{L+1} = (-1)^{L+1+1} \quad (114.10)$$

(так как $P_{\pi^+} = P_{\pi} = -1$).

Из характера углового и энергетического распределений π -мезонов от τ^+ -распада следует, что наиболее вероятным значением спина τ^+ -мезона является $s_{\tau^+} = 0$. Но согласно (114.9) $s_{\tau^+} = L + I$, поэтому из $s_{\tau^+} = 0$ следует $L = I$, т. е. число $L + I = 2L$ должно быть четным и

$$P_{\tau^+} = (-1)^{2L+1} = -1. \quad (114.11)$$

Итак, τ^+ -мезон имеет спин и четность 0^- , а θ^+ -мезон — спин и четность 0^+ , хотя обе эти частицы имеют равные массы и времена жизни (различие в массе τ^+ - и θ^+ -мезонов составляло 0,1%).

Возникшую трудность, которую называли $(\theta - \tau)$ -проблемой, пытались разрешить разными способами. Однако к успеху привел только наиболее радикальный из них — предположение о нарушении закона сохранения четности в K -распаде, высказанное в 1956 г. Ли и Янгом.

4. НЕСОХРАНЕНИЕ P -ЧЕТНОСТИ В K -РАСПАДЕ

Закон сохранения пространственной четности претерпел весьма любопытную эволюцию. Открытый еще на заре становления квантовой механики для зеркально-симметричных процессов, он стал успешно применяться при классификации уровней атомов и ядер, для получения правил отбора в электромагнитных процессах и ядерных реакциях (см. § 6) и даже (ошибочно, как потом выяснилось) при построении первой теории β -распада, т. е. для интерпретации процесса слабого взаимодействия. И вот от этого, казалось бы, универсального закона сохранения надо было отказаться для решения $(\theta - \tau)$ -проблемы.

Схема рассуждений Ли и Янга была такова. Поскольку τ^+ - и θ^+ -мезоны имеют одинаковые массы, времена жизни

и спины, они должны быть тождественны друг другу и по всем остальным параметрам, в том числе и по значению внутренней четности. Однако при распаде $\tau^+ \equiv \theta^+$ -частицы четность не сохраняется и, следовательно, при получении формул (114.7) и (114.10) нельзя опираться на закон сохранения четности. Тогда, конечно, никакой $(\theta - \tau)$ -проблемы не будет, но возникает еще более серьезная проблема, заключающаяся в необходимости распространения гипотезы о нарушении закона сохранения четности на все слабые процессы, включая β -распад, который характеризуется такой же константой, что и распад *K*-мезона.

Серьезность этой новой проблемы заключалась в том, что, с одной стороны, первая теория β -распада опиралась на закон сохранения четности, а с другой, ее выводы подтверждались многочисленными экспериментами. О том, как Ли и Янг преодолели и эту, еще более серьезную проблему, мы уже рассказывали раньше (см. § 18, п. 8).

Итак, согласно Ли и Янгу $\tau^+ \equiv \theta^+$ и вообще все *K*-мезоны, перечисленные в п. 2 этого параграфа, следует считать одной и той же частицей, имеющей несколько различных схем распада с разной вероятностью:

$$\begin{array}{l}
 \nearrow \mu^+ + \nu_\mu (53,5\%) \\
 \nearrow \pi^+ + \pi^0 (21,2\%) \\
 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ (5,6\%) \\
 \searrow e^+ + \pi^0 + \nu_e (4,8\%) \\
 \searrow \mu^+ + \pi^0 + \nu_\mu (3,2\%) \\
 \searrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 (1,7\%)
 \end{array} \quad (114.12)$$

Масса и время жизни *K*-мезона соответственно равны

$$\begin{aligned}
 m_K &= (966,041 \pm 0,018) m_e; \\
 \tau_K &= (1,2371 \pm 0,0028) \cdot 10^{-8} \text{ с.}
 \end{aligned} \quad (114.13)$$

Распадные свойства *K*⁻-мезонов изучены хуже (из-за большой вероятности захвата), однако в соответствии с *CPT*-теоремой (см. § 103, п. 3) можно считать, что они имеют такие же массу, время жизни и спин, как и *K*⁺-мезоны и зарядово-сопряженные схемы распада. Экспериментально известно, что $m_K = m_{K^+}$ и $\tau_K = \tau_{K^+}$ с точностью не хуже 99,9%.

Полезно отметить, что нарушение закона сохранения четности в распаде *K*-мезонов не мешает им иметь определенную внутреннюю четность. Здесь дело обстоит так же, как в случае

π -мезонов и β -радиоактивных ядер, в распаде которых тоже нарушается закон сохранения четности, но которые имеют определенную внутреннюю четность. Разница только в том, что четность π -мезонов и атомных ядер определяется по отношению к нуклонам, а K -мезонов — по отношению к Λ -гиперонам. В этом смысле K -мезоны имеют отрицательную внутреннюю четность, что в сочетании с нулевым спином означает их принадлежность к одному и тому же с π -мезонами классу псевдоскаляров.

Барионный заряд K -мезонов, как это следует из схем распада, равен нулю ($B=0$)

§ 115. Гипероны

Как уже упоминалось, в 1951 г. при исследовании космических лучей с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, были обнаружены V -вилки из двух следов заряженных частиц, часть которых возникла в результате распада θ^0 -мезона, а часть при распаде другой нейтральной нестабильной частицы V_1^0 . Масса и энергия вторичных заряженных частиц, на которые распадается V_1^0 -частица, или, как ее потом называли, Λ -частица, были оценены по значению импульса и ионизации, в результате чего была установлена следующая схема распада Λ -частицы.

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-, Q \approx 37 \text{ МэВ.} \quad (115.1)$$

Позднее Λ -частицы изучались с помощью пузырьковых камер, помещенных в магнитное поле, которое позволяет идентифицировать протоны и π^- -мезоны Λ -распада и определять их импульсы, а также с помощью метода эмульсионной камеры, в которой при достаточно больших ее размерах могут укладываться полные пробеги как протона, так и π -мезона, следовательно, методом эмульсионной камеры также может быть проведен полный анализ Λ -распада.

На рис. 441 приведена схема распада Λ -частицы, на которой изображены след протона p и след π^- -мезона, оканчивающийся трехлучевой звездой.

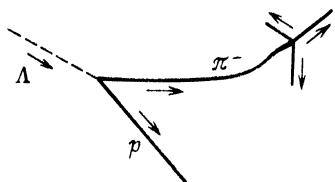


Рис. 441

Измерение энергии протона и π^- -мезона для большого числа аналогичных случаев дало для Q значение 37,76 МэВ, откуда для массы Λ -частицы получается значение $m_\Lambda = (2183,23 \pm 0,10) m_e$.

Время жизни Λ -частицы было определено при анализе большого

числа случаев Λ -распада с известными длинами пробегов до места распада (в камере Вильсона, пузырьковой камере и фотоэмульсии). По последним данным оно равно

$$\tau_{\Lambda} = (2,631 \pm 0,020) \cdot 10^{-10} \text{ с.}$$

Приведенная выше схема распада Λ -частицы осуществляется примерно для 2/3 всех случаев. В остальных случаях распад протекает по схеме

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0; \quad Q = 39,05 \text{ МэВ.} \quad (115.2)$$

Этот процесс был изучен с помощью ксеноновой пузырьковой камеры, позволяющей регистрировать $(e^+ - e^-)$ -пары, образованные γ -квантами от распада π^0 -мезонов.

В очень редких случаях наблюдаются также лептонные схемы распада Λ -частицы:

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e; \quad \Lambda \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}_{\mu} \quad (115.3)$$

(около 0,1 и 0,01% для первой и второй реакции соответственно).

Метастабильные частицы тяжелее протона с временем жизни порядка 10^{-10} с, барионным зарядом $B=1$, лептонным зарядом $L=0$ и некоторыми специфическими (странными) свойствами (о которых речь пойдет несколько позже) были названы гиперонами.

Λ -частица является нейтральным гипероном. Кроме Λ -гиперона в 1954 г. в опытах на брукхейвенском ускорителе с энергией 3 ГэВ (так называемый космотрон) и в 1958 г. в составе космических лучей были обнаружены заряженные $\Sigma^{\pm}$ -гипероны со следующими схемами распада:

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0, \quad Q = 116 \text{ МэВ,} \\ &\rightarrow n + \pi^+, \quad Q = 110 \text{ МэВ,} \end{aligned} \quad (115.4)$$

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-, \quad Q = 117 \text{ МэВ;} \quad (115.5)$$

Масса и время жизни Σ^+ - и Σ^- -гиперонов соответственно равны

$$\begin{aligned} m_{\Sigma^+} &= (2327,5 \pm 0,1) m_e, \quad m_{\Sigma^-} = (2343,3 \pm 0,1) m_e, \\ \tau_{\Sigma^+} &= (0,800 \pm 0,004) \cdot 10^{-10} \text{ с,} \quad \tau_{\Sigma^-} = (1,48 \pm 0,01) \cdot 10^{-10} \text{ с.} \end{aligned}$$

Обращаем внимание читателя на то, что в отличие от π^+ - и π^- -мезонов Σ^+ - и Σ^- -гипероны не являются частицей и античастицей и поэтому имеют разные массы и времена жизни.

В 1952 г. был обнаружен еще один заряженный гиперон — так называемый каскадный гиперон (Ξ^- -гиперон), который распадается по каскадной схеме

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-; \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-, \quad (115.6)$$

причем на первом этапе выделяется энергия $Q = 65,8$ МэВ. Масса Ξ^- -гиперона $m_{\Xi} = (2585,75 \pm 0,25)m_e$, время жизни $\tau_{\Xi} = (1,64 \pm 0,02) \cdot 10^{-10}$ с.

Позднее теоретически предсказали (см. § 116) и экспериментально нашли два нейтральных гиперона Σ^0 и Ξ^0 со следующими параметрами и схемами распада:

$$\left. \begin{aligned} m_{\Sigma^0} &= (2333,76 \pm 0,18)m_e; \quad \tau_{\Sigma^0} = (7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-20} \text{ с}; \\ \Sigma^0 &\rightarrow \Lambda + \gamma; \quad Q \approx 77 \text{ МэВ}; \\ m_{\Xi^0} &= (2573,19 \pm 1,2)m_e; \quad \tau_{\Xi^0} = (2,90 \pm 0,10) \cdot 10^{-10} \text{ с}; \\ \Xi^0 &\rightarrow \Lambda + \pi^0; \quad Q \approx 64,1 \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (115.7)$$

В начале 1964 г. в водородной пузырьковой камере был зарегистрирован самый тяжелый Ω^- -гиперон с $z = -1$, $m = (3272,86 \pm 0,62)m_e$, $\tau = (0,82 \pm 0,03) \cdot 10^{-10}$ с. Ω^- -гиперон распадается по сложной четырехступенчатой схеме, три ступени которой характеризуются примерно одинаковыми временами распада $\tau \approx 10^{-10}$ с:

$$\left. \begin{aligned} \Omega^- &\rightarrow \pi^- + \Xi^0, \quad \Xi^0 \rightarrow \pi^0 + \Lambda, \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-, \\ \pi^0 &\begin{cases} \rightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^- \\ \hookrightarrow \gamma \rightarrow e^+ + e^- \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (115.8)$$

[символом $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ обозначена конверсия γ -кванга в $(e^+ + e^-)$ -пару]. Позднее были обнаружены еще две схемы распада Ω^- -гиперона:

$$\left. \begin{aligned} \Omega^- &\rightarrow \Xi^- + \pi^0, \\ &\hookrightarrow \Lambda + K^-. \end{aligned} \right\} \quad (115.9)$$

Замечательно, что существование и основные свойства Ω^- -гиперона были предсказаны теоретически на основе так называемой $SU(3)$ -симметрии, выводы которой позволили рассчитать и поставить эксперимент для обнаружения этой частицы (см. § 122).

Из схем распада гиперонов следует, что все они имеют единичный барионный заряд ($B = 1$) и полуцелый спин. Величина

спина Λ -, Σ - и Ξ -гиперонов была определена из анализа углового распределения продуктов их распада и оказалась равной $1/2$. Спин Ω^- -гиперона предположительно равен $3/2$.

Внутренняя четность всех гиперонов (определяемая по отношению к Λ -гиперону*) равна $+1$ (для Ξ - и Ω^- -гиперонов это экспериментально пока не подтверждено).

Для всех гиперонов обнаружены античастицы, которые называются антигиперонами (см. § 116, п. 5).

§ 116. Систематика *K*-мезонов и гиперонов

1. СТРАННЫЕ СВОЙСТВА *K*-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Изучение *K*-мезонов и гиперонов показало, что они обладают удивительными, подчас даже противоречивыми свойствами. Так, например, все *K*-мезоны и гипероны имеют очень большое время жизни ($10^{-8} - 10^{-10}$ с), которое существенно превышает ядерное время ($10^{-22} - 10^{-23}$ с), несмотря на то что гипероны и *K*-мезоны распадаются на ядерно-активные частицы (например, по схемам $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ и др.)**. Таким образом, *K*-мезоны и гипероны ведут себя как ядерно-пассивные частицы. Вместе с тем *K*-мезоны и гипероны образуются в ядерных взаимодействиях относительно часто (с большим сечением), т. е. проявляют свойства ядерно-активных частиц. Например, сечение образования *K*-мезонов и гиперонов в $(\pi - p)$ -взаимодействиях — порядка 10^{-27} см², а в $(N - N)$ -взаимодействиях — около 1% геометрического.

Обращает на себя внимание также то, что в $(N - N)$ - и $(\pi - N)$ -взаимодействиях *K*-мезоны и гипероны образуются не поодиночке, а группами (парами, тройками), причем не любые их комбинации возможны (ассоциативное рождение). Наблюдалось, например, совместное образование Λ -гиперона и θ^0 -мезона в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \theta^0, \quad (116.1)$$

Σ^- -гиперона и K^+ -мезона в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+, \quad (116.2)$$

Ξ^0 -гиперона и двух K^+ -мезонов в реакции

$$\pi^+ + p \rightarrow \Xi^0 + K^+ + K^+, \quad (116.3)$$

* Внутренняя четность самого Λ -гиперона постулируется: $P_\Lambda = +1$.

** С этой точки зрения процесс $\pi \rightarrow \mu + \nu$, идущий тоже медленно (10^{-8} с), не удивителен, так как при распаде π -мезона образуются ядерно-пассивные частицы — мюон и нейтрино.

Λ -гиперона и K^+ -мезона в реакции

$$p + p \rightarrow \Lambda + p + K^+, \quad (116.4)$$

но никогда не наблюдалось совместного образования двух Σ^+ -гиперонов в реакции

$$p + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^+ \quad (116.5)$$

или одиночного рождения Λ -гиперона по схеме

$$n + p \rightarrow \Lambda + p, \quad (116.6)$$

а также одиночного рождения $K^\pm$ -мезонов в реакции

$$\pi^\pm + p \rightarrow K^\pm + p. \quad (116.7)$$

Вместе с тем при взаимодействии K^- -мезонов с нуклонами могут возникать одиночные гипероны:

$$K^- + p \begin{cases} \rightarrow \Sigma^- + \pi^+, \\ \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-. \end{cases} \quad (116.8)$$

Была установлена также резкая несимметрия свойств K^+ - и K^- -мезонов, проявляющаяся в различном характере их образования и взаимодействия.

При энергиях взаимодействия 1—2 ГэВ K^+ -мезоны возникают примерно в 100 раз больше, чем K^- -мезоны; K^- -мезоны возникают только в паре с K^+ -мезонами, тогда как K^+ -мезоны могут возникать и в паре с гиперонами; наконец, K^+ -мезоны при взаимодействии с нуклонами могут только рассеиваться и перезаряжаться, а K^- -мезоны — еще давать реакцию с образованием гиперонов. Все эти свойства казались настолько необычными и непонятными, что K -мезоны и гипероны стали называть странными частицами. Однако вскоре выяснилось, что все особенности странных частиц связаны между собой и могут быть понятны из самых общих теоретических построений.

2. ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ

В § 111, п. 5 были сопоставлены свойства нуклонов и π -мезонов по отношению к сильному взаимодействию и подчеркнуто, что как те, так и другие удовлетворяют принципу изотопической инвариантности. Нуклоны образуют изотопический дублет частиц с $T=1/2$ ($T_\zeta^{(p)} = +1/2$, $T_\zeta^{(n)} = -1/2$), а π -мезоны — изотриплет с $T=1$ ($T_\zeta^{(\pi^+)} = +1$, $T_\zeta^{(\pi^0)} = 0$, $T_\zeta^{(\pi^-)} = -1$).

В сильных взаимодействиях между ними выполняется закон сохранения изоспина. Характер взаимодействия определяется только величиной изоспина T и не зависит от его проекции T_z . Проекция изоспина T_z любой из этих пяти частиц связана с ее электрическим и барионным зарядами соотношением

$$z = T_z + B/2, \quad (116.9a)$$

а средний заряд изомультиплета

$$\bar{z} = B/2. \quad (116.9b)$$

Напомним, что из уравнения (116.9a) и законов сохранения электрического и барионного зарядов следует сохранение T_z для сильного и электромагнитного взаимодействий.

Описанная схема рассмотрения различных нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействий чрезвычайно удобна и плодотворна. В настоящее время нет экспериментальных фактов, которые противоречили бы такому рассмотрению, и наоборот, целый ряд экспериментальных результатов (нуклон-нуклонное рассеяние при высоких энергиях, рождение π -мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях, рассеяние π -мезонов на нуклонах) находит естественное объяснение с точки зрения гипотезы о зарядовой независимости, или изотопической инвариантности ядерных сил.

Для объяснения удивительных свойств странных частиц американский физик Гелл-Ман и японский физик Нишиджима в 1953—1954 гг. предложили провести дальнейшее обобщение принципа изотопической инвариантности (зарядовой независимости сильного взаимодействия), распространив его на *K*-мезоны и гипероны. Это обобщение вполне естественно: *K*-мезоны и гипероны сильно взаимодействуют с нуклонами и π -мезонами, для которых зарядовая независимость справедлива.

В соответствии с этим обобщением для *K*-мезонов и гиперонов (в процессе их рождения) предполагается выполнение закона сохранения изотопического спина, причем, так же как и в случае нуклонов и π -мезонов, частицы с данным значением полного изотопического спина представляют собой мультиплет тождественных (по ядерным свойствам) частиц с разными зарядами.

Однако в отличие от нуклонов и π -мезонов, для которых $z = T_z + B/2$, а $\bar{z} = B/2$, заряд и средний заряд мультиплета теперь определяется соотношением

$$z = T_z + \frac{B+S}{2}, \quad \bar{z} = \frac{B+S}{2}, \quad (116.10)$$

где $S=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ (смещенный мультиплет). Величина S одинакова для всех членов мультиплета, но может быть разной для различных мультиплетов. Для нуклонов и π -мезонов она равна нулю. Для K -мезонов и гиперонов S отлична от нуля и определяется типом известного мультиплета. Так как величина S равна нулю для обычных частиц (нуклоны и π -мезоны) и отлична от нуля для странных частиц (K -мезоны и гипероны), ее назвали странностью. Величина $Y=B+S$ называется гиперзарядом. Для данного изотопического мультиплета $Y=2\bar{z}$.

3. КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ ПО СТРАННОСТИ

Проанализируем известные к тому времени (1954 г.) гипероны и K -мезоны с точки зрения введенных понятий изотопического спина и странности.

Λ -гиперон не имеет ни одного заряженного партнера, следовательно, это синглет, т. е. $2T+1=1$, $T=0$, $T_z=0$. Подставляя в уравнение (116.10) $T_z=0$, $z_\Lambda=0$ и $B_\Lambda=1$, получаем $S_\Lambda=-1$.

Так как распад Λ -частицы идет по схеме $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ (или $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$), в результате чего образуются частицы с нулевой странностью, то этот процесс характеризуется изменением странности на единицу: $\Delta S=1$.

Описанные выше заряженные Σ^+ и Σ^- -гипероны должны быть интерпретированы как два члена зарядового триплета.

Действительно, средний заряд $\Sigma^\pm$ -гиперонов равен нулю (дважды заряженных гиперонов не наблюдается), поэтому $(B_\Sigma + S_\Sigma)/2=0$, $S_\Sigma = -B_\Sigma = -1$ и $z_\Sigma = T_z$. Таким образом, подобно π -мезонам Σ^+ - и Σ^- -гипероны имеют T_z , равные соответственно $+1$ и -1 , $T=1$ и $2T+1=3$, т. е. по аналогии с π -мезонным триплетом должен существовать Σ^0 -гиперон, соответствующий третьей возможной проекции изотопического спина $T_z=0$ и имеющий ту же странность $S=-1$.

Σ^0 -гиперон был обнаружен в диффузионной водородной камере при облучении ее π^- -мезонами с энергией 1,37 Гэв:



Распад Σ^+ - и Σ^- -гиперонов подобно распаду Λ -гиперона сопровождается изменением странности на единицу: $\Delta S=1$. Распад Σ^0 -гиперона идет по электромагнитному каналу



без изменения странности ($S_{\Sigma^0}=S_\Lambda=-1$). Заметим, что аналогичные распады для $\Sigma^\pm$ -гиперонов запрещены законом

сохранения электрического заряда, а распады по сильному взаимодействию типа

$$\Sigma^{\pm}_0 \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm}_0 \quad (116.126)$$

— законом сохранения энергии ($m_{\Sigma} < m_{\Lambda} + m_{\pi}$).

Кроме Σ^0 -гиперона Гелл-Ман предсказал существование еще одной нейтральной частицы — каскадного Ξ^0 -гиперона. Схема рассуждений Гелл-Мана очень проста и изящна: известен Ξ^- -гиперон, но не обнаружен Ξ^+ -гиперон. Значит, $T \neq 1$, а равен 0 или 1/2. Легко видеть, что с двухступенчатой схемой распада Ξ^- -гиперона ($\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$) согласуется только значение $T=1/2$. Действительно, если $T=1/2$, то Ξ^- - и Ξ^0 -гипероны образуют изодублет с $\bar{z}=-1/2$ и в соответствии с формулой (116.10) имеют странность $S=-2$, которая естественна для двухступенчатого распада Ξ^- -гиперона, каждая ступень которого характеризуется временем жизни $\tau \approx 10^{-10}$ с, типичным для $\Delta S=1$. Что касается значения $T=0$, то из него следует, что Ξ^- -гиперон — изотопический синглет, т. е. вообще не имеет нейтрального партнера, а сам обладает ничем не оправданным значением $S=-3$.

Предсказанный Ξ^0 -гиперон был открыт в 1959 г. в реакции

$$K^- + p \rightarrow \Xi^0 + K^0. \quad (116.13)$$

Наконец, как мы уже говорили, странность последнего, самого тяжелого Ω^- -гиперона, так же как и все остальные его свойства и само существование этой частицы, были предсказаны теоретически (см. § 122). Ω^- -Гиперон — это изотопический синглет ($T=0$) со странностью $S=-3$, которая очень естественна для частицы с трехступенчатым распадом, каждое звено которого характеризуется $\tau \approx 10^{-10}$ с и $\Delta S=1$.

Несколько сложнее обстоит дело с систематикой *K*-мезонов. Выше было указано, что экспериментально удалось наблюдать три типа *K*-мезонов: K^+ - и K^- -мезоны с различными схемами распада [приведенными для K^+ -мезона в формуле (114.12)] и θ^0 -мезон, который был обнаружен по схеме распада на два заряженных π -мезона:

$$\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad Q \approx 220 \text{ МэВ}. \quad (116.14)$$

На этом основании можно было предположить, что K^+ -, K^- - и θ^0 -мезоны подобно $\pi^{\pm}$ - и π^0 -мезонам образуют изотопический триплет с $T=1$, в котором θ^0 -мезон играет роль нейтральной компоненты. Однако это неверно, так как для триплета $\bar{z}=0$ и, следовательно, $(B+S)/2=\bar{z}=0$. Но для *K*-мезонов $B=0$. Поэтому и $S=0$, а это противоречит странным свойствам *K*-мезонов.

Для определения изотопического спина K -мезонов была использована реакция совместного образования Λ -гиперона и θ^0 -мезона:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \theta^0. \quad (116.15)$$

В соответствии с этой реакцией θ^0 -мезон имеет $T_\zeta = -1/2$, а возможными значениями T являются $1/2$ и $3/2$. Однако значение $T=3/2$ должно быть отброшено, так как для $T=3/2$ число проекций изоспина $2T+1=4$ и один из членов мультиплетта должен иметь двойной заряд. Между тем частиц с двойным зарядом обнаружено не было, хотя их легко заметить по повышенной ионизации. Таким образом, единственным возможным значением изотопического спина для K -мезонов, согласующихся с условием их однозарядности и с реакцией (116.15), является $T=1/2$.

Что касается странности K -мезонов, то, как показывает уравнение (116.10), для $T=1/2$ она может иметь два значения: $S=\pm 1$. В соответствии с этим должны существовать дублет частиц с $S=+1$ и T_ζ , равными $+1/2$ и $-1/2$ (K^+ и K^0) и зарядово-сопряженный дублет с $S=-1$ и T_ζ , равными $-1/2$ и $+1/2$ (K^- и $\bar{K}^0$). Здесь K^+ - и K^- -частицы являются зарядово-сопряженными в том же смысле, как π^+ и π^- , т. е. у них должны быть одинаковые масса, спин, время жизни, противоположные заряды (z и S) и зарядово-сопряженные схемы распада. Очевидно, что этим условиям удовлетворяют экспериментально наблюдавшиеся и описанные выше K^+ - и K^- -мезоны.

Вторая пара зарядово-сопряженных частиц K^0 и $\bar{K}^0$ относится к нейтральным частицам. Эти частицы наряду с перечисленными выше свойствами сходны еще и тем, что обе не имеют электрического заряда. Тем не менее это разные частицы, так как они имеют различную странность и, следовательно, по-разному взаимодействуют с веществом. В связи с этим возникла трудность с идентификацией этих частиц, так как в природе была известна только одна подходящая по свойствам нейтральная частица — θ^0 -мезон.

Более того, детальное изучение свойств θ^0 -мезона (см. § 118) показало, что его нельзя идентифицировать ни как K^0 -частицу, ни как $\bar{K}^0$ -частицу, хотя он имеет к ним самое непосредственное отношение.

Оказалось, что θ^0 -мезон проявляет свойства K^0 -частицы только при образовании в процессе $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \theta^0$, а в распаде по схеме $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ведет себя как смесь K^0 - и $\bar{K}^0$ -частиц, называемая K_S^0 -мезоном. Кроме K_S^0 -мезона, имеющего малое время жизни $\tau \approx 10^{-10}$ с, должен существовать еще один

нейтральный мезон, а именно K_L^0 -мезон (с большим временем жизни и другой схемой распада), который также является смесью (другого состава) K^0 - и $\bar{K}^0$ -частиц. Таким образом, в свойствах нейтральных K -мезонов наблюдается своеобразная двойственность, заключающаяся в том, что они рождаются и взаимодействуют, как K^0 - и $\bar{K}^0$ -частицы, а распадаются — как K_S^0 и K_L^0 .

Эта особенность свойств нейтральных K -мезонов позволяет включить их в схему Гелл-Мана и Нишиджимы, которая оказывается замкнутой на все странные частицы.

Схема Гелл-Мана и Нишиджимы очень удобна для описания процессов рождения частиц. Это удобство связано с существованием простых правил отбора для странности в сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях.

4. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ СТРАННОСТИ

а. Рождение и рассеяние странных частиц

Обобщение принципа изотопической инвариантности на все процессы, связанные с образованием, рассеянием и поглощением странных частиц, и причисление этих процессов к группе сильных взаимодействий означает, что все они протекают с сохранением изотопического спина и его проекции, а также барионного и электрического зарядов. Так как все перечисленные величины, кроме изотопического спина, сохраняются и в электромагнитных взаимодействиях, то из уравнения (116.9) следует закон сохранения странности для этих двух взаимодействий. Странность изолированной системы сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Таким образом, все быстрые процессы с участием странных частиц, будь то процессы их образования или взаимодействия, должны идти при постоянной суммарной странности системы. В частности, из закона сохранения странности вытекают два важных следствия:

- 1) при взаимодействии обычных частиц (нуклонов и π -мезонов) невозможно образование в быстром процессе одиночной странной частицы, но возможно образование пары или большего числа частиц, для которых суммарная странность S равна нулю;

- 2) странная частица не может быстро распадаться на обычные частицы.

Законом сохранения странности очень удобно пользоваться при описании процессов рождения, рассеяния и поглощения странных частиц.

Для правильно записанного быстрого процесса суммарная странность слева и справа должна быть одинакова. При этом в качестве слагаемых для отдельных частиц надо брать найденные выше значения странности:

$$\left. \begin{aligned} S_{\pi^0}^{\pm} &= 0, S_{K^+} = +1, S_K = -1, S_{\Lambda} = -1, S_{\Xi^0} = -2; \\ S_{n,p} &= 0, S_{K^0} = +1, S_{\bar{K}^0} = -1, S_{\Sigma^0}^{\pm} = -1, S_{\Omega} = -3 \end{aligned} \right\} \quad (116.16)$$

(странность античастицы отличается знаком).

Приведем примеры, иллюстрирующие закон сохранения странности. Возможны, например, такие процессы рождения странных частиц:

$$\left. \begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \Lambda + K^0; \quad \pi^+ + n \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^+; \\ \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + K^+; \quad \pi^- + p \rightarrow K^+ + K^- + n; \\ p + p &\rightarrow \Lambda + K^+ + p; \quad K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0, \end{aligned} \right\} \quad (116.17)$$

так как во всех этих процессах суммарная странность слева и справа одинакова и $\Delta S = 0$. Наоборот, процессы

$$\left. \begin{aligned} \pi^+ + p &\leftrightarrow \Sigma^+ + \pi^+; \quad \pi^- + n \leftrightarrow \Xi^- + K^+ + K^-; \\ \pi^- + p &\leftrightarrow \Lambda + \pi^0; \quad \pi^+ + p \leftrightarrow K^+ + p; \\ \pi^- + p &\leftrightarrow \Sigma^+ + K^-; \quad n + n \leftrightarrow \Lambda + \Lambda; \\ p + n &\leftrightarrow \Lambda + \Sigma^+; \quad \pi^- + p \leftrightarrow K^- + p; \\ p + n &\leftrightarrow \Lambda + p; \quad \pi^- + p \leftrightarrow \Omega^- + K^+ + K^0 \end{aligned} \right\} \quad (116.18)$$

запрещены законом сохранения странности, так как $\Delta S \neq 0$. Очень наглядным примером, подтверждающим закон сохранения странности, является сравнение двух симметричных процессов рождения K -мезона и Σ -гиперона:

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-; \quad \pi^- + p \leftrightarrow K^- + \Sigma^+. \quad (116.19)$$

Первый из этих процессов разрешен законом сохранения странности, а второй запрещен.

Так как все гипероны имеют отрицательную странность, то K^- -мезон в реакциях обычного типа (т. е. при взаимодействии нуклонов и π -мезонов без образования антигиперонов) может возникнуть только в паре с K^+ - или K^0 -мезоном.

Сохранение странности определяет также характер протекания процессов взаимодействия странных частиц с веществом. Так, например, взаимодействие K^+ -мезонов с нуклонами ограничивается рассеянием и перезарядкой (опять-таки потому, что все гипероны имеют отрицательную странность):

$$K^+ + p \rightarrow K^+ + p; \quad K^+ + n \rightarrow \begin{cases} K^+ + n, \\ K^0 + p, \end{cases} \quad (116.20)$$

в то время как для K^- -мезонов кроме аналогичных процессов

$$K^- + n \rightarrow K^- + n; \quad K^- + p \rightarrow \begin{cases} K^- + p, \\ \bar{K}^0 + n \end{cases} \quad (116.21)$$

возможны также процессы с образованием гиперонов, например по схемам*

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+, \quad K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-. \quad (116.22)$$

Все перечисленные процессы, иллюстрирующие закон сохранения странности, а также многие другие наблюдались экспериментально. До настоящего времени не было обнаружено ни одного экспериментального факта, свидетельствующего о нарушении этого закона сохранения в сильном или электромагнитном взаимодействии.

6. Распад странных частиц

Рассмотрим теперь процессы распада странных частиц на обычные частицы. Так как в этих процессах странность меняется, то они не могут быть ни сильными, ни электромагнитными и относятся к группе слабых, медленно протекающих процессов. Легко видеть, что все случаи распада странных частиц на обычные характеризуются изменением странности на ± 1 и временем распада $10^{-10} - 10^{-8}$ с. Ξ -Гипероны не распадаются на обычные частицы, но за время 10^{-10} с распадаются на Λ -гиперон и π -мезон, причем и в этом случае $\Delta S = 1$. Такое же значение $\Delta S = 1$ получается и для распада Ω^- -гиперона ($S = -3$) на Ξ -гиперон ($S = -2$) и π -мезон ($S = 0$). И снова время распада Ω^- -гиперона порядка 10^{-10} с. На рис. 442, а, б изображены простейшие диаграммы распада Λ -гиперона по схемам

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-; \quad \Lambda \rightarrow n + \pi^0. \quad (116.23)$$

Из рисунков видно, что в каждой диаграмме имеется по одной сильной вершине (черные кружки), которые образованы непрерывной барионной линией и ответвляющейся от нее π -мезонной линией. Каждая из них описывает быстрый процесс ($\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$ с) и поэтому не влияет на вероятность медленного процесса распада Λ -гиперона.

Кроме сильных в диаграммах имеется по одной слабой вершине *sl* четырехфермионного типа, в которых странность

* Конечно, при достаточно высокой энергии гипероны могут быть образованы и K^+ -мезонами, например по схеме $K^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+ + K^0$. Но это трехчастичный процесс.

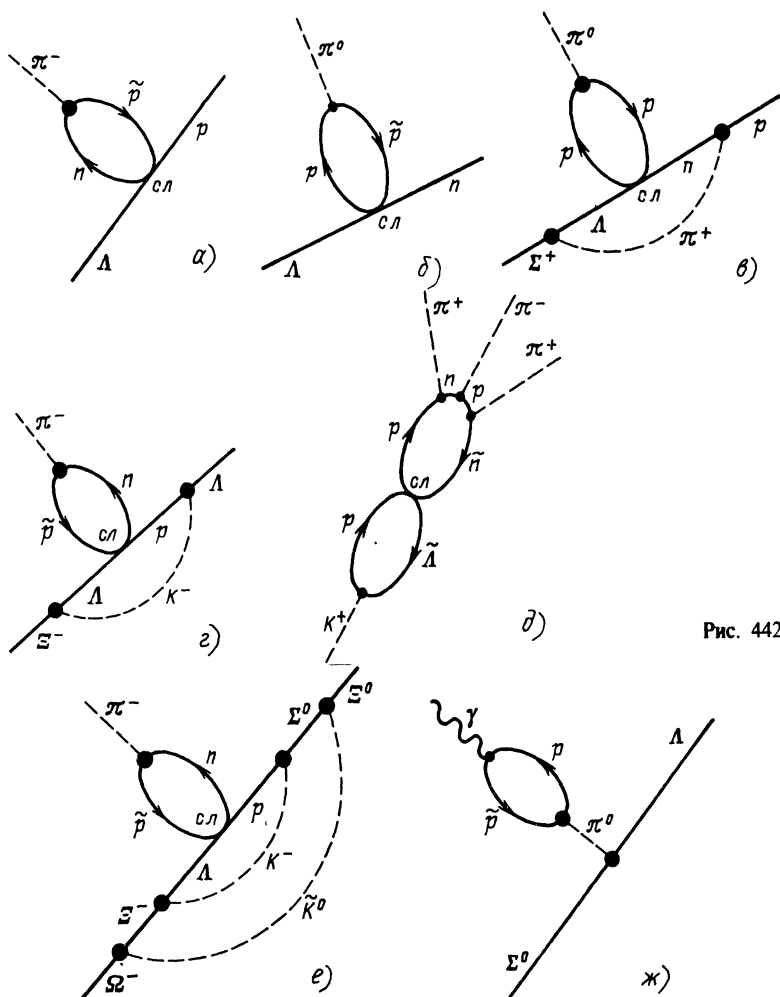


Рис. 442

изменяется на единицу ($\Delta S=1$). Эти вершины характеризуются константой слабого взаимодействия, которая и определяет медленный (около 10^{-10} с) процесс распада Λ -гиперона.

Несколько сложнее выглядят диаграммы распада $\Sigma^\pm$ -гиперонов по схемам

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0; \quad \Sigma^- \rightarrow n + \pi^-.$$
(116.24)

Они получаются из рис. 442, а и б после «обрамления» их барионных линий виртуальными $\pi^\pm$ -мезонами. В качестве

примера на рис. 442, *в* показана диаграмма распада Σ^+ -гиперона по схеме $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$. В этой диаграмме — три сильные вершины с $\Delta S = 0$, каждая из которых описывает быстрый ($\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-23}$ с) процесс, не влияющий на вероятность распада Σ^+ -гиперона. Медленный процесс распада определяется единственной слабой вершиной sl с $\Delta S = 1$. Одинаковый характер слабых вершин у диаграмм на рис. 442, *а* и *в* объясняет одинаковое время распада Λ - и Σ^+ -гиперонов.

Аналогично строятся диаграммы для распада Ξ -гиперонов по схемам

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-, \quad \Xi^0 \rightarrow \Lambda + \pi^0. \quad (116.25)$$

Но в этом случае «обрамление» барионной линии производится не π -, а K -мезонами (рис. 442, *з*).

Заметим, что сильная вершина с K -мезоном ничем «не хуже» вершины с π -мезоном, так как в обоих случаях странность сохраняется ($\Delta S = 0$). И те и другие вершины описывают быстрые (около 10^{-23} с) процессы, не влияющие на вероятность распада гиперона. Таким образом, и в этом случае она определяется единственной слабой вершиной sl , совпадающей с вершиной, изображенной на рис. 442, *б*. Поэтому время жизни Ξ -гиперона также порядка 10^{-10} с.

В заключение приведем диаграммы распада K^+ -мезона по схеме

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (116.26)$$

(рис. 442, *д*) и Ω^- -гиперона по схеме

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^- \quad (116.27)$$

(рис. 442, *е*). Первая из них имеет четыре, а вторая — даже пять сильных вершин. Но как и в предыдущих случаях, время распада определяется единственной слабой вершиной, в которой изменяется странность.

Таким образом, все рассмотренные медленно идущие процессы распада странных частиц характеризуются изменением странности на $\Delta S = \pm 1$ и временем распада $\tau \approx 10^{-10} - 10^{-8}$ с. В этой связи следует заметить, что распад Σ^0 -гиперона по схеме

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma, \quad (116.28)$$

в которой $\Delta S = 0$, является электромагнитным процессом и должен происходить за время $(\tau_{\Sigma^0})_{\text{теор}} \approx 10^{-19}$ с. Диаграмма этого процесса (рис. 442, *ж*) имеет две сильные вершины и одну электромагнитную. К настоящему моменту экспериментальная оценка времени жизни Σ^0 -гиперона дает

$$(\tau_{\Sigma^0})_{\text{эксп}} = (7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-20} \text{ с.} \quad (116.29)$$

Анализ углового распределения продуктов распада поляризованных гиперонов показывает, что в этих процессах, так же как при β -распаде ядер и при распаде π -, μ - и K -мезонов, нарушается закон сохранения четности (наблюдается асимметрия вылета продуктов распада относительно направления спина гиперона)*.

в. Странные резонансы

Кроме странных квазистабильных частиц — K -мезонов и гиперонов, распадающихся относительно медленно ($\tau = 10^{-10} \div 10^{-8}$ с за исключением Σ^0 -гиперона, имеющего электромагнитный канал распада), существует большая группа нестабильных странных частиц — странных резонансов. Они, так же как K -мезоны и гипероны, образуют изотопические мультиплеты с определенными значениями странности, но в отличие от них распадаются по каналам сильного взаимодействия с сохранением странности и изотопического спина, т. е. быстро ($\tau \approx 10^{-23}$ с). Примером странного резонанса мезонного типа является $K_{(892)}^*$ -резонанс, который подобно K -мезонам встречается в виде двух изодублетов $K_{(892)}^{*+} - K_{(892)}^{*0}$ с $S = +1$ и $K_{(892)}^{*-} - \bar{K}_{(892)}^{*0}$ с $S = -1$. Квантовые числа $K_{(892)}^*$ -резонансов $T(I^P) = 1/2(1^-)$. Схема распада $K_{(892)}^* \rightarrow K\pi$ ($\Delta S = 0$).

В качестве примеров странных резонансов барионного типа приведем $\Sigma(1385)$ с $S = -1$ и $T(I^P) = 1(3/2^+)$, который за ядерное время $\tau \approx 10^{-23}$ с распадается по схеме $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda\pi$, $\Sigma\pi$ ($\Delta S = 0$) и $\Xi(1530)$ с $S = -2$ и $T(I^P) = 1/2(3/2^+)$, быстро распадающийся по схеме $\Xi(1530) \rightarrow \Xi\pi$ ($\Delta S = 0$).

5. АНТИГИПЕРОНЫ

Для всех гиперонов обнаружены античастицы, которые обозначаются той же буквой, но с тильдой наверху, например $\Lambda - \bar{\Lambda}$, $\Sigma^+ - \bar{\Sigma}^-$, $\Omega^- - \bar{\Omega}^+$ и т. п. В соответствии с СРТ-теоремой антигипероны имеют массу, спин и время жизни, одинаковые с соответствующими гиперонами. Заряды антигиперонов (электрический, барионный, странный и др.) противоположны зарядам гиперонов, а схемы распадов — зарядово сопряжены (например, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, а $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$ и т. п.).

Подобно гиперонам антигипероны образуют изотопические мультиплеты с теми же значениями изоспина, что и у соот-

* При рождении гиперонов они обычно поляризуются перпендикулярно плоскости рождения. Поэтому в эксперименте наблюдается асимметрия продуктов распада гиперона относительно нормали к плоскости его рождения.

ветствующих гиперонов: $T_{\tilde{\Lambda}} = T_{\Lambda} = T_{\tilde{\Omega}} = T_{\Omega} = 0$, $T_{\tilde{\Xi}} = T_{\Xi} = 1/2$, $T_{\tilde{\Sigma}} = T_{\Sigma} = 1$. Проекции изоспинов антигиперонов T_z удовлетворяют тем же соотношениям (116.10), что и в случае гиперонов. Так, например, для анти- Ξ -гиперонов, которые имеют $B = -1$, $S = +2$ и $z = +1$ и 0 , значения T_z равны $+1/2$ (для $\tilde{\Xi}^+$) и $-1/2$ (для $\tilde{\Xi}^0$).

Поскольку антигипероны имеют полуцелый спин, т. е. относятся к фермионам, их внутренняя четность противоположна внутренней четности гиперонов:

$$P_{\tilde{\Lambda}} = P_{\tilde{\Sigma}} = P_{\tilde{\Xi}} = P_{\tilde{\Omega}} = -1. \quad (116.30)$$

Реакции образования антигиперонов аналогичны реакциям образования антинуклонов:

$$N + N \rightarrow \Lambda + \tilde{\Lambda} + N + N, \quad T_{\text{мин}} = 7,1 \text{ ГэВ}. \quad (116.31)$$

Порог реакции образования антигиперонов существенно снижается при использовании в качестве первичных частиц антипротонов:

$$\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Lambda} + \Lambda, \quad T_{\text{мин}} = 0,775 \text{ ГэВ} \quad (116.32)$$

и особенно сильно — при использовании встречных ($\tilde{p}-p$)-пучков:

$$(\tilde{p} + p)_{\text{встр}} \rightarrow \tilde{\Lambda} + \Lambda, \quad T_{\tilde{p}} = T_p = m_{\Lambda} - m_p = 0,177 \text{ ГэВ}. \quad (116.33)$$

Первый случай образования антиламбда-гиперона $\tilde{\Lambda}$ был зарегистрирован в фотографической эмульсии при облучении ее π^- -мезонами с энергией 4,85 ГэВ. Наблюдался распад $\tilde{\Lambda}$ -частицы по схеме

$$\tilde{\Lambda} \rightarrow \tilde{p} + \pi^+ \quad (116.34)$$

с образованием π^+ -мезона и антипротона, который, пройдя путь около 3 см, дал звезду аннигиляции (рис. 443, а). Рождение $\tilde{\Lambda}$ -гиперона происходит в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \tilde{\Lambda} + \Lambda + n$$

(на рисунке пути Λ -гиперона и нейтрона не указаны, так как их направление не известно). При кинематическом анализе случая для массы антиламбда-гиперона и энергии реакции получили значения $m_{\tilde{\Lambda}} \approx 2260 m_e$ и $Q \approx 35 \text{ МэВ}$ (для Λ -гиперона $m_{\Lambda} \approx 2183 m_e$ и $Q = 37 \text{ МэВ}$).

Большие возможности для изучения свойств $\tilde{\Lambda}$ -частицы появились после того, как был сформирован пучок антипротонов. Под действием антипротонов образование $\tilde{\Lambda}$ -частиц идет по схеме (116.32), которая не требует высоких энергий*.

* Разумеется, никакого энергетического выигрыша при этом не получается, так как высокая энергия нужна для получения самих антипротонов.

В 1960 г. в Беркли (США) в опыте с водородной пузырьковой камерой были зарегистрированы первые 11 случаев образования пар $(\tilde{\Lambda}-\Lambda)$ -частиц под действием антипротонов с импульсом $1,61 \text{ ГэВ}/c$.

Анализ схем распада $\tilde{\Lambda}$ -частиц для этих случаев дал возможность оценить время жизни $\tilde{\Lambda}^0$ -гиперона, которое оказалось равным $\tau_{\tilde{\Lambda}} = (2,8^{+1,1}_{-0,7}) \cdot 10^{-10} \text{ с}$, т. е. в пределах погрешности совпадает с временем жизни Λ -гиперона.

В том же 1960 г. было опубликовано сообщение об обнаружении еще одного антигиперона — $\tilde{\Sigma}^0$. $\tilde{\Sigma}^0$ -частица была

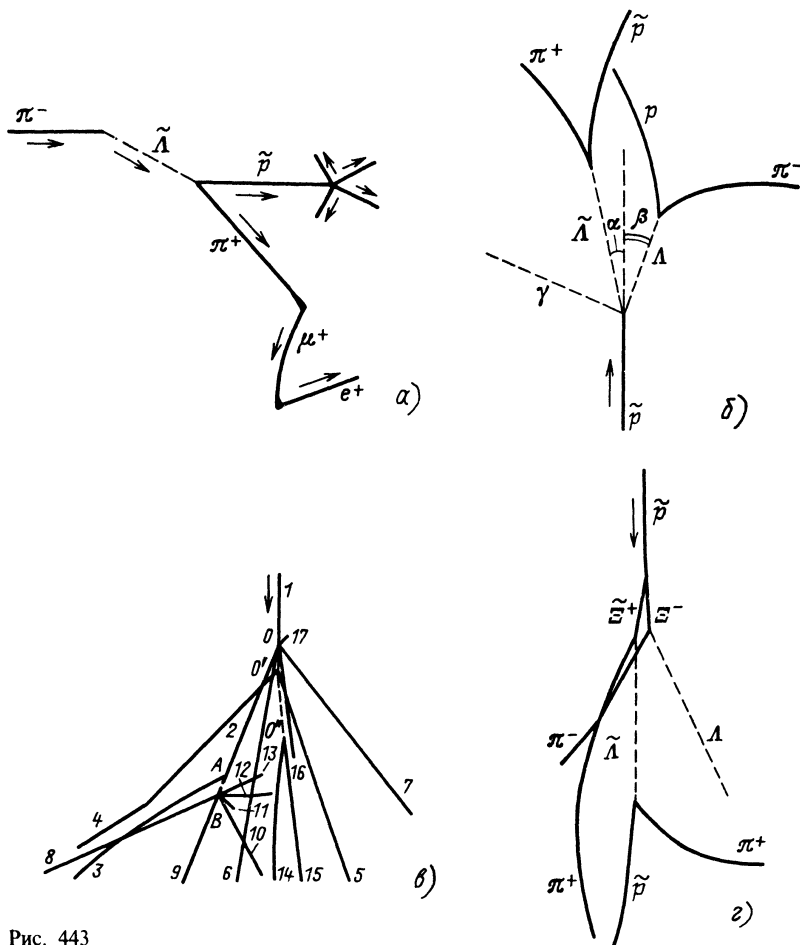
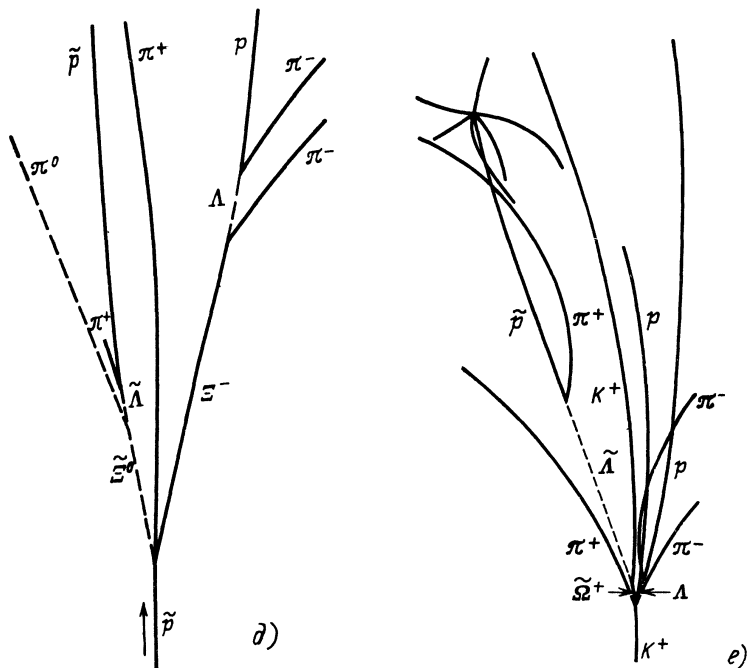


Рис. 443



зарегистрирована при облучении жидководородной пузырьковой камеры антипротонами:



На рис. 443, б изображена схема наблюдавшегося события. Здесь $\tilde{p}$ — входящий антипротон; Λ — лямбда-гиперон, распадающийся на π^- -мезон и протон p ; $\tilde{\Lambda}$ — антилямбда-гиперон, образующийся при распаде чрезвычайно короткоживущего (10^{-19} с), т. е. имеющего неизмеримо малый пробег, антисигма-нуль-гиперона $\tilde{\Sigma}^0$ ($\tilde{\Sigma}^0 \rightarrow \tilde{\Lambda} + \gamma$); $\tilde{p}$ и π^+ — соответственно антипротон и π^+ -мезон, являющиеся продуктами распада $\tilde{\Lambda}$.

В начале 1960 г. в Советском Союзе в лаборатории В. И. Векслера (ОИЯИ, г. Дубна) с помощью пропановой пузырьковой камеры был зарегистрирован первый случай рождения и распада заряженного анти- Σ^- -гиперона $\tilde{\Sigma}^+$ ($z_{\tilde{\Sigma}^+} = +1$).

Схема зарегистрированного события приведена на рис. 443, в. Здесь 1 — первичный π^- -мезон с импульсом 8,3 ГэВ/с, который при взаимодействии с ядром углерода дает звезду О, состоящую из следов $\tilde{\Sigma}^+$, K^- , π^+ и π^- -частиц (соответственно следы 2, 6, 7 и 16) и ядра отдачи (17).

Кроме того, в центр звезды смотрят своими вершинами (O' и O'') вилки распада возникших в звезде K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов (следы 4, 5, 14 и 15). $\tilde{\Sigma}^+$ -Частица идентифицировалась по заряду, по схеме распада

$$\tilde{\Sigma}^+ \rightarrow \tilde{n} + \pi^+ \quad (116.36)$$

в точке A (3—след π^+ -мезона распада) и по аннигиляционной звезде в точке B (следы 8—13).

Оценка массы и времени жизни $\tilde{\Sigma}^+$ -частицы дала значения, близкие к соответствующим для Σ^- -гиперона:

$$m_{\tilde{\Sigma}^+} = (1182 \pm 14) \text{ МэВ}; \tau_{\tilde{\Sigma}^+} = (1,18 \pm 0,07) \cdot 10^{-10} \text{ с.}$$

В 1962 г. почти одновременно были зарегистрированы два случая образования и распада анти- Ξ^- -гиперона $\tilde{\Xi}^+$. На рис. 443, г приведена схема одного из этих случаев. $\tilde{\Xi}^+$ -частица образовалась по схеме

$$\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Xi}^+ + \Xi^- \quad (116.37)$$

в водородной пузырьковой камере, облученной антипротонами с импульсом 3 ГэВ/с.

Идентификация $\tilde{\Xi}^+$ -частицы была произведена по заряду и схемам рождения и распада. Полученное значение массы $m_{\tilde{\Xi}^+} = (1321,2 \pm 2,4) \text{ МэВ}$ совпадает с массой Ξ^- -гиперона.

В 1963 г. в Брукхейвене с помощью водородной пузырьковой камеры, облученной антипротонами $\tilde{p}$ с импульсом 3,69 ГэВ/с, был зарегистрирован случай образования $\tilde{\Xi}^0$ -гиперона в реакции

$$\tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Xi}^0 + \Xi^- + \pi^+. \quad (116.38)$$

Схема рождения и распада $\tilde{\Xi}^0$ -гиперона изображена на рис. 443, д. Идентификация следов была произведена при помощи нескольких независимых измерений геометрии события и кинематического расчета, а также дополнительно подтверждена оценкой ионизационных потерь по плотности пузырьков на следах. Полученное из расчета значение массы $\tilde{\Xi}^0$ -гиперона

$$m_{\tilde{\Xi}^0} = (1329 \pm 19) \text{ МэВ}$$

в пределах погрешностей измерений согласуется с ожидавшимся значением:

$$m_{\tilde{\Xi}^0} \equiv m_{\Xi^0} = (1314,7 \pm 1) \text{ МэВ.}$$

В 1971 г. было опубликовано сообщение об обнаружении последнего антигиперона $\tilde{\Omega}^+$. Анти- Ω^- -гиперон был обнаружен с помощью дейтериевой пузырьковой камеры, облученной K^+ -мезонами, в реакции

$$K^+ + d \rightarrow \tilde{\Omega}^+ + \Lambda + \Lambda + p + \pi^+ + \pi^-. \quad (116.39)$$

Схема рождения и распада $\tilde{\Omega}^+$ -гиперона показана на рис. 443, е. $\tilde{\Omega}^+$ -гиперон образовался вместе с двумя Λ -гиперонами, один из которых распадается по каналу $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, а другой — по каналу $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ (и потому не виден на схеме). Суммарная странность $\tilde{\Omega}^+$ -гиперона и двух Λ -гиперонов равна странности K^+ -мезона. Таким образом, в процессе (116.39) выполняется закон сохранения странности. Легко убедиться в том, что все остальные законы сохранения также выполняются.

$\tilde{\Omega}^+$ -гиперон распадается на $\tilde{\Lambda}$ -гиперон и K^+ -мезон:

$$\tilde{\Omega}^+ \rightarrow \tilde{\Lambda} + K^+. \quad (116.40)$$

Этот процесс сопровождается изменением странности на $\Delta S = -1$ и должен характеризоваться слабым временем распада $\tau_{\tilde{\Omega}^+} \approx 10^{-10}$ с. Оценка времени жизни $\tilde{\Omega}^+$ -гиперона, сделанная по его длине пробега, подтвердила это заключение: $\tau_{\tilde{\Omega}^+} = \tau_{\Omega} \approx 10^{-10}$ с.

Масса $\tilde{\Omega}^+$ -гиперона была получена из кинематического расчета схемы его распада: $M_{\tilde{\Omega}^+} = (1673,1 \pm 1) \text{ МэВ}$.

Это значение в пределах погрешностей эксперимента совпадает с массой Ω^- -гиперона $M_{\Omega} = 1672,2 \pm 0,3 \text{ МэВ}$.

Зарядовая сопряженность схемы распада $\tilde{\Omega}^+$ -гиперона с одной из схем распада Ω^- -гиперона ($\Omega^- \rightarrow \Lambda + K^-$) и совпадение времен жизни и масс обеих частиц лишний раз подтверждают, что $\tilde{\Omega}^+$ -гиперон является античастицей по отношению к Ω^- -гиперону.

Таким образом, в настоящее время обнаружены античастицы для всех известных гиперонов.

§ 117. Взаимодействие странных частиц с ядрами, нуклонами и мезонами. Свойства гиперядер

Существует несколько способов изучения взаимодействия странных частиц с обычными сильновзаимодействующими частицами и ядрами.

Первый, наиболее прямой способ заключается в изучении взаимодействия пучков странных частиц с водородной или ядерной мишенью. Этот способ широко применяется для изучения взаимодействия $K^\pm$ -мезонов, пучки которых имеются на современных ускорителях. Результаты, получаемые этим способом, аналогичны результатам изучения $(\pi - N)$ -рассеяния [зависимость сечений от энергии K -мезонов и изоспина взаимодействующих частиц, выделение максимумов и сопостав-

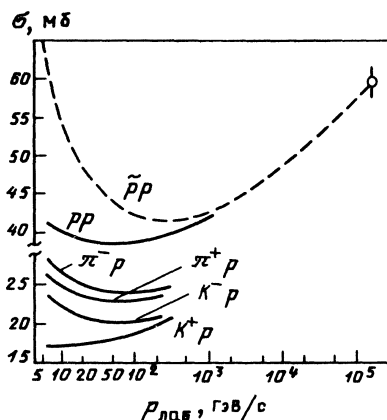


Рис. 444

ление их с известными резонансами (нестабильными частицами)].

На рис. 444 приведена зависимость полных сечений для K^+p - и K^-p -рассеяний в интервале энергий 6—250 ГэВ. Сечения для K^+ - и K^- -мезонов различны в области относительно невысоких энергий (из-за большого числа открытых каналов для K^-p -процесса) и сближаются в области высоких энергий, причем для K^+p -рассеяния при $T_{K^+} > 20$ ГэВ наблюдается подъем сечения с энергией. Это явление было впервые зарегистрировано на Серпуховском

ускорителе, в связи с чем оно получило название серпуховского эффекта. Сближение сечений K^+p - и K^-p -рассеяния с ростом энергии подтверждает теорему Померанчука о равенстве сечений рассеяния частиц и античастиц при очень высоких энергиях*.

Время жизни гиперонов на два порядка меньше времени жизни $K^\pm$ -мезонов. Поэтому гиперонные пучки удалось создать только в 70-е годы, когда были построены ускорители на очень высокие энергии (около 400 ГэВ). При таких энергиях среднее пролетное расстояние гиперона составляет несколько метров (из-за достаточно большого γ -фактора), что позволяет изучать взаимодействие гиперонов прямым методом. Кроме того, «прямое» изучение взаимодействия гиперонов можно проводить по тем редким событиям в водородной пузырьковой камере, в которых на одном и том же снимке видны процессы рождения, рассеяния и распада гиперона.

Второй способ заключается в изучении свойств таких резонансов (т. е. частиц, нестабильных относительно сильного взаимодействия), среди продуктов распада которых имеются странные частицы. Этот способ имеет две разновидности: выделение резонансов из кривых сечения взаимодействия K -мезонов и выделение резонансов в результате статистического анализа некоторых свойств элементарных актов взаимодействия с участием странных частиц. Второй способ одинаково пригоден как для гиперонов, так и для K -мезонов, причем он позволяет изучать взаимодействия странных частиц не только с нуклона-

* Сравните также ход сечения для $\bar{p}p$ и pp и для π^-p и π^+p .

ми и между собой, но и с π -мезонами (которые могут «входить в состав» резонанса). Общие принципы выделения резонансов из экспериментального материала были рассмотрены в § 112, п. 5.

Третий способ изучения взаимодействия странных частиц с нуклонами и ядрами применим только к гиперонам. Этот способ заключается в исследовании свойств гиперядер, т. е. атомных ядер, в состав которых входят гипероны. Мы рассмотрим этот способ в настоящем параграфе.

Странные частицы, в том числе и Λ -гипероны, участвуют в сильном взаимодействии. Если это взаимодействие при малых энергиях носит характер притяжения, то можно ожидать образования ядер, в состав которых входит Λ -гиперон. Такие ядра называются гиперядрами или гиперфрагментами (нестабильными ядерными осколками).

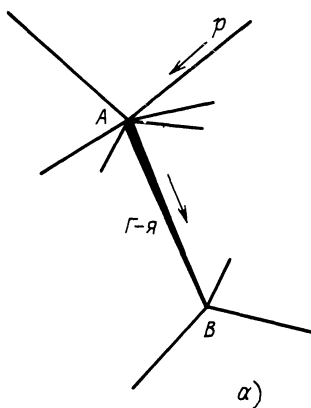
Первое гиперядро обнаружили в 1953 г. в фотоэмульсии польские ученые Даниш и Пневский. Схема наблюденного ими события изображена на рис. 445, а. Из точки A , в которой произошло взаимодействие быстрого протона p с ядром Ag или Bg (они входят в состав фотоэмульсий), наряду с обычными следами протонов и α -частиц выходит толстый, сужающийся к концу след гиперядра, обозначенный на рисунке буквами Γ — γ . По параметрам этого следа удалось установить, что он принадлежит ядру бора ($Z=5$), которое из-за больших ионизационных потерь быстро тормозится и примерно через 10^{-12} с останавливается в точке B . После остановки ядро распадается на протон, α -частицу и π -мезон с суммарной кинетической энергией $Q \geq 40$ МэВ.

Очевидно, что это явление нельзя интерпретировать как распад обычного ядра бора из сильно возбужденного ($W > 40$ МэВ) состояния (такие распады должны происходить за ядерное время). Поэтому и было предположено, что зарегистрированное событие вызвано рождением и распадом ядра бора, в котором «место» одного нейтрона «занимает» Λ -гиперон. Энергия распада Λ -гиперона, связанного в ядре, передается продуктам распада гиперядра.

Первый зарегистрированный случай рождения и распада гиперядра трудно обработать количественно из-за отсутствия баланса по заряду (по-видимому, среди частиц распада Λ -ядра есть очень медленные протоны, не оставившие следов в эмульсии). Неизвестна также доля энергии, которую могли унести нейтроны распада. Позднее было обнаружено Λ -ядро трития, распадающееся по схеме

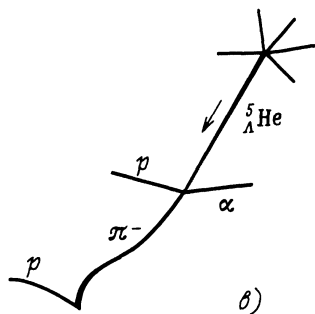
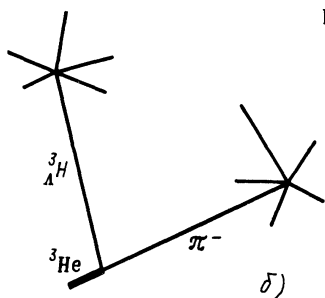


с выделением энергии $Q = 41,5$ МэВ. Схема зарегистрированного события показана на рис. 445, б. След ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ имеет достаточно



большую длину (13 мм), для того чтобы можно было определить заряд ($Z=1$) и массу ($M \approx 5500 m_e$) оставшейся его частицы. Картина распада ${}^3_\Lambda\text{H}$ тоже очень характерна. π -Мезон надежно идентифицируется по звезде взаимодействия, а ${}^3\text{He}$ — по характеру следа ($Z=2$). В другом удобном для анализа случае (рис. 445, в) было зарегистрировано Λ -ядро ${}^5_\Lambda\text{He}$, которое распадается на протон, α -частицу и π^- -мезон*. В настоящее время известно много различных гиперядер, для которых определены заряды Z ,

Рис. 445



время жизни τ и подсчитаны значения энергии распада Q , массы M и энергии отделения Λ -частицы от Λ -ядра ϵ_Λ .

Заряд Z гиперядра определяется по ионизации, время жизни τ — сравнением с временем ионизационного торможения ядер, распадающихся на лету. Оказалось, что τ для разных гиперядер заключено в интервале $10^{-11} < \tau < 10^{-10}$ с. Энергия распада Q определяется по кинетической энергии частиц распада, которая подсчитывается по формулам пробег — энергия (см. § 110, п. 1). Среднее значение энергии Q для распадов, с вылетом π^- -мезона, равно примерно 40 МэВ.

Кроме мезонных распадов гиперядер было зарегистрировано также много случаев безмезонного распада, который наблюдается в основном для тяжелых ядер. В этих случаях энергия распада гиперядра примерно на $m_\pi c^2 = 140$ МэВ больше, чем при мезонных распадах.

* Обращаем внимание читателя, что в случае гиперядра ${}^5_\Lambda\text{He}$ запрет, накладываемый принципом Паули на образование обычного ядра ${}^3\text{He}$ с тремя нейтронами, не имеет места из-за отличия Λ -частицы от нейтрона.

По значению Q можно определить массу Λ -ядра, сравнивая которую с массой Λ -гиперона и массами ядер обычного типа, можно вычислить энергию связи Λ -гиперона в Λ -ядре. Оказалось, что для легких ядер $\varepsilon_\Lambda < \varepsilon_N$ и линейно растет с ростом массового числа, а затем стремится к постоянному значению около 30 МэВ. Обращает на себя внимание примерное равенство

$$\varepsilon({}_\Lambda^4\text{He}) \approx \varepsilon({}_\Lambda^4\text{H}),$$

из которого следует зарядовая независимость $(\Lambda - N)$ -взаимодействия

$$\Lambda p \approx \Lambda n. \quad (117.2)$$

Ход зависимости $\varepsilon_\Lambda(A)$ можно получить теоретически, рассмотрев задачу о гипероне в самосогласованном поле нуклонов ядра (сравните с задачей о дейтроне в § 82). Из рассмотрения этой задачи получены оценки радиуса R и глубины V_0 потенциальной ямы, описывающей $(\Lambda - N)$ -взаимодействие:

$$R = (1,1 A^{1/3} + 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ см}; \quad V_0 = 18,5 \text{ МэВ}. \quad (117.3)$$

Таким образом, $(\Lambda - N)$ -взаимодействие несколько слабее, чем $(N - N)$, причем, как показывает дополнительный анализ, синглетное (ΛN) -взаимодействие, по-видимому, сильнее триплетного (ΛN) . В частности, спин Λ -ядра ${}_\Lambda^3\text{H}$ должен быть равен $1/2$, а Λ -ядер ${}_\Lambda^4\text{He}$ и ${}_\Lambda^4\text{H}$ — нулю (рис. 446).

Опираясь на нулевое значение спина Λ -ядра ${}_\Lambda^4\text{He}$, можно показать, что внутренняя четность K^- -мезона по отношению к гиперону отрицательна. Четность K^+ -, K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов также отрицательна потому, что $\bar{K}^0$ -мезон является членом того же изодублета, что и K^- -мезон, а K^0 - и K^+ -мезоны являются их античастицами бозонного типа.

В 1963 г. при облучении фотоэмульсии пучком K^- -мезонов был зарегистрирован первый случай образования двойного гиперядра ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, содержащего в своем составе два Λ -гиперона. Процесс образования ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$, по-видимому, шел через промежуточную стадию рождения Ξ^- -гиперона с последующим захватом его ядерным протоном и образованием двух Λ :

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+, \quad \Xi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0. \quad (117.4)$$

Второй случай образования двойного гиперядра был зарегистрирован в реакции

$$\Xi^- + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} + {}^7_3\text{Li}. \quad (117.5)$$

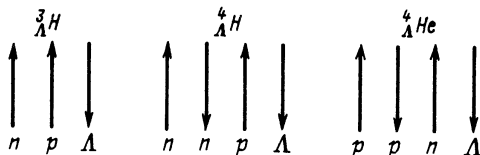


Рис. 446

В 1979 г. на протонном синхротроне ЦЕРНа были открыты гиперядра, содержащие Σ -гипероны*.

§ 118. Свойства нейтральных K -мезонов

1. K_1^0 и K_2^0 -МЕЗОНЫ. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ КОМБИНИРОВАННОЙ CP -ЧЕТНОСТИ

Нейтральные K -мезоны проявляют столь необычные свойства даже на фоне удивительных свойств странных частиц, что о них полезно рассказать особо.

Выше было показано, что из схемы Гелл-Мана и Нишидзимы следует существование двух нейтральных зарядово-сопряженных K -мезонов: K^0 и $\bar{K}^0$. Это — различные частицы, так как они имеют разную странность ($S_{K^0} = +1$, а $S_{\bar{K}^0} = -1$) и, следовательно, должны различаться способом образования и характером взаимодействия с веществом. Так, в соответствии с законом сохранения странности K^0 -мезон может образоваться в процессе

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \Delta S = 0, \quad (118.1)$$

в то время как для $\bar{K}^0$ -мезона аналогичный процесс запрещен:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \bar{K}^0, \quad \Delta S = -2. \quad (118.2)$$

В соответствии с тем же законом сохранения взаимодействие K^0 -мезона с протоном сводится только к рассеянию или перезарядке:

$$K^0 + p \rightarrow K^0 + p, \quad K^0 + p \rightarrow K^+ + n, \quad (118.3)$$

а при взаимодействии $\bar{K}^0$ -мезона с протоном возможны также процессы с образованием гиперонов:

$$\bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda + \pi^+, \quad \bar{K}^0 + p \begin{cases} \rightarrow \Sigma^0 + \pi^+; \\ \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0. \end{cases} \quad (118.4)$$

* Bertini R., Bing O., Birien P. e.a. // Phys. Lett. 1980. Vol. 90B, N 4, P. 375—378.

Итак, с одной стороны, в природе должны существовать два различных нейтральных K-мезона: K^0 и $\bar{K}^0$. С другой стороны, экспериментально был обнаружен только один тяжелый нейтральный мезон — θ^0 , распадающийся по схеме

$$\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (118.5)$$

с энергией распада $Q \approx 220$ МэВ.

Возникает вопрос, какой из двух нейтральных частиц схемы Гелл-Мана и Нишиджимы — K^0 или $\bar{K}^0$ — соответствует θ -мезон и почему не обнаружена вторая частица? Казалось, что ответ на первый вопрос был получен, когда θ^0 -мезон обнаружили в процессе его образования при взаимодействии π^- -мезона с протоном.

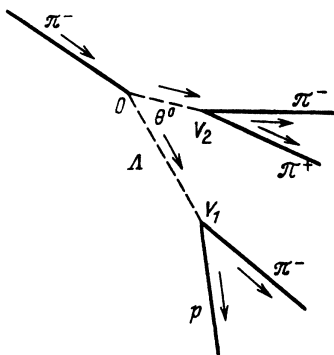
Рис. 447

Схема зарегистрированного события изображена на рис. 447. Здесь π^- — след падающего π^- -мезона; O — точка взаимодействия; Λ и θ^0 — пути (невидимые) образовавшихся частиц; V_1 и V_2 — вилки их распада. Анализ события показал, что одна из вилок состоит из следов протона и π^- -мезона и имеет энергосодержание $Q = 37$ МэВ. Это Λ -гиперон. Вторая вилка образована следами π^+ и π^- -мезонов и имеет энергосодержание $Q \approx 220$ МэВ, т. е. совпадает с параметрами θ^0 -частицы. Таким образом, зарегистрированное событие может быть описано реакцией



из которой следует, что θ^0 имеет странность $S_{\theta^0} = +1$. В связи с этим казалось естественным считать, что θ^0 -мезон должен быть идентифицирован в систематике Гелл-Мана и Нишиджимы как K^0 -частица и что остается только обнаружить $\bar{K}^0$ -мезон со странностью $S = -1$. Однако такое заключение приводит к целому ряду трудностей.

Первая трудность возникла при детальном изучении большого числа событий парного рождения Λ -гиперона с нейтральным мезоном. В процессе изучения было обнаружено, что вилка θ^0 -распада наблюдается только в 50% случаев. И это несмотря на то, что время жизни θ^0 -частицы в 2,5 раза меньше времени жизни Λ^0 -гиперона. Дело обстоит так, как если бы образующиеся θ^0 -частицы в половине случаев распадались быстро, и тогда вилку их распада видно, а в половине случаев — медленно, и тогда вилка распада оказывается за пределами области наблюдения.



Получается так, что для объяснения опыта θ^0 -частице надо приписать два сильно различающихся периода полураспада, что противоречит равной вероятности (50% + 50%) обоих каналов распада. Кроме того, если $K^0 \equiv \theta^0$, то что такое $\bar{K}^0$?

Чтобы попытаться понять этот странный результат, проанализируем распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ с помощью законов сохранения.

Распад K -мезонов — слабый процесс. Как было показано в § 18, в слабых взаимодействиях нарушаются закон сохранения четности ($P \neq 1$) и инвариантность относительно зарядового сопряжения ($C \neq 1$), но существует инвариантность относительно комбинированной CP -инверсии (зарядовое сопряжение плюс зеркальное отражение, $CP = 1$). CP -инвариантность слабого взаимодействия была доказана (с точностью 99%) в опытах по изучению распада медленных поляризованных нейтронов. Наличие CP -инвариантности позволяет ввести для истинно нейтральных частиц (или систем частиц) понятие CP -четности. В пределах точности, с которой доказана CP -инвариантность, можно считать, что в слабых взаимодействиях выполняется закон сохранения комбинированной CP -четности (разумеется, CP -четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, поскольку в них сохраняется C - и P -четность в отдельности).

Возьмемся теперь к анализу распада

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-. \quad (118.7)$$

Произведя CP -операцию над $\psi(K^0)$, получим*

$$\hat{C}\hat{P}\psi(K^0) = -\psi(\bar{K}^0) \neq \pm\psi(K^0), \quad (118.8)$$

так как K^0 и $\bar{K}^0$ — разные частицы (у них разная странность). Другими словами, $\psi(K^0)$ не имеет определенной CP -четности. Произведем теперь CP -операцию над волновой функцией двух π -мезонов $\psi(\pi^+ + \pi^-)$. Операция P эквивалентна обмену π -мезонов местами, а при таком обмене волновая функция приобретает множитель $(-1)^l$ (см. § 6). Операция C переводит π^+ в π^- , а π^- в π^+ , т. е. опять-таки она эквивалентна обмену π -мезонов местами. Таким образом,

$$\hat{C}\hat{P}\psi(\pi^+ + \pi^-) = (-1)^{2l}\psi(\pi^+ + \pi^-) = \psi(\pi^+ + \pi^-), \quad (118.9)$$

т. е. комбинированная четность системы $(\pi^+ + \pi^-)$ -мезонов равна

$$CP(\pi^+ + \pi^-) = +1. \quad (118.10)$$

Итак, правая часть процесса (118.7) характеризуется CP -

* Знак минус перед $\psi(\bar{K}^0)$ появляется в результате $\hat{P}$ -операции над псевдоскалярной волновой функцией K^0 -мезона (внутренняя четность всех K -мезонов отрицательна, см. § 117).

четностью $CP = +1$, а левая не имеет определенного значения CP -четности. Следовательно, процесс $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ противоречит закону сохранения комбинированной четности. Такого распада не должно быть. В результате мы приходим к удивительному выводу: в процессе (118.1)

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$$

действительно рождается K^0 -мезон со странностью $S=1$, но наблюдаемая при этом V -вилка из следов π^+ - и π^- -мезонов не может относиться к его распаду. Спрашивается, что же распадается на π^+ - и π^- -мезоны и куда девается родившийся K^0 -мезон? Как видите, здесь появляется даже не одна, а две трудности.

Нагромождение трудностей, как это часто бывает в физике, способствовало разрешению задачи. Объяснение удивительных свойств нейтрального K -мезона было дано Гелл-Маном, Пайсом и Пиччиони, которые предположили, что K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны являются «смесью» двух других нейтральных частиц, K_1^0 и K_2^0 , имеющих разное время жизни, различные схемы распада и слегка отличные массы.

Построим согласно Пайсу и Пиччиони из ψ_{K^0} и $\psi_{\bar{K}^0}$ две вспомогательные волновые функции (символ ψ опускаем)

$$K_1^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad \text{и} \quad K_2^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}. \quad (118.11)$$

Легко видеть, что согласно (118.8) первая из них имеет $CP = +1$, а вторая $CP = -1$, но ни та, ни другая не имеет определенной странности. Соответственно из функций (118.11) можно построить волновые функции K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов, которые имеют странность $S = +1$ и $S = -1$, но не имеют определенной CP -четности:

$$K^0 = \frac{K_1^0 + K_2^0}{\sqrt{2}}, \quad \bar{K}^0 = \frac{K_2^0 - K_1^0}{\sqrt{2}}. \quad (118.12)$$

Таким образом, каждая из частиц нейтрального ($K^0 - \bar{K}^0$)-дублета несет в себе свойства обеих нейтральных частиц K_1^0 и K_2^0 и, наоборот, каждая из этих частиц отражает свойства как K^0 , так и $\bar{K}^0$.

Описанная схема * снимает все отмеченные выше трудности.

* В некоторых книгах принято другое определение K^0 , $\bar{K}^0$, K_1^0 и K_2^0 :

$$K^0 = \frac{K_1^0 + K_2^0}{\sqrt{2}}, \quad \bar{K}^0 = \frac{K_1^0 - K_2^0}{\sqrt{2}}, \quad K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}.$$

Легко убедиться в том, что оба определения приводят к одному и тому же результату. Заметим также, что мы несколько отступаем от первоначальной

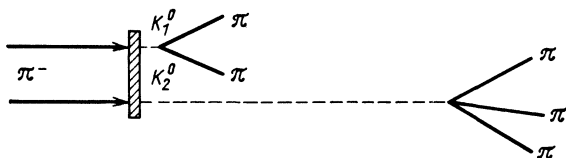


Рис. 448

Поскольку $CP_{K_1^0} = +1$, то K_1^0 -мезон (в отличие от K^0 -мезона) может распадаться по схеме

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (118.13)$$

без нарушения закона сохранения CP -четности. Как показали измерения, его время жизни равно $\tau_{K_1^0} \approx 0,9 \cdot 10^{-10}$ с. Аналогично можно показать, что K_2^0 может распадаться на три π -мезона, которые, так же как и он, имеют $CP = -1^*$. Время жизни K_2^0 -мезона должно быть больше времени жизни K_1^0 -мезона (из-за меньшего фазового объема для продуктов распада). Так как K^0 -мезон «на 50% состоит из» короткоживущего K_1^0 , а на 50% — из долгоживущего K_2^0 , то естественно, что при рассмотрении процесса $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ распад на два π -мезона наблюдается только в половине случаев. Вторая половина случаев соответствует распаду K_2^0 -частицы, который протекает по другой схеме и характеризуется большим временем жизни.

Впоследствии с помощью камеры Вильсона, расположенной далеко от места рождения K^0 -мезона, было показано, что время жизни K_2^0 -мезона равно $5,2 \cdot 10^{-8}$ с и он имеет несколько трехчастичных схем распада, сходных с аналогичными схемами распада K^+ -мезонов (рис. 448).

Заметим, что проведенные рассуждения о распадах K_1^0 - и K_2^0 -мезонов справедливы с точностью до справедливости закона сохранения CP -четности (см. § 118, п. 4).

не вполне точной схемы рассуждений Гелл-Мана и Пайса, в которой они опирались на инвариантность относительно зарядового сопряжения (закон сохранения комбинированной четности в то время еще не был известен).

* Точнее говоря, K_1^0 кроме распада на 2π может также распадаться на $\pi^+\pi^-\pi^0$ с $l=L=1, 3, 5$ [где L — относительный момент ($\pi^+\pi^-$)-пары, а l — орбитальный момент π^0 -мезона относительно центра инерции этой пары]. Для K_2^0 возможны распады на $\pi^+\pi^-\pi^0$ с $L=l=0, 2, 4, \dots$ и на три π^0 -мезона. Центробежный барьер делает распады с $l=L \neq 0$ маловероятными.

2. РЕГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ

Своеобразные свойства K^0 - и $\tilde{K}^0$ -мезонов позволили Пайсу и Пицчиони теоретически предсказать чрезвычайно интересное явление, касающееся взаимодействия K^0 -мезонов с ядрами.

Представим себе вакуумированную камеру с тонкой перегородкой P , которую можно устанавливать на различных расстояниях (P_1 и P_2) от передней стенки камер (рис. 449). При облучении камеры π^- -мезонами в ее стенке будут возникать K^0 -мезоны:

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$$

и не будут возникать $\tilde{K}^0$ -мезоны, если энергия π^- -мезонов меньше порога реакции:

$$\pi^- + p \rightarrow n + K^0 + \tilde{K}^0.$$

Возникшие K^0 -мезоны будут двигаться в вакууме как смесь частиц K_1^0 и K_2^0 , которые распадаются с периодами τ_1 и τ_2 . Очевидно, что состав этой смеси в начальный момент $t \ll \tau_1 < \tau_2$ остается неизменным, так что она будет вести себя как K^0 -мезон. Другими словами, если на пути пучка в непосредственной близости от передней стенки камеры поставить тонкую перегородку P_1 , то на ней будут происходить процессы, типичные только для K^0 -мезонов (упругое рассеяние и рассеяние с перезарядкой).

Предположим теперь, что перегородка отодвинута от места образования K^0 -мезонов настолько далеко (P_2), что вся K_1^0 -компонента смеси по пути к ней успевает распасться и к перегородке подходит только долгоживущая K_2^0 -компонента пучка. Но согласно предыдущему пучок K_2^0 -частиц является 50%-ной смесью K^0 - и $\tilde{K}^0$ -мезонов, т. е. в составе пучка появятся $\tilde{K}^0$ -мезоны, которые не могли возникнуть в первичном процессе. K^0 - и $\tilde{K}^0$ -мезоны будут взаимодействовать с перегородкой. При этом K^0 -мезоны будут рассеиваться, а $\tilde{K}^0$ -мезоны — поглощаться с образованием гиперонов, например в реакции

$$\tilde{K}^0 + p \rightarrow \Lambda + \pi^+ \quad (118.14)$$

В результате взаимодействия пучок снова будет обогащаться K^0 -мезонами. В предельном случае полного поглощения (толстая перегородка P_2) опять останутся только K^0 -мезоны, которые представляют собой 50%-ную смесь K_1^0 - и K_2^0 -частиц. Таким образом, после прохождения пучка K_2^0 -частиц через перегородку в нем снова возникают K_1^0 -частицы, которые должны обнаружить себя по быстрым (10^{-10} с) распадам на два π -мезона (регенерация $\tilde{K}^0$ и K_1^0 -мезонов).

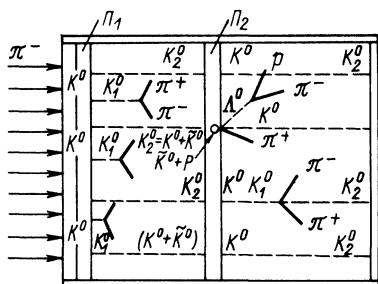


Рис. 449

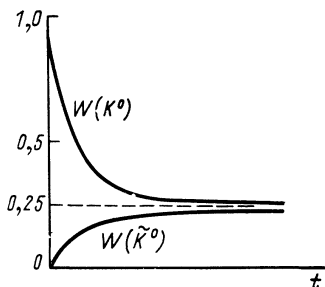


Рис. 450

Волновая функция нейтральных K -мезонов $K(t)$ с течением времени будет преобразовываться следующим образом:

$$K(0) = K^0 = \frac{K_1^0 + K_2^0}{\sqrt{2}} \xrightarrow[t \gg \tau(K_1^0)]{\sqrt{2}} \frac{K^0}{2} + \frac{\tilde{K}^0}{2} \xrightarrow[\text{после взаимодействия}]{\sqrt{2}} \frac{K^0}{2}. \quad (118.15)$$

Если перегородку заменить непрерывно распределенным веществом, то вероятности образования K^0 и $\tilde{K}^0$ -мезонов (которые пропорциональны квадрату модуля соответствующих волновых функций) будут изменяться в соответствии с рис. 450.

Таким образом, при движении K^0 -мезонов в веществе их первоначальное количество через $t \gg \tau(K_1^0)$ должно уменьшиться в 4 раза. Одновременно должно наблюдаться «возрождение» $\tilde{K}^0$, интенсивность которых через $t \gg \tau(K_1^0)$ будет равна интенсивности K^0 [предполагается, что $t \ll \tau(K_2^0)$].

Впоследствии все описанные выше свойства K^0 -, $\tilde{K}^0$ -, K_1^0 - и K_2^0 -мезонов были подтверждены экспериментально с погрешностью менее 0,5%. Таким образом, закон сохранения комбинированной четности в процессах распада нейтральных K -мезонов можно считать проверенным с точностью, превышающей 99,5%.

3. РАЗНОСТЬ МАСС НЕЙТРАЛЬНЫХ K -МЕЗОНОВ

Теоретическое предсказание и экспериментальное подтверждение весьма своеобразных процессов рождения, распада, захвата и регенерации нейтральных K -мезонов является одним из самых замечательных успехов квантовой механики и физики элементарных частиц. Но это еще не все! Оказывается, на рис. 450 изображена всего лишь грубая картина явления регенерации. На самом деле она имеет своеобразную тонкую

структуру типа осцилляций, обусловленных небольшим различием Δm в массах K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Это различие связано с тем, что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны имеют различные виртуальные процессы ($K_1^0 \rightleftharpoons 2\pi$, $K_2^0 \rightleftharpoons 3\pi$). Поскольку это различие проявляется в рамках слабого взаимодействия, оно может приводить лишь к очень малым значениям $\Delta m \approx 10^{-5}$ эВ. И вот такое малое значение оказалось возможным не только заметить, но и измерить. Это самое точное измерение массы, которое когда-либо было сделано физиками.

Идея соответствующего опыта заключается в следующем. Согласно (118.15) пучок нейтральных K -мезонов в момент $t=0$ (когда рождается только K^0 -составляющая) описывается волновой функцией $K(0)=K^0=(K_1^0+K_2^0)/\sqrt{2}$. Волновая функция пучка в момент t

$$K(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [K_1^0(t) + K_2^0(t)], \quad (118.16)$$

где (в системе единиц $\hbar=c=1$)

$$K_1^0(t) = K_1^0 \exp[im_1 t - \gamma_1 t/2]; \quad K_2^0(t) = K_2^0 \exp[im_2 t - \gamma_2 t/2];$$

m_1 и γ_1 — масса и постоянная распада K_1^0 -мезона; m_2 и γ_2 — масса и постоянная распада K_2^0 -мезона. Таким образом,

$$K(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [K_1^0 \exp(im_1 t - \gamma_1 t/2)] + K_2^0 \exp(im_2 t - \gamma_2 t/2)], \quad (118.17)$$

или с учетом (118.11)

$$K(t) = \frac{1}{2} \{ K^0 [\exp(im_1 t - \gamma_1 t/2) + \exp(im_2 t - \gamma_2 t/2)] + \tilde{K}^0 [\exp(im_2 t - \gamma_2 t/2) - \exp(im_1 t - \gamma_1 t/2)] \}. \quad (118.18)$$

Вероятности $W(K^0)$ и $W(\tilde{K}^0)$ наблюдения в момент t состояний K^0 и $\tilde{K}^0$ равны квадратам модулей выражений, стоящих при K^0 и $\tilde{K}^0$:

$$\left. \begin{aligned} W(K^0) &= \frac{1}{4} [e^{-\gamma_1 t} + e^{-\gamma_2 t} + 2e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} t} \cos(\Delta m t)]; \\ W(\tilde{K}^0) &= \frac{1}{4} [e^{-\gamma_1 t} + e^{-\gamma_2 t} - 2e^{-\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} t} \cos(\Delta m t)]. \end{aligned} \right\} \quad (118.19)$$

Изменение $W(K^0)$ и $W(\tilde{K}^0)$ со временем схематически показано на рис. 451. Это и есть осцилляторная тонкая структура рис. 450.

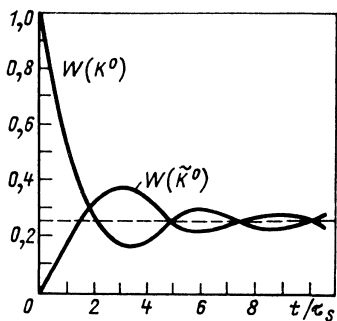
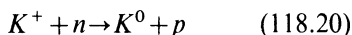


Рис. 451

Нечто похожее на рис. 451 действительно наблюдалось в опыте по регистрации взаимодействия возрожденных $\tilde{K}^0$ -мезонов. Опыт был поставлен с помощью пропановой пузырьковой камеры, в которой наблюдались процессы рождения K^0 -мезонов в реакции по схеме



и процессы взаимодействия $\tilde{K}^0$ -мезонов по схеме



которые происходили на некотором расстоянии от точки рождения K^0 -мезона. Распределение событий типа (118.21) по расстоянию от места рождения K^0 -мезона (т. е. по времени от момента его рождения) позволило определить период осцилляций, из которого было получено $\Delta t \approx 10^{-5}$ эВ.

Современное значение Δt равно

$$\Delta t = (3,521 \pm 0,014) \cdot 10^{-6} \text{ эВ}. \quad (118.22)$$

В отдельном эксперименте было показано, что

$$m(K_2^0) > m(K_1^0). \quad (118.23)$$

4. НАРУШЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ В K_2^0 -РАСПАДЕ. K_S^0 - И K_L^0 -МЕЗОНЫ

Замечательные успехи, полученные при изучении свойств нейтральных K -мезонов, в очередной раз подтвердили, и при том самым блестящим образом, справедливость закона сохранения комбинированной четности. Тем сильнее было потрясение физиков, когда на очередной международной конференции по физике высоких энергий (Дубна, 1964) они услышали об опыте, в котором было доказано нарушение закона сохранения CP -четности в K_2^0 -распаде!

Во избежание недоразумений сразу же отметим, что обнаруженное нарушение CP -четности по масштабу эффекта очень невелико (примерно 0,2%)*. Поэтому все результаты пп. 2 и 3 с высокой степенью точности (около 99,8%) остаются

* Напомним, что нарушение закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях является 100%-ным.

справедливыми. Тем не менее закон сохранения комбинированной четности перешел из категории точных в разряд приближенных законов сохранения.

Сущность нарушения заключается в обнаружении наряду с разрешенными каналами распада K_2^0 -мезона

$$\begin{aligned}
 & \begin{array}{l} \rightarrow \mu + \nu_\mu + \pi, \\ \rightarrow e + \nu_e + \pi, \\ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \\ \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \end{array} \\
 & K_2^0 \qquad \qquad \qquad (118.24)
 \end{aligned}$$

еще одного канала распада, запрещенного законом сохранения СР-четности,

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (118.25)$$

Опыт, в котором был зарегистрирован процесс $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, поставили Фитч, Кронин, Торндайк и Христиансен в Брукхейвенской лаборатории США. Схема установки изображена на рис. 452. Здесь p — пучок протонов Брукхейвенского ускорителя с энергией $T_p = 30$ ГэВ; Ве — бериллиевая мишень; K — коллиматор, выделяющий направление пучка нейтральных K -мезонов; KP — камера, в которой происходят распады K -мезонов, попадающих в зону действия детекторов. Детекторами продуктов распада являются два телескопа, каждый из которых состоит из двух искровых камер $ИК$, магнита M , сцинтилляционного счетчика $СС$ и черенковского счетчика $ЧС$. Такой детектор позволяет определять импульс заряженного продукта распада нейтрального K -мезона как по направлению, так и по величине.

Камера распада KP заполнена гелием. Она находится на расстоянии 20 м от мишени ускорителя, что составляет примерно 600 пробегов K_1^0 -мезона. На таком большом расстоянии

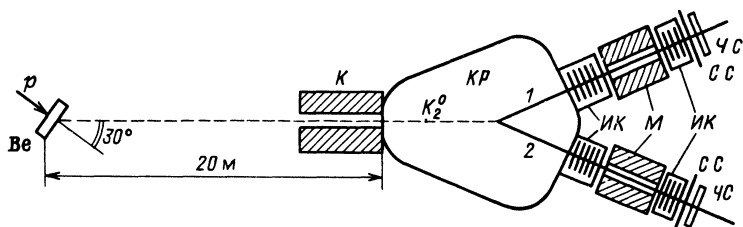


Рис. 452

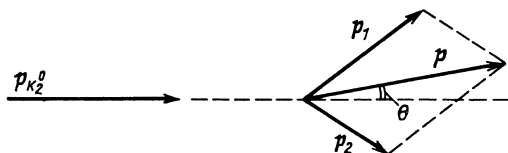


Рис. 453

все короткоживущие K_2^0 -мезоны должны выбыть из пучка за счет распада, так что в камере могут распадаться только долгоживущие K_2^0 -мезоны. Коллиматор определяет направление их импульса $\mathbf{p}_{K_2^0}$ (модуль импульса, разумеется, не известен).

Идея* выделения редкого процесса (118.25) на фоне главных процессов (118.24) заключается в установлении для заряженных продуктов распада K_2^0 -мезона (на рис. 452 они помечены цифрами 1 и 2) выполнения двух условий:

1) строгого совпадения направления суммарного импульса обеих заряженных частиц $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$ с направлением импульса K_2^0 -мезона $\mathbf{p}_{K_2^0}$ (угол θ на рис. 453 должен быть равен нулю):

$$\theta = 0, \quad \cos \theta = 1; \quad (118.26)$$

2) точного равенства между эффективной массой M^* обоих регистрируемых продуктов распада 1 и 2 (в предположении, что они имеют массы $m_1 = m_2 = m_\pi$) и масс K_2^0 -мезона:

$$M^* = 2m_\pi + (T'_1 + T'_2)/c^2 = M_{K_2^0}. \quad (118.27)$$

Здесь T'_1 и T'_2 — кинетические энергии частиц 1 и 2 в системе покоя K_2^0 , вычисленные из измеренных значений их импульсов p_1 и p_2 в предположении, что массы частиц 1 и 2 совпадают с массами π -мезонов.

Очевидно, что оба эти условия могут одновременно выполняться только в случае двухчастичного распада K_2^0 -мезона по схеме $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, в которой частицы 1 и 2 действительно являются $\pi^\pm$ -мезонами. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} \theta = 0, \quad \cos \theta = 1; \\ M^* = m_{\pi^+} + m_{\pi^-} + (T'_{\pi^+} + T'_{\pi^-})/c^2 = M_{K_2^0}. \end{aligned} \right\} \quad (118.28)$$

Подчеркнем, что одновременность выполнения обоих условий очень важна, так как одно из этих условий должно выполняться для многих случаев трехчастичных распадов, происходящих по схемам (118.24).

* Слово «идея» здесь употребляется несколько условно, поскольку экспериментальная установка была изготовлена для наблюдения явления регенерации нейтральных K -мезонов.

Авторы эксперимента рассчитали методом Монте-Карло* распределение числа трехчастичных событий (118.24) по эффективной массе M^* двух заряженных частиц 1 и 2, вычисленной по формуле (118.27). Расчет M^* был сделан в предположении, что импульсы частиц 1 и 2 соответствуют возможным значениям импульсов μ^+ и π^- (e^+ и π^- или π^+ и π^-) частиц, возникающих в трехчастичных схемах распада (118.24), но для масс этих частиц во всех случаях было принято значение $m_1 = m_2 = m_\pi$.

Оказалось, что разные каналы трехчастичной схемы распада (118.20) имеют следующие границы для возможных значений M^* :

$$\left. \begin{aligned} K_2^0 &\rightarrow \mu^+ + \nu_e + \pi^-, & 280 < M^* < 536 \text{ МэВ}; \\ K_2^0 &\rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-, & 280 < M^* < 516 \text{ МэВ}; \\ K_2^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-, & 280 < M^* < 363 \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (118.29)$$

Таким образом, пара заряженных частиц из первого и второго каналов (μ^+ , π^- и e^+ , π^- соответственно) действительно может иметь эффективную массу

$$M^* = M_{K_2^0} \approx 500 \text{ МэВ}.$$

Относительное количество таких ложных случаев ($K_2^0 \rightarrow 2\pi$) распада можно оценить по кривой распределения числа событий N в функции от эффективной массы M^* , которая изображена на рис. 454. На этом рисунке плавной кривой показаны результаты расчета $N(M^*)$ методом Монте-Карло, а гистограммой — экспериментальные результаты.

Из рисунка видно, что в районе $M^* = M_{K_2^0} \approx 500$ МэВ имеется довольно много событий, но они никак не выделяются по сравнению с остальными (кривая в этом месте имеет плавный характер). Это означает, что большая часть этих событий — ложные. Для выделения из них истинных случаев распада по схеме (118.25) необходим дополнительный анализ по углу θ .

Анализ по углу был выполнен следующим образом. Для всех экспериментальных событий с $\cos \theta > 0,998$ и эффективной

* Методом Монте-Карло, или методом статистических (случайных) испытаний, называется такой расчет эксперимента, при котором подробно прослеживается индивидуальная судьба каждой частицы. Выбор из равновероятных значений того или иного параметра частицы (направления и величины ее скорости, пройденного пути до распада или взаимодействия и т. п.), а также выбор самих частиц, т. е. в рассматриваемом случае конкретного канала из числа перечисленных (118.24), производится по закону случая (с помощью «рулетки» или заменяющей ее таблицы случайных чисел и т. п.). Отсюда и название метода.

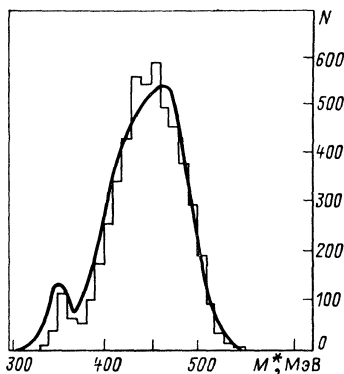


Рис. 454

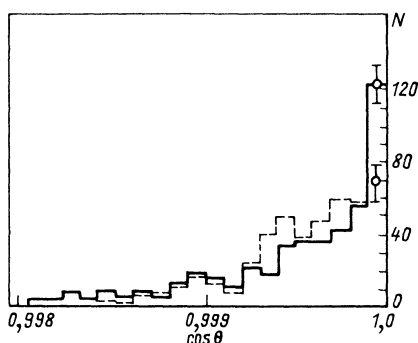


Рис. 455

массой M^* , заключенной в интервале $490 < M^* < 510$ МэВ, было построено распределение по $\cos \theta$ (рис. 455) и произведено сравнение полученной гистограммы с расчетом аналогичного распределения методом Монте-Карло (штриховая гистограмма на том же рисунке). Из сравнения видно, что в области совсем малых углов ($\cos \theta \sim 0,9999$) имеется выброс экспериментальной кривой над теоретической.

Этот избыток случаев $M^* = M_{K_2^0}$ и $\cos \theta = 1$ можно отнести к реальным случаям распада по схеме $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Для того чтобы окончательно убедиться в справедливости этого заключения, авторы провели дополнительный анализ событий, относящихся к узкой области рис. 455 в районе его правого конца (но при несколько расширенном диапазоне эффективных масс). На рис. 456 показаны результаты этого анализа. Из рисунка видно, что экспериментальная гистограмма имеет четкий максимум при $\cos \theta = 1$ и $M^* \approx 500$ МэВ, который более чем в 5 раз превышает уровень расчетной кривой для ложных событий.

Подсчет M^* по событиям, относящимся к максимуму, дал значение

$$M^* = 2m_\pi + \frac{T'_{\pi^+} + T'_{\pi^-}}{c^2} = (499 \pm 0,8) \text{ МэВ}. \quad (118.30)$$

Это значение прекрасно совпадает со значением массы K_1^0 -мезонов, образованных регенерацией в вольфраме:

$$M_{K_1^0} = (498,1 \pm 0,4) \text{ МэВ}. \quad (118.31)$$

Всего над фоном имеется 45 событий. Появление 10 из них можно отнести за счет регенерации K_1^0 -мезонов в гелии, которым заполнена камера распада. Остается 35 ± 10 событий.

Сравнение этого числа с общим количеством распадов K_2^0 -мезона по разрешенным каналам дает для отношения вероятностей распада

$$\frac{K_2^0 \rightarrow 2\pi}{K_2^0 \rightarrow \text{все}} \approx 2 \cdot 10^{-3}. \quad (118.32)$$

Таким образом, долгоживущий нейтральный K -мезон (K_L^0) является не чистым состоянием с $CP = -1$ (не K_2^0), а имеет небольшую примесь состояния с $CP = +1$ (K_1^0):

$$K_L^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0. \quad (118.33)$$

Соответственно короткоживущий нейтральный K -мезон (K_S^0) может быть представлен в виде

$$K_S^0 = K_1^0 + \varepsilon K_2^0. \quad (118.34)$$

Легко видеть, что выражения (118.33) и (118.34) можно переписать в другой форме:

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ (1 + \varepsilon) K^0 + (1 - \varepsilon) \tilde{K}^0 \} \quad (118.35)$$

и

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ (1 + \varepsilon) K^0 - (1 - \varepsilon) \tilde{K}^0 \}. \quad (118.36)$$

За годы, прошедшие с момента опубликования результатов опыта Фитча, Кронина, Торндайка и Христиансена, было выполнено много экспериментальных работ по проверке найденного ими эффекта. Например, для того чтобы полностью исключить эффект от возможной регенерации K_S^0 -мезонов в гелии, был сделан опыт в вакууме.

Были также сделаны опыты на разных расстояниях от мишени и опыт по наблюдению интерференции между $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ и $K_S^0 \rightarrow 2\pi$, где K_S^0 -мезоны получались в процесс регенерации.

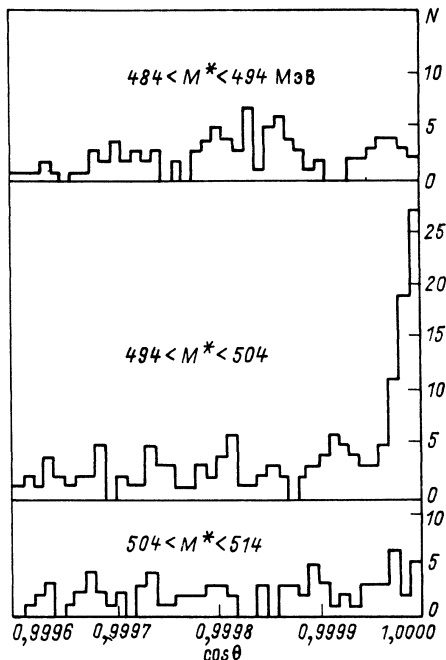


Рис. 456

Все эти опыты подтвердили результат первого эксперимента. В распаде нейтральных K -мезонов действительно «слегка» нарушается закон сохранения комбинированной четности. Масштаб нарушения — около 0,1%.

В настоящее время физики, занимающиеся этим вопросом, ищут взаимодействие, ответственное за нарушение закона сохранения CP -четности. Сложность проблемы связана с тем, что ввиду малости эффекта его можно отнести не только к слабому, но и к сильному и электромагнитному взаимодействиям, в которых нейтральные K -мезоны участвуют через виртуальные процессы. Возможно также, что за нарушение CP -четности ответственность несет четвертое, до сих пор считавшееся не существующим сверхслабое взаимодействие. Каждое из этих предположений должно проверяться серийей весьма трудных для постановки и выполнения опытов, в которых ищут эффекты, обусловленные нарушением CP -четности за счет данного конкретного вида взаимодействия (дипольные электрические моменты у нейтрона и электрона, зарядовая асимметрия продуктов распада частиц и резонансов, отклонение от принципа детального равновесия для некоторых реакций и др.). Окончательных результатов сейчас пока еще нет.

За открытие несохранения комбинированной четности Фитчу и Крониуну была присуждена Нобелевская премия по физике за 1980 г.

§ 119. Краткое заключение к гл. XX

Глава XX посвящена описанию свойств K -мезонов и гиперонов. Известно четыре вида K -мезонов (каонов): K^+ и K^- -мезоны, имеющие массу $m_K \approx 966m_e$ и являющиеся частицей и античастицей по отношению друг к другу, и K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны с массами $m_{K^0} \equiv m_{\bar{K}^0} \approx 975m_e$. Так же как и π -мезоны, K -мезоны имеют нулевой спин.

На примере рассмотрения распада K -мезонов было впервые доказано нарушение P -четности в слабых взаимодействиях.

K -мезоны с большим сечением рождаются в сильных взаимодействиях, т. е. имеют свойства ядерно-активных частиц. Поэтому на них был распространен принцип изотопической инвариантности. Все K -мезоны имеют изоспин $T_K = 1/2$ и образуют два изотопических дублета: K^+ и K^0 с $T_K^+ = +1/2$ и $T_K^0 = -1/2$ и K^- и $\bar{K}^0$ с $T_K^- = -1/2$ и $T_K^{\bar{K}^0} = +1/2$.

Одновременно со свойствами ядерной активности K -мезоны странным образом проявляют также и свойства ядерной пассивности. Они распадаются на ядерно-активные частицы за время, характерное не для сильного, а для слабого взаимодействия (10^{-10} – 10^{-8} с). В связи с этими и другими особенностями в свойствах K -мезоны были названы странными частицами.

Одновременно с K -мезонами была обнаружена другая большая группа частиц с аналогичными странными свойствами — гипероны. На них, как и на K -мезоны, был распространен принцип изотопической инвариантности, в соответствии с которым гипероны группируются в зарядовые мультиплеты. Гипероны относятся к классу барионов, т. е. их барионный заряд $B = +1$; все они имеют массу больше массы нуклона.

К настоящему моменту известно семь гиперонов: изотопический синглет ($T=0$) — Λ -гиперон с массой $m_\Lambda \approx 2183m_e$; изотопический триплет Σ -гиперонов с $T=1$ и средней массой $\bar{m}_\Sigma \approx 2335m_e$ ($m_{\Sigma^+} \approx 2328m_e$, $m_{\Sigma^0} \approx 2334m_e$, $m_{\Sigma^-} \approx 2343m_e$); изотопический дублет Ξ -гиперонов с $T=1/2$ и средней массой $\bar{m}_\Xi \approx 2580m_e$ ($m_{\Xi^-} \approx 2586m_e$, $m_{\Xi^0} \approx 2573m_e$); второй изотопический синглет ($T=0$) — Ω^- -гиперон с массой $m_{\Omega^-} \approx 3273m_e$.

Гипероны и K -мезоны могут быть систематизированы на основе принципа изотопической инвариантности, если ввести в рассмотрение новое квантовое число — странность S , связывающее между собой z , T_z и B для странных частиц соотношением $z = T_z + \frac{B+S}{2}$. Если гиперонам и K -мезонам приписать странность S ,

равную соответственно $S_{K^+} = S_{K^0} = +1$, $S_{K^-} = S_{\bar{K}^0} = S_{\Lambda^0} = S_{\Sigma^0} = -1$, $S_{\Sigma^+} = -2$, $S_{\Omega^-} = -3$, то согласно этому соотношению странные частицы подобно обычным нестранным сильно взаимодействующим частицам разобьются на изотопические мультиплеты. При этом нуклонам и π -мезонам следует приписать странность $S=0$. В сильных и электромагнитных процессах странность S сохраняется. Процессы, протекающие с изменением странности на ± 1 , относятся к слабым и характеризуются периодами полураспада $10^{-10} - 10^{-8}$ с. Закон сохранения странности позволяет понять все основные особенности поведения странных частиц.

При рассмотрении схем распада нейтральных K -мезонов возникли трудности с законом сохранения комбинированной CP -четности, которые удалось преодолеть, введя новые нейтральные каоны, являющиеся суперпозицией K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов:

$$K_1^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}, \quad K_2^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}.$$

В отличие от K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов K_1^0 - и K_2^0 -мезоны не имеют определенной странности, но зато их можно охарактеризовать определенной CP -четностью. CP -четность K_1^0 - и K_2^0 -мезонов соответственно равна $+1$ и -1 , в связи с чем для K_1^0 -мезона разрешена схема распада $K_1^0 \rightarrow 2\pi$, а для K_2^0 -мезона — схема $K_2^0 \rightarrow 3\pi$.

В 1964 г. было доказано небольшое (около 0,1%) нарушение CP -четности в K_2^0 -распаде, в связи с чем была введена еще одна пара нейтральных каонов:

$$K_S^0 = K_1^0 + \varepsilon K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ (1 + \varepsilon) K^0 - (1 - \varepsilon) \bar{K}^0 \};$$

$$K_L^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ (1 + \varepsilon) K^0 + (1 - \varepsilon) \bar{K}^0 \}.$$

K_S^0 -Мезон имеет время жизни $\tau_{K_S^0} \approx 0,9 \cdot 10^{-10}$ с, а K_L^0 -мезон — $\tau_{K_L^0} \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с. Специфические свойства нейтральных каонов были подтверждены экспериментально наблюдением процессов $(K^0 - \bar{K}^0)$ -осцилляций и регенерации $\bar{K}^0$ - и K_L^0 -мезонов.

Кроме метастабильных странных частиц с временем жизни $\tau = 10^{-10} - 10^{-8}$ с имеется большая группа странных резонансов, т. е. нестабильных странных частиц, распадающихся по каналам сильного взаимодействия (за ядерное время $\tau \approx 10^{-23}$ с) с сохранением странности.

Глава XXI

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

§ 120. Взаимосвязанность и взаимопревращаемость элементарных частиц

С учетом резонансов элементарных частиц известно так много*, что элементарность большей части из них, а может быть даже и всех, уже давно (еще до обнаружения очарованных и прелестных частиц, см. § 125 и 126) начала вызывать сомнение. Во всяком случае видна тесная связь между отдельными частицами, которая проявляется как во взаимных превращениях, переходах частиц в процессе их взаимодействия и распада, так и в наличии у них многих общих свойств.

Все обычные частицы (не резонансы) имеют единичный или нулевой заряд, спины всех обычных частиц (за исключением гравитона, промежуточных бозонов, γ -кванта, а также Ω -гиперона, спин которого еще не измерен, но, по-видимому, равен $3/2$) равны либо нулю, либо $1/2$; ряд общих свойств обнаруживают все странные частицы, все лептоны. Некоторыми общими свойствами обладают все барионы, все мезоны.

Существует ряд общих принципов, сближающих свойства отдельных частиц и резонансов. Это, например, принцип зарядового сопряжения, согласно которому каждой частице и резонансу соответствует античастица; принцип изотопической инвариантности, накладывающий очень заметный отпечаток

* Свойства элементарных частиц, стабильных относительно сильного взаимодействия (т. е. нерезонансов), приведены в таблице в конце книги (приложение IV). Свойства резонансов кратко охарактеризованы в § 112, 116, 125 и 126.

на свойства всех частиц и резонансов, участвующих в сильных взаимодействиях.

Классификация элементарных частиц по характеру взаимодействия с другими частицами также указывает на их связь между собой. Так как гравитационные силы между частицами очень малы, то в ядерной физике рассматриваются три вида взаимодействий: сильные, электромагнитные и слабые. Все они характеризуются сохранением электрического и барионного зарядов. Многие элементарные частицы могут взаимодействовать всеми тремя способами, некоторые — двумя (например, электрон и мюон) или даже одним (нейтрино, γ -квант). Сильные взаимодействия происходят за ядерные времена ($10^{-24} - 10^{-23}$ с), с большим сечением (примерно 10^{-27} см²), характеризуются сохранением P -, C -, и G -четности, изотопического спина и его проекции, сохранением странности и других зарядов. Безразмерная константа сильного взаимодействия имеет наибольшее значение среди констант подобного рода: $g_{\text{сн}} \approx 1$. Изотопическая инвариантность нарушается, если учесть электромагнитное взаимодействие, интенсивность которого определяется константой* $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, а вероятность — периодом полураспада, равным или большим 10^{-20} с.

Все перечисленные величины, кроме изотопического спина и G -четности, сохраняются и в электромагнитных процессах.

В электромагнитном взаимодействии кроме γ -кванта участвуют все заряженные частицы и нейтральные адроны, благодаря чему между ними также имеется известное сходство. Это проявляется, например, в существовании у них радиационных каналов распада и магнитных моментов (если $s \neq 0$).

Слабое взаимодействие характеризуется очень малой константой взаимодействия $g_{\text{сл}} \approx 3 \cdot 10^{-12}$, ничтожно малыми сечениями взаимодействия (порядка 10^{-43} см²) и очень большими периодами полураспада (обычно не менее 10^{-10} с)**. Различают слабые процессы с участием лептонов, которые классифицируются с помощью лептонных зарядов, и слабые процессы, идущие с участием странных частиц, классифицирующиеся с помощью странности. При этом оказывается, что константа слабого взаимодействия одинакова не только для всех видов лептонных процессов, но в первом приближении совпадает также и с константой взаимодействия для процессов,

* Для оценки интенсивности взаимодействия с помощью безразмерной константы ее значение нужно сравнивать с единицей.

** Значение $\sigma_v \approx 10^{-43}$ см² относится к взаимодействиям при низких энергиях (около 1 МэВ). С ростом энергии сечение слабого взаимодействия растет. У тяжелых лептонов время жизни может быть меньше 10^{-10} с ($\tau_e \approx 5 \cdot 10^{-13}$ с).

идущих с изменением странности*. Эта особенность слабого взаимодействия в свое время дала возможность высказать очень плодотворную гипотезу о существовании универсального слабого ферми-взаимодействия и предсказать некоторые явления, обнаруженные впоследствии экспериментально (например, несохранение четности в β -распаде из несохранения четности в K -распаде). Таким образом, характер протекания слабых процессов также сближает между собой свойства самых разнообразных частиц.

Наконец (см. § 130), в настоящее время получила блестящее экспериментальное подтверждение единая теория электрослабого взаимодействия, в которой совместно рассматриваются как слабые, так и электромагнитные взаимодействия.

Всеобщая взаимосвязанность и взаимопревращаемость элементарных частиц очень затрудняет решение вопроса о том, какие из известных частиц «более элементарны», а какие «состоят из них». В связи с этим приведенное в § 99 определение элементарной частицы не вполне удовлетворительно и в значительной степени имеет условный характер. Из всеобщей взаимозависимости частиц получается, что каждая элементарная частица в какой-то мере состоит из всех остальных, т. е. все они в сущности состоят из чего-то единого, из какой-то общей первоматерии. Возможно, что физика недалекого будущего сумеет определить эту первоматерию и построить из нее все известные частицы со всеми их свойствами. О некоторых успехах, полученных в этом направлении для адронов, будет рассказано в этой и следующей главах.

§ 121. Гипотеза об унитарной симметрии и систематика адронов

Большинство элементарных частиц составляют адроны**, т. е. стабильные сильнодействующие частицы и резонансы. В настоящее время насчитывается более двухсот адронов (без учета античастиц), в связи с чем уже довольно давно предпринимались попытки их классификации. Описание таких попыток начнем с систематизации адронов с одинаковыми барионным зарядом, спином и внутренней четностью и сравнительно близкими массами.

* Возможно, что это окажется справедливым также и для процессов, идущих с изменением очарования и прелести (см. § 125 и 126).

** Название «адроны» происходит от греческого слова 'αδρoν', что означает «крупный», «массивный». Под термином «стабильные частицы» понимаются частицы, стабильные относительно сильного взаимодействия, т. е. собственно стабильные ($\tau = \infty$) и квазистабильные ($\tau \gg 10^{-23}$ с).

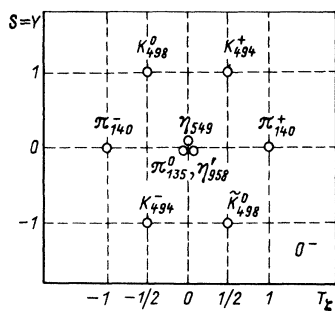


Рис. 457

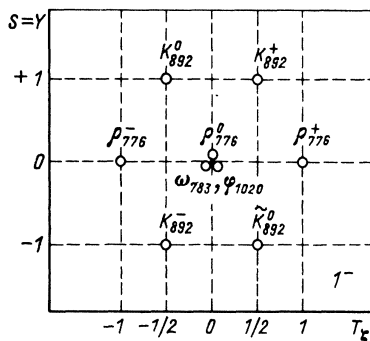


Рис. 458

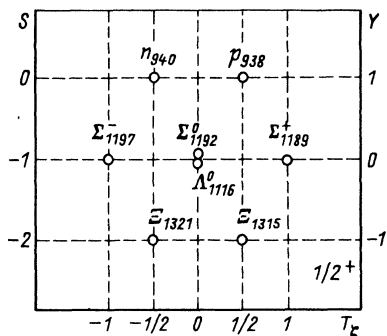


Рис. 459

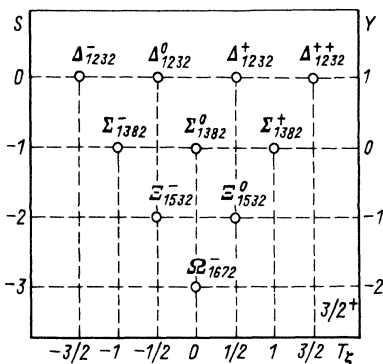


Рис. 460

Прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что адроны с одинаковыми барионным зарядом, спином и четностью группируются в определенные симметричные совокупности; имеется девять псевдоскалярных мезонных адронов, т. е. частиц, находящихся в состоянии 0^- ($I=0$, $P=-1$), девять векторных мезонных адронов (состояние 1^-), восемь барионов в состоянии $1/2^+$, десять барионных адронов в состоянии $3/2^+$ и др. Первые три группы (рис. 457—459) состоят из сходных мультиплетов, которые располагаются на плоскости T_z , $S(Y)$ в виде симметричных шестиугольных фигур (с несколько отличной центральной областью на рис. 459). Последняя группа из 10 частиц на тех же осях располагается в виде правильного треугольника (рис. 460). Все четыре фигуры симметричны по отношению к повороту на 120° и объединяют частицы с относительно близкими значениями масс.

Таким образом, создается впечатление, что каждая из этих групп представляет собой большой супермультиплет частиц, получившийся в результате «расщепления» одной частицы, состояние которой характеризуется теми самыми барионным зарядом, спином и четностью, которые присущи всем членам данного супермультиплета.

Эти симметричные группы частиц с одинаковыми барионным зарядом, спином и четностью, но различными странностью, изотопическим спином и электрическим зарядом можно сравнить с изотопическими мультиплетами, объединяющими частицы с одинаковыми барионным зарядом, спином, четностью и странностью, но с различным зарядом. Напомним, что члены изотопических мультиплетов имеют весьма близкие значения масс, а их число M определяется изотопическим спином T ($M=2T+1$), т. е. может равняться 1 при $T=0$; 2 при $T=1/2$; 3 при $T=1$ и т. д.

Как известно, существование и свойства изотопических мультиплетов объясняются своеобразными свойствами и относительной интенсивностью сильного и электромагнитного взаимодействий.

Изотопическая инвариантность сильного взаимодействия проявляется для π -мезонов, нуклонов и ядер в форме закона сохранения изотопического спина, который позволяет получить определенные соотношения между сечениями различных процессов и правила отбора для ядерных реакций. Распространение принципа изотопической инвариантности на K -мезоны и гипероны привело к установлению закона сохранения странности, позволившего не только систематизировать большую группу частиц, но и предсказать существование некоторых из них.

Успех классификации частиц, основанный на изотопической симметрии сильного взаимодействия, с одной стороны, и отмеченное выше сходство в свойствах больших групп адронов, состоящих из нескольких изомультиплетов, с другой стороны, заставили высказать предположение о существовании более общей (чем изотопическая инвариантность) симметрии сильных взаимодействий — так называемой унитарной симметрии.

Если изотопическая симметрия объединяет в изотопические мультиплеты частицы с одинаковыми барионными зарядами, спинами, четностью, изоспинами и странностью (но разными электрическими зарядами), то унитарная симметрия объединяет в унитарные супермультиплеты частицы, входящие в несколько изотопических мультиплетов, т. е. имеющие разные изоспины и странности.

Как известно, изотопическая инвариантность — не точная, а приближенная симметрия адронов, входящих в один и тот

же изотопический мультиплет. Эта симметрия нарушается электромагнитным взаимодействием. Однако в связи с относительной слабостью электромагнитного взаимодействия по сравнению с сильным приближенность изотопической симметрии проявляется лишь в небольшом отличии масс у частиц — членов изомультиплета (мы не говорим здесь о типично электромагнитных свойствах частиц, связанных с наличием у них электрического заряда).

Унитарная симметрия — еще менее точная симметрия сильного взаимодействия, чем изотопическая инвариантность, так как она объединяет в унитарные мультиплеты частицы с различной странностью, т. е. довольно сильно различающиеся по массе (см., например, рис. 460). Таким образом, нарушение унитарной симметрии, обусловленное этим расщеплением по странности, проявляется в значительно большем по сравнению с нарушением изотопической симметрии различии масс у частиц — членов унитарного мультиплета.

В 60-е годы было предложено несколько теоретических моделей унитарной симметрии, в которых предпринимались попытки объяснения существования супермультиплетов данной размерности (и отсутствия других), свойств частиц, входящих в супермультиплет (в том числе расщепления по массе), а также делались предсказания существования новых необнаруженных частиц — членов известных супермультиплетов и даже новых супермультиплетов с определенными свойствами.

К числу этих моделей относятся составная модель Сакаги, $SU(3)$ -симметрия (восьмеричный путь) Гелл-Мана и Неймана, модель «кварков» или «тузов» Гелл-Мана и Цвейга и более широкие, чем $SU(3)$ -симметрии, схемы $SU(n)$ -симметрии, размерность n которых определяется количеством учитываемых квантовых чисел. Ниже будет дано краткое описание некоторых из этих схем, больший или меньший успех которых определяется временем их появления на свет и богатством экспериментального материала на этот момент.

§ 122. $SU(3)$ -симметрия

Наибольший успех «докваркового периода» классификации адронов выпал на долю схем Гелл-Мана и Неймана (1961 г.), в которой одним из барионных супермультиплетов является восьмерка барионов: p , n , Λ , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- и Ξ^0 . Эта схема получила название $SU(3)$ -симметрии (октетной симметрии, восьмеричного пути).

Как было указано в § 121, члены восьмерки барионов p , n , Λ , $\Sigma^{\pm 0}$, Ξ^{0-} имеют одинаковый спин $1/2$ и одинаковую

четность $P = +1$ (для Ξ -гиперонов предположительно), но различны по странности и изоспину: $S_N = 0$, $S_\Lambda = S_\Sigma = -1$, $S_\Xi = -2$, $T_N = T_\Xi = 1/2$, $T_\Lambda = 0$, $T_\Sigma = 1$. Они различаются по массе, однако это различие для соседних частиц не превышает 15%.

Таким образом, можно считать, что в первом приближении массы всех перечисленных барионов равны, т. е. что формирующее их взаимодействие одинаково (восьмикратное вырождение по странности и заряду).

В связи с этим барионную восьмерку можно рассматривать в качестве одного из супермультиплетов октетной симметрии — унитарного барионного октета. Представление об октетной симметрии и степени ее нарушения можно получить из сравнения характера расщепления частиц по массе вдоль оси T_z (ось зарядов) и оси странности S (или гиперзаряда Y).

Как уже упоминалось в § 121, барионный октет (см. рис. 459), будучи построен в осях T_z и S (или Y), образует симметричный шестиугольник с двумя частицами в центре. Октет состоит из одного изотопического синглета Λ , двух изотопических дублетов (n , p и Ξ^- , Ξ^0) и одного изотопического триплета (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-). С точки зрения унитарной симметрии октет представляет собой дважды расщепленное барионное состояние $1/2^+$: взаимодействие, зависящее от странности, снимает вырождение по странности и расщепляет состояние на изотопические мультиплеты (N -дублет, Λ -синглет, Σ -триплет, Ξ -дублет); электромагнитное взаимодействие снимает вырождение по заряду и расщепляет зарядовые мультиплеты на отдельные члены (n и p , Σ^+ , Σ^0 и Σ^- , Ξ^- и Ξ^0 , Λ -синглет). Первое расщепление — порядка $\Delta m/m \approx 0,1 \div 0,2$, второе — порядка $\Delta m/m \approx 0,01$.

При сравнении обоих расщеплений видно, что они вполне аналогичны, если не считать величины расщепления $\Delta m/m$. Эта своеобразная особенность нарушения унитарной симметрии в природе, заключающаяся в том, что оно происходит симметричным образом по отношению к обоим возмущающим взаимодействиям, может быть проанализирована при помощи математической теории специальных унитарных и унимодулярных $SU(n)$ -групп.

Теория $SU(n)$ -групп дает возможность сделать естественный математический переход от описания изотопической инвариантности к описанию более широкого понятия унитарной симметрии. Эта теория при $n=2$ дает описание изотопической инвариантности, при $n=3$ лежит в основе октетной симметрии, а при $n=5$ и 6 позволяет построить более общие $SU(5)$ - и $SU(6)$ -симметрии.

Изотопическая инвариантность в теории $SU(n)$ -групп описывается двумерной группой $SU(2)$, которая эквивалентна

спинорным преобразованиям. Как известно, спинорные преобразования осуществляются при помощи двухрядных матриц Паули (см. § 84, п. 9) и приводят к тем же результатам, что и операция вращения вектора изотопического спина T в трехмерном изотопическом пространстве. Простейшим представлением $SU(2)$ -группы после скаляра является дублетное (изотопический дублет).

Унитарная симметрия—более широкая симметрия, чем изотопическая инвариантность. Поэтому естественно ожидать, что математическое описание унитарной симметрии может быть получено при помощи группы $SU(3)$ для трехрядных матриц.

Подобно тому как простейшим изотопическим мультиплетом является дублет, простейшим унитарным мультиплетом должен быть триплет [простейшее представление $SU(3)$ -группы после скаляра], члены которого отличаются не только по заряду, но и по странности. Следующее, более сложное представление группы $SU(3)$ является октетным. Оно и было идентифицировано как барионный октет. Мезонные унитарные мультиплеты в октетной симметрии получаются в результате комбинирования восьмерки барионов с «антивосьмеркой» антибарионов. Можно показать, что при этом должны возникать следующие унитарные мультиплеты: $8 \times 8 = 1 + 8 + 8 + 10 + \bar{10} + 27$. Аналогичные унитарные мультиплеты возникают и для барионных систем.

Октетная симметрия хорошо подтверждается экспериментом. Действительно, кроме барионного октета $1/2^+$ существуют два мезонных нонета (см. рис. 457 и 458). Первый объединяет все известные псевдоскалярные мезонные адроны, находящиеся в состоянии 0^- , а второй—векторные мезонные резонансы, т. е. мезонные адроны, находящиеся в состоянии 1^- . При этом нонет можно рассматривать как случайное совпадение квантовых чисел у членов унитарного октета и соответствующего унитарного синглета. Сравнение рис. 457—459 показывает, что все три фигуры построены как бы по единому образцу: они содержат сходные зарядовые мультиплеты и массы всех членов супермультиплета относительно близки.

Наконец, как было указано в § 121, в природе существует и предсказываемый $SU(3)$ -симметрией унитарный декуплет (см. рис. 460), состоящий из десяти барионных адронов, находящихся в состоянии $3/2^+$, а именно: из изотопического синглета со странностью $S = -3$ (Ω^- -гиперон), изотопического дублета со странностью $S = -2$ (Ξ_{1529}^0), изотопического триплета со странностью $S = -1$ (Σ_{1383}^0) и изотопического квартета с нулевой странностью (Δ_{1232}^{++} , Δ_{1232}^+ , Δ_{1232}^0 и Δ_{1232}^-). В этом

случае, так же как и для октетов, расщепление масс для соседних изотопических мультиплетов не превосходит 15%, причем особенно замечательно то, что это расщепление эквидистантно.

Важнейшим достоинством всякой новой теории является возможность правильных предсказаний. В этом смысле очень показательна история возникновения и развития $SU(3)$ -симметрии.

Впервые шестиугольная диаграмма для барионов была получена в начале 1961 г. Гелл-Маном и Нейманом. В это время было известно семь псевдоскалярных мезонов. Через полгода были открыты восемь векторных мезонов. А еще через полгода был открыт недостающий восьмой псевдоскалярный η -мезон.

Триумфом $SU(3)$ -симметрии была расшифровка треугольной диаграммы для барионных адронов в состоянии $3/2^+$. Осенью 1962 г. было известно девять адронов этого типа, которые на плоскости T_3, S образовывали правильный треугольник без нижней вершины. В случае справедливости $SU(3)$ -симметрии должен существовать десятый адрон — Ω^- -гиперон, свойства которого могут быть предсказаны.

Такие свойства Ω^- -гиперона, как барионный и электрический заряды, спин, четность, изотопический спин и странность, вытекают из его принадлежности к декуплету и конкретного места в нем (третья вершина треугольника). Значение массы следует из эквидистантности изотопических мультиплетов в декуплете. Время жизни следует из того, что Ω^- -гиперону с $S = -3$ и массой 1676 МэВ не на что распадаться сильным образом, так как $M_{\Xi} + m_K > M_{\Omega}$. Схема распада следует из законов сохранения.

Эти свойства столь разнообразны и полны $\left(I = 3/2, P = +1, z = -1, T = 0, S = -3, M \approx 1676 \text{ МэВ}, \tau \approx 10^{-10} \text{ с} \right)$, схема распада

$\Omega^- \left[\begin{array}{l} \Xi + \pi \\ \Lambda + K^- \end{array} \right)$, что можно было организовать сознательные

поиски Ω^- -гиперона, тем более что пучки частиц с энергией, необходимой для образования Ω^- -гиперона имелись в это время на двух самых больших ускорителях (в ЦЕРНе и Брукхейвене).

В начале 1964 г. Ω^- -гиперон был открыт в Брукхейвене с помощью двухметровой водородной пузырьковой камеры, облученной K^- -мезонами с импульсом 5 ГэВ/с.

Схема образования и распада Ω^- -гиперона — на рис. 461. Ω^- -гиперон рождается в реакции $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$ (122.1) и распадается по схеме

$$\Omega^- \begin{cases} \left[\begin{array}{l} \pi^- \\ \Xi^0 \end{array} \right] \begin{cases} \left[\begin{array}{l} \gamma \rightarrow e^+ + e^- \\ \gamma \rightarrow e^+ + e^- \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{l} \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \end{array} \right] \end{cases} \end{cases} \quad (122.2)$$

В другом зарегистрированном случае был зафиксирован распад Ω^- -гиперона на Λ -гиперон и K^- -мезон.

Правильность написанных реакций рождения и распада была подтверждена совпадением масс Ξ^0 -, Λ^0 -, K^0 - и π^0 -частиц, вычисленных из схемы события, с их табличными значениями.

Из реакций (122.1) и (122.2) видно, что свойства Ω^- -гиперона полностью соответствуют предсказаниям $SU(3)$ -симметрии; значение массы Ω^- -гиперона, найденное из кинематического анализа схемы его рождения и распада, оказалось равным $m_{\Omega}^{\text{эксп}} = (1675 \pm 3) \text{ МэВ}$, что также с точностью до погрешности измерения согласуется с предсказанным значением $m_{\Omega}^{\text{теор}} \approx \approx 1676 \text{ МэВ}$. Наконец, оценка времени жизни Ω^- -гиперона, сделанная по величине его пробега до распада, дала $\tau_{\Omega} \approx \approx 0,7 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Таким образом, гипотеза об унитарной симметрии сильных взаимодействий получила очень существенное экспериментальное подтверждение*.

В настоящее время уже зарегистрировано очень много случаев рождения и распада Ω^- -гиперона, а также обнаружен Ω^+ -гиперон (см. § 116, п. 5). Среднее значение массы Ω^- -гиперона

$$M_{\Omega} \approx (1672,4 \pm 0,3) \text{ МэВ},$$

среднее время его жизни $(0,82 \pm 0,03) \cdot 10^{-10} \text{ с}$.

Существует группа других предсказаний, которые вытекают из октетной симметрии. Согласно одному из них должна существовать следующая связь между массами частиц, составляющих барионный октет:

$$m_n + m_{\Xi^0} = (m_{\Sigma^0} + 3m_{\Lambda})/2. \quad (122.3)$$

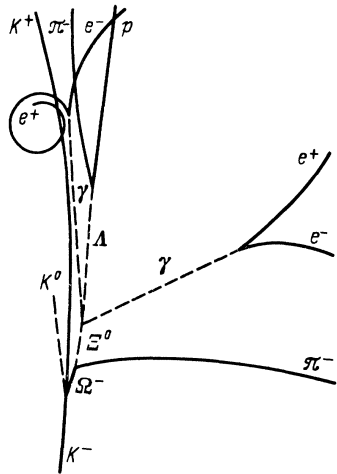


Рис 461

* В 1969 г Гелл-Ману была присуждена Нобелевская премия по физике за классификацию элементарных частиц.

Это соотношение подтверждается экспериментально с точностью лучшей, чем 99%.

Для электромагнитных расщеплений масс барионов по $SU(3)$ -теории получается соотношение

$$m_n - m_p + m_{\Xi} - m_{\Xi^0} + m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma} = 0. \quad (122.4)$$

Оно также выполняется в пределах погрешности, с которой известны экспериментальные значения масс.

Однако некоторые предсказания $SU(3)$ -симметрии выполняются значительно хуже. Например, $SU(3)$ -симметрия предсказывала следующие соотношения между магнитными моментами барионов:

$$\mu_p = \mu_{\Sigma^+}; \quad \mu_{\Sigma} = \mu_{\Xi} = -(\mu_p + \mu_n); \quad \mu_n = \mu_{\Xi^0} = 2\mu_{\Lambda} = -2\mu_{\Sigma^0}. \quad (122.5)$$

В настоящее время магнитные моменты барионов известны, и они не согласуются с этими предсказаниями.

§ 123. Краткое заключение к гл. XXI

Гл. XXI посвящена описанию унитарной симметрии сильных взаимодействий.

С открытием нестабильных частиц-резонансов количество известных адронов стало быстро возрастать и в настоящее время достигло нескольких сотен. Классификация их по изотопическому спину оказалась недостаточной, так как количество изомультиплетов также перевалило за сотню. Поэтому уже в 60-е годы было предпринято несколько попыток классифицировать адроны на основе более общей, чем изотопическая инвариантность, симметрии, названной унитарной.

Гипотеза унитарной симметрии опирается на существование в природе так называемых унитарных мультиплетов, в состав каждого из которых входит несколько изотопических мультиплетов частиц с одинаковыми барионными зарядами, спинами и четностью и более или менее близкими значениями масс. При этом изотопические мультиплеты, входящие в состав унитарного мультиплета, отличаются изоспином и странностью. Так, существует барионный октет $1/2^+$, состоящий из восьми барионов со спином $1/2$ и положительной четностью, которые представлены в октете в виде четырех изотопических мультиплетов: дублета ($T_N = 1/2$) нуклонов с $S = 0$, триплета Σ -гиперона ($T_{\Sigma} = 1$) с $S = -1$, Λ^0 -синглета ($T_{\Lambda^0} = 0$) с $S = -1$ и дублета Ξ -гиперона ($T_{\Xi} = 1/2$) с $S = -2$.

Если бы унитарная симметрия была точной (ненарушенной), то все унитарные мультиплеты были бы полностью вырождены, т. е. все частицы, входящие в данный унитарный мультиплет, были бы идентичны. Однако в природе унитарная симметрия нарушается, что приводит к расщеплению унитарного мультиплета на несколько изотопических мультиплетов с разной странностью, а последних — на отдельные адроны с разными электрическими зарядами.

В свое время было рассмотрено несколько конкретных вариантов схем унитарной симметрии, из которых наибольший успех был достигнут в $SU(3)$ -симметрии, основанной на теории групп. Было замечено, что оба расщепления унитарных мультиплетов (по странности и по электрическому заряду) симметричны, что указывает на специфическую симметрию нарушения унитарной симметрии в природе. Описание этого нарушения на языке теории специальных унитарных и унимодулярных $SU(n)$ -групп приводит при $n=3$ к октетной симметрии, представителем которой является упомянутый выше барионный октет $1/2^+$. Наглядно $SU(3)$ -симметрия проявляется в виде геометрической симметрии схем унитарных мультиплетов, построенных в осях T_z (проекция изоспина) и S (странность). На этих схемах адроны, входящие в унитарный мультиплет, располагаются по углам и в центре шестиугольника или образуют симметричную картину внутри треугольника. По месту расположения частицы в схеме можно определить ее квантовые числа.

$SU(3)$ -симметрия позволила классифицировать как мезонные, так и барионные адроны и предсказать существование нескольких новых частиц. Ее триумфом было предсказание всех квантовых чисел Ω^- -гиперона, который вскоре был открыт.

Глава XXII

КВАРКИ И ГЛЮОНЫ. КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

§ 124. Трехкварковая модель

1. ЦВЕТ И АРОМАТ

В § 122 было отмечено, что простейшее представление $SU(3)$ -группы — триплет. Из теории $SU(3)$ -симметрии следует, что другими представлениями этой группы являются октетное и декуплетное. Как известно, октетные и декуплетные представления были идентифицированы в природе в виде унитарных мезонных и барионных октетов и унитарного барионного декуплета. Что касается унитарного триплета, то его в природе не обнаружили.

Между тем в теории $SU(3)$ -симметрии показано, что все представления $SU(3)$ -группы должны быть связаны друг с другом. Грубо говоря, мезонные унитарные мультиплеты можно получить, комбинируя триплет с «антитриплетом»:

$$3 \times \bar{3} = 9 = 1 + 8, \quad (124.1)$$

а барионные унитарные мультиплеты — в результате комбинирования трех триплетов:

$$3 \times 3 \times 3 = 27 = 1 + 8 + 8 + 10. \quad (124.2)$$

Одно время предпринимались попытки идентифицировать в качестве унитарного триплета три бариона с одинаковыми спинами и четностью и близкими массами: протон, нейтрон и Λ -гиперон (схема Саката). Комбинируя их с соответствующими античастицами по схеме (124.1), удастся построить мезонные октеты, однако построить унитарные мультиплеты по схеме (124.2) нельзя. Это очевидно хотя бы из того, что барионное число B любой частицы, составленной из тройки «основных» частиц (p , n , Λ), будет равно не 1, а 3, т. е. для получения $B=1$ к этой тройке частиц надо добавить еще две античастицы с $B=-1$. Но в этом случае получаются неправильные наборы унитарных мультиплетов.

Выход из затруднения был найден в 1964 г. Гелл-Маном и независимо Цвейгом, которые предположили, что унитарным триплетом являются новые частицы со столь необычными свойствами, что их не могли обнаружить в природе.

Согласно Гелл-Ману и Цвейгу все сильновзаимодействующие частицы и резонансы (т. е. все адроны) могут быть построены из фундаментальных частиц трех типов («ароматов»*) с дробными значениями B и z и спином $1/2$. Эти частицы Гелл-Ман назвал кварками, а Цвейг — тузами. В табл. 44 приведены значения s , B , z , S , гиперзаряда $Y=B+S$, изоспина T и его проекции T_z для трех кварков: q_p , q_n , q_Λ .

Из таблицы видно, что два кварка (q_p и q_n) имеют странность $S=0$, т. е. являются своеобразными аналогами нуклонов, а третий (q_Λ) имеет странность $S=-1$, являясь, таким образом, аналогом Λ -гиперона. В литературе для кварков часто используются и другие обозначения: $q_p=u(u_p)$,

Таблица 44

Тип кварка	q_p, u	q_n, d	q_Λ, s	Тип кварка	q_p, u	q_n, d	q_Λ, s
s	$1/2$	$1/2$	$1/2$	$Y=B+S$	$+1/3$	$+1/3$	$-2/3$
B	$1/3$	$1/3$	$1/3$	T	$1/2$	$1/2$	0
z	$+2/3$	$-1/3$	$-1/3$	$T_z=z-Y/2$	$+1/2$	$-1/2$	0
S	0	0	-1				

* От английского слова flavour.

Таблица 45

Частица	n, Δ^0	p, Δ^+	Λ	Σ^-	Σ^+
z	0	1	0	-1	1
B	1	1	1	1	1
S	0	0	-1	-1	-1
$Y=B+S$	1	1	0	0	0
Композиция из кварков	$q_p q_n q_n$ udd	$q_p q_p q_n$ uud	$q_p q_n q_\Lambda$ uds	$q_n q_n q_\Lambda$ dds	$q_p q_p q_\Lambda$ uus

Продолжение табл. 45

Частица	Ξ^-	Ξ^0	Δ^{++}	Δ^-	Ω^-
z	-1	0	2	-1	-1
B	1	1	1	1	1
S	-2	-2	0	0	-3
$Y=B+S$	-1	-1	1	1	-2
Композиция из кварков	$q_n q_\Lambda q_\Lambda$ dss	$q_p q_\Lambda q_\Lambda$ uss	$q_p q_p q_p$ uuu	$q_n q_n q_n$ ddd	$q_\Lambda q_\Lambda q_\Lambda$ sss

$q_n = d$ (down), $q_\Lambda = s$ (strange). Мы также будем ими пользоваться. Кварки с перечисленными параметрами удовлетворяют формуле

$$z = T_\zeta + (B + S)/2 = T_\zeta + Y/2, \quad (124.3)$$

аналогичной формуле (116.10). Обобщение формулы (124.3) см. в § 125.

Легко видеть, что при таких значениях B , z и Y (или S) из кварков можно сконструировать любой адрон, причем любой барионный адрон получается из трех кварков (без привлечения антикварков), благодаря чему возникает правильный набор унитарных мультиплетов. В табл. 45 схематически показаны принципы построения барионных адронов из кварков.

Из табл. 45 видно, что некоторые адроны (например, p и Δ^+) имеют одинаковый «кварковый состав». В этом случае соответствующие комбинации отличаются характером композиции, который определяется квантовыми числами адронов (p и Δ^+ отличаются значениями спина и изоспина).

Аналогично строят из кварков и мезонные адроны. Например, очевидно, что π^+ -мезон может быть составлен из q_p и $\bar{q}_n$, взятых с $l=0$ и противоположно направленными спинами, K^+ -мезон — из q_p и $\bar{q}_\Lambda$ и т. д. (табл. 46).

Таблица 46

Антикварки	Кварки		
	q_p, u	q_n, d	q_s, s
$\bar{q}_p, \bar{u}$ $\bar{q}_n, \bar{d}$ $\bar{q}_s, \bar{s}$	$q_p \bar{q}_p, u\bar{u}$ π^+ K^+	π^- $q_n \bar{q}_n, d\bar{d}$ K^0	K^- $\bar{K}^0$ $q_s \bar{q}_s, s\bar{s}$

Что касается π^0 -мезона и η_{549} - и η'_{958} -резонансов, то они получаются как линейно независимые ортогональные комбинации из нейтральных состояний $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$. Первая комбинация имеет изотопический спин $T=1$ и соответствует π^0 -мезону. Вторая комбинация $\frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$ представляет собой

изотопический синглет и имеет такую же амплитуду, как π - и K -мезоны, т. е. соответствующая ей частица должна принадлежать к тому же унитарному мультиплету и, в частности, должна иметь массу, близкую к массе π - и K -мезонов. Эта комбинация идентифицируется как η_{549} -резонанс. Наконец, третья комбинация $\frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}$, полностью симметричная от-

носительно u , d и s , является представителем другого унитарного мультиплета, а именно унитарного синглета. Этим унитарным синглетом является η'_{958} -резонанс.

Точно так же строится нонет векторных мезонов ($\rho^{\pm}$, K^0_{892} , $\bar{K}^0_{892}$, K^-_{892} , ω , ϕ) с той только разницей, что те же кварки комбинируются с параллельными спинами.

Схема трех кварков очень изящна. Начнем с того, что она естественным образом решает проблему существования простейшего представления $SU(3)$ -группы в мире элементарных частиц. Этим представлением является тройка кварков. Не менее естественно кварковая модель объясняет и природу самой унитарной $SU(3)$ -симметрии. В ее основе лежит предположение об идентичности (вырождении) u -, d - и s -кварков, при замене которых друг другом энергия взаимодействия не изменяется. На самом деле из-за неравенства масс кварков ($m_s \gg m_u \approx m_d$) реализуется нарушенная $SU(3)$ -симметрия, причем масштаб ее нарушения определяется большой разностью масс $m_s - m_u$ и $m_s - m_d$, т. е. он должен быть велик по сравнению с масштабом нарушения изотопической симметрии, который определяется малой разницей масс $m_d - m_u$. Далее, трехкварковая схема обладает свойством полноты.

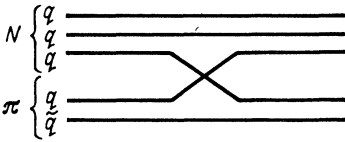


Рис. 462

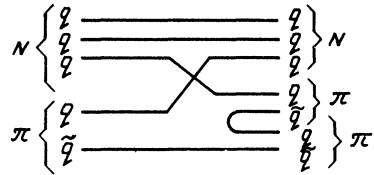


Рис. 463

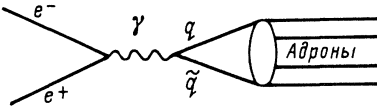


Рис. 464

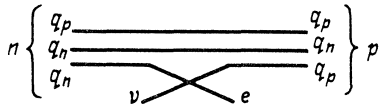


Рис. 465

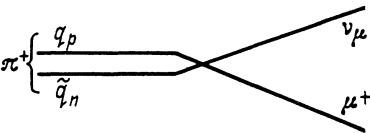


Рис. 466

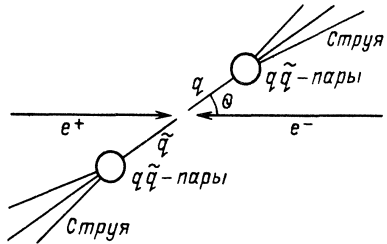


Рис. 467

Вплоть до 1974 г., когда были открыты J/ψ -частицы (см. § 125, п. 2), трех кварков оказывалось достаточно, чтобы из них можно было построить любой адрон и вместе с тем из них нельзя было построить ни одну «лишнюю», не существующую (как тогда считали) в природе частицу.

На языке кварковой модели легко изображаются любые процессы. На рис. 462—466 приведены примеры сильного процесса (π — N)-рассеяния (рис. 462) и $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ -реакции (рис. 463), электромагнитного процесса аннигиляции e^+e^- -пары в адроны (рис. 464) и двух слабых процессов — β -распада нейтронов (рис. 465) и (π — μ)-распада (рис. 466).

Для этих и некоторых других процессов с помощью кварковой модели были получены количественные характеристики, которые хорошо подтверждаются экспериментально (см. ниже). Особенно убедительно выглядит интерпретация экспериментов по глубоконеупругому рассеянию электронов на протонах, которая привела первоначально к партонной модели нуклона (из значительной вероятности рассеяния на большие углы), а затем к представлению об идентичности партонов с кварками.

Правильность постулированных для кварков дробных значений электрического заряда вытекает из сравнения сечений рассеяния электрона и нейтрино на легком ядре (соответственно электромагнитный и слабый процессы с известными константами), которое дает для экспериментальной величины $z_u^2 + z_d^2$ значение, близкое к теоретическому $(2/3)^2 + (1/3)^2 = 5/9$.

Дробность электрического заряда подтверждается также совпадением расчетных и экспериментальных значений радиационных ширин распада для некоторых адронов.

В 70-е годы кварковая модель получила еще одно новое убедительное экспериментальное подтверждение. При изучении процесса (e^+e^-) -аннигиляции в адроны при высоких энергиях наблюдались струи вторичных частиц, направления которых естественно связать с направлением движения первичных кварков, образовавшихся из виртуального фотона (рис. 467).

Любопытно отметить, что угловое распределение струй подчиняется закону $(1 + \cos^2\theta)$, который соответствует спину кварка $1/2$. Появление струй в этом процессе трудно объяснить каким-либо другим способом (подробнее о струях см. в § 127).

В процессе развития модели кварков рассматривались самые разнообразные ее варианты. В простейшей модели со слабой связью кварки внутри адронов считаются свободными, невзаимодействующими. В этом случае масса нуклонных кварков должна быть мала по сравнению с массой нуклона:

$$m_{q_p} \approx m_{q_n} \ll m_p,$$

а масса λ -кварка $m_{q_\Lambda} = m_{q_p} + 0,15m_p$ ($0,15m_p$ — из эквидистантности расщепления барионного декуплета).

В случае сильной связи кварков внутри адрона масса кварка должна быть много больше массы протона ($m_q \gg m_p$).

Привлекательность модели со слабой связью состоит в том, что именно с ее помощью можно проводить некоторые количественные расчеты. При этом относительно свойств кварков делаются наипростейшие предположения. Считают, что кварки — это элементарные точечные фермионы, которые внутри адрона (например, нуклона) ведут себя как свободные частицы. В этих и некоторых других предположениях можно получить, например, соотношение между полными сечениями для нуклон-нуклонного, антинуклон-нуклонного и пион-нуклонного взаимодействий

$$(\sigma_{NN} + \sigma_{\bar{N}N}) / \sigma_{\pi N} = 3, \quad (124.4)$$

которое хорошо подтверждается экспериментально (см. рис. 442)*. Было также вычислено отношение магнитных моментов нуклонов:

$$\mu_n / \mu_p = -2/3, \quad (\mu_n / \mu_p)_{\text{эксп}} = -0,68 \approx -2/3. \quad (125.5)$$

Удалось получить отношение сечений рождения адронов и мюонных пар в процессе аннигиляции $(e^+ - e^-)$ -пар, описать процессы рассеяния электрона и нейтрино на нуклоне и др.

Вместе с тем простейшая кварковая модель страдает серьезными недостатками. Одним из возражений против нее является нарушение принципа Паули при составлении барионов (например, Δ^{++} -и Δ^- -резонанса или Ω^- -гиперона) из кварков. Действительно, согласно табл. 45 эти частицы состоят из трех тождественных фермионов, находящихся в одном и том же пространственном и спиновом состоянии ($\Delta^{++} = q_p q_p q_p$, $\Delta^- = q_n q_n q_n$, $\Omega^- = q_\Lambda q_\Lambda q_\Lambda$). Для устранения этой трудности в более совершенной модели кваркам был приписан специфический заряд — «цвет»**. По аналогии с обычными частицами, которые характеризуются электрическим зарядом (плюс, минус, нуль), кварки также имеют три цветовых заряда: «красный», «синий», «желтый» (иногда вместо «желтого» используют «зеленый»). Эти цвета являются «основными», т. е. при их сложении в барионе (который в соответствии с принципом Паули должен состоять из трех «разноцветных» кварков) получается «белый» цвет. Так, например, Ω^- -гиперон состоит из q_Λ^k , q_Λ^c и q_Λ^* , Δ^- -резонанс — из q_n^k , q_n^c и q_n^* и т. п. Аналогично все мезоны состоят из кварка и антикварка, имеющих «дополнительные» цвета, т. е. они тоже белые. Таким образом, во всех адронах цветовые заряды взаимно скомпенсированы и не проявляются. Тем не менее с их помощью устраняется нарушение принципа Паули. В дальнейшем мы увидим, что цветовой заряд кварков несет очень важную смысловую нагрузку в теории взаимодействия кварков — квантовой хромодинамике.

* Выражение (124.4) получается следующим образом. Согласно кварковой модели $\sigma_{\pi N} = 3\sigma_{qq} + 3\sigma_{q\bar{q}}$ (см. рис. 462). Аналогично $\sigma_{NN} = 9\sigma_{qq}$, а $\sigma_{\bar{N}N} = 9\sigma_{q\bar{q}}$. Отсюда имеем $\frac{\sigma_{NN} + \sigma_{\bar{N}N}}{\sigma_{\pi N}} = \frac{9\sigma_{qq} + 9\sigma_{q\bar{q}}}{3\sigma_{qq} + 3\sigma_{q\bar{q}}} = 3$, или с учетом теоремы Померанчука

(см. § 96) $\sigma_{NN} / \sigma_{\pi N} = 3/2$.

** Понятие «цвет» было введено в 1965 г. в СССР Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским и А. Н. Тавхелидзе и независимо за рубежом М. Ханом и И. Намбу.

2. НЕНАБЛЮДАЕМОСТЬ КВАРКОВ

Второе серьезное возражение против кварковой модели (со слабой связью)—ненаблюдаемость кварков в свободном состоянии. Казалось бы, если кварки слабо связаны в адронах, то почему бы им не вылетать из них в процессе соударений адронов между собой? Естественно поэтому, что в связи с большими успехами модели со слабой связью было предпринято много попыток обнаружить кварки в природе или получить их искусственно на ускорителе. Идея эксперимента опирается на своеобразие свойств кварков.

Из-за дробности электрического и барионного зарядов кваркам не на что распадаться (по крайней мере тому, который имеет минимальную массу). Поэтому они должны быть стабильны. Следовательно, кварки, образовавшиеся под действием космического излучения, могут накапливаться в земной коре или в воде океана, а также на космических телах (Луне, метеоритах). Оценки показывают, что если кварки и существуют, то их должно быть очень мало. Согласно этим оценкам в воде (даже после специального процесса концентрации) кварков не может быть больше одного на 10^{19} протонов, в метеоритах (в которых кварки концентрируются в поверхностном слое)—1 на 10^{15} протонов. Поэтому очень важно уметь выделять кварки на фоне огромного числа других частиц. Здесь опять-таки помогает дробность заряда. Поскольку ионизирующая способность заряженной частицы пропорциональна квадрату ее заряда, минимальная ионизация, создаваемая кварками, должна составлять $4/9$ (для q_p) или $1/9$ (для q_n и q_Λ) минимальной ионизации, создаваемой однозарядной частицей.

Конкретные эксперименты по поиску кварков в природе проводились при помощи самой разнообразной методики. Их искали в составе космических лучей при помощи камеры Вильсона (поиски треков с половинной плотностью капелек). Ставили опыт типа Милликена. Пытались получить на ускорителе в реакциях

$$\left. \begin{aligned} p + p &\rightarrow p + p + q + \bar{q}; \\ p + p &\rightarrow p + 2q_p + q_n. \end{aligned} \right\} \quad (124.6)$$

Некоторые из этих опытов первоначально приводили к успеху, но последующий тщательный анализ неизменно показывал ошибочность полученных результатов. Кварки в свободном состоянии не обнаружены. Почему? На этот вопрос может быть два ответа: либо кварки имеют настолько большую массу, что энергии современных ускорителей недостаточны для их рождения (а в природе по той же причине их

рождается очень мало), либо кварки в принципе не могут существовать в свободном виде. Первый ответ отдает предпочтение моделям с сильной связью. Второй позволяет сохранить хорошо подкрепленную экспериментом модель со слабой связью, если ее серьезно усовершенствовать.

Оказывается, можно совместить два, казалось бы, совершенно несовместимых свойства—слабую связь кварков в адронах и их невылетание из тех же адронов при увеличении энергии взаимодействия. Объяснение невылетания кварков было получено в 1973 г. в рамках квантовой хромодинамики.

3. ПОНЯТИЕ О КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ. ГЛЮОНЫ

В основе квантовой хромодинамики лежит общий принцип всех калибровочных теорий*—локальная инвариантность, в данном случае относительно перемешивания трехцветных кварков. Для описания этого перемешивания необходимо восемь параметров. Соответственно в теорию вводится восемь компенсирующих полей с восемью безмассовыми калибровочными бозонами—глюонами**, которые осуществляют взаимодействие между кварками («склеивают» их между собой). Согласно этой теории кварки, обладающие цветовым зарядом, создают вокруг себя глюонное поле, т. е. могут испускать и поглощать глюоны подобно тому, как электрически заряженные частицы испускают и поглощают фотоны. Глюон имеет нулевой изоспин $T=0$. Его другие свойства аналогичны свойствам фотона: $m=0$, $z=0$, $I^{PC}=1^{--}$. Однако в отличие от электрически нейтральных фотонов глюоны заряжены, т. е., так же как и их источники—кварки, обладают цветовыми зарядами. При этом поскольку глюоны являются переносчиками взаимодействия между кварками и антикварками любого цвета, «расцветка» всех восьми глюонов должна быть различной и двухцветной: красный-антикрасный, красный-антисиний, красный-антизеленый и т. п. Унитарные преобразования, описывающие изменение цветового состояния кварка, образуют точную (ненарушенную) группу $SU(3)$. Благодаря наличию цветового заряда глюоны не только осуществляют взаимодействие между кварками, но и сами являются источниками новых глюонов***, которые в свою очередь порождают

* Подробнее о калибровочных теориях см. § 130, п. 2.

** От английского слова glue—клей.

*** Например, в результате взаимодействия красно-антисинего глюона с зелено-антикрасным образуется зелено-антисиний глюон.

другие глюоны, и т. д. Таким образом, глюонное поле нелинейно. Оно растет по мере удаления от кварка. Вместе с ним растет эффективный цветовой заряд кварка. Описанное явление называется антиэкранировкой в отличие от известной в квантовой электродинамике экранировки, сущность которой заключается в уменьшении эффективного электрического заряда с ростом расстояния от него из-за поляризации вакуума.

Другими словами, энергия взаимодействия между кварками уменьшается при их сближении. Она практически равна нулю на малых расстояниях (асимптотическая или центральная свобода). Наоборот, с ростом расстояния между кварками их энергия взаимодействия возрастает и на достаточно больших расстояниях становится бесконечно большой (периферическое пленение). Цветные кварки как бы заперты в адронах. Это явление получило название *confinement* — невылетание, инфракрасное удержание.

Константа взаимодействия между кварками на малых расстояниях мала (меньше 1), что и обеспечивает возможность успешных расчетов в простых кварковых моделях со слабой связью. На больших расстояниях порядка размера адрона (около 10^{-13} см), где энергия взаимодействия велика, константа становится большой и количественные расчеты делаются затруднительными. В этой области выводы квантовой хромодинамики пока имеют силу очень правдоподобной гипотезы.

Из-за роста энергии взаимодействия с расстоянием одиночный кварк не может вылететь из адрона. Вместе с тем внутри адрона цветные заряды кварков взаимно скомпенсированы (любой адрон — белый). Поэтому кварк-глюонное поле кварков, связанных в адронах, хотя и достаточно велико (оно и определяет в основном массу адронов), но замкнуто внутри адрона («кварковый мешок»). В связи с этим кварки в адронах представляются легкими* и слабосвязанными. При попадании быстрой частицы, например электрона, в один из кварков адрона (например, нуклона) кварк смещается, в результате чего энергия его взаимодействия с другими кварками резко возрастает. Если эта энергия окажется достаточной для

* Теоретики считают, что $m_u \approx 4$ МэВ, $m_d \approx 7$ МэВ, $m_s \approx 150$ МэВ. Это — так называемая токовая масса в отличие от блоковой массы $m_u \approx m_d \approx 300$ МэВ, $m_s \approx 450$ МэВ, которую кварки имеют при рассмотрении их с большого расстояния. В соответствии с нерелятивистской кварковой моделью все адроны построены из конститuentных (блоковых) кварков (как из кубиков — блоков). Блоковый кварк состоит из токового («голового») кварка, окруженного облаком виртуальных частиц (кварк-антикварковые пары и глюоны). Три основных кварка, из которых состоит нуклон, называют валентными, а виртуальные пары — морскими (кварковое море).

рождения пары кварк — антикварк, то вновь рожденный кварк останется в составе нуклона, а первичный объединится с рожденным антикварком. В результате образуется белый мезон, который вылетает из области взаимодействия.

Аналогично объясняются ядерные силы между нуклонами ядра (и вообще между

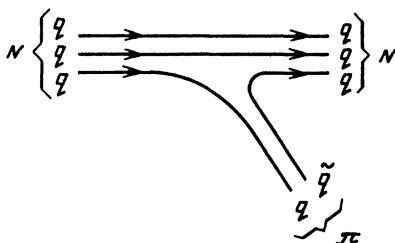


Рис. 468

адронами): при смещении кварка внутри нуклона из вакуума рождается виртуальная $q\bar{q}$ -пара, т. е. виртуальный π -мезон, который и является квантом ядерных сил. Этим снимается кажущееся противоречие между нулевой массой глюона (которой должно соответствовать дальнедействующее взаимодействие) и короткодействием ядерных сил (рис. 468).

Совсем наглядной иллюстрацией невылетаия кварков является представление о том, что кварки внутри адрона скреплены глюонными «резиновыми нитями» или «струнами», натяжение которых приводит к увеличению энергии взаимодействия. Пока струна не натянута, кварки свободны. С увеличением расстояния струна натягивается и не позволяет кваркам разлететься. Если натяжение окажется настолько сильным, что струна оборвется, то и тогда кварки не вылетают, потому что на вновь образовавшихся в точке разрыва концах струны возникают новые кварки, объединение которых с кварками адрона приводит к образованию нового адрона. Представление о глюонных струнах можно обосновать тем, что притяжение между заряженными (цветом) глюонами должно действительно приводить к сжатию глюонных струй, передающих взаимодействие между кварками. Таким образом, глюонную струю можно интерпретировать как одномерный потенциал, про который известно, что он возрастает с ростом расстояния (для точечного источника).

§ 125. Четырехкварковая модель

В предыдущем параграфе мы рассмотрели достижения и недостатки трехкварковой модели и методы усовершенствования этой модели. Существует, однако, круг вопросов, для объяснения которых любая трехкварковая модель оказывается недостаточной. На эти вопросы удастся ответить только в рамках четырехкварковой модели.

1. ГИПОТЕЗА О СУЩЕСТВОВАНИИ ЧЕТВЕРТОГО КВАРКА. ОЧАРОВАНИЕ (charm)

Впервые потребность в четвертом кварке возникла в 1970 г. в недрах несимметричной теории слабых взаимодействий (см. § 129, п.3), которая не могла объяснить отсутствие в природе распадов типа

$$K^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad \text{и} \quad \Lambda \rightarrow n + e^+ + e^-, \quad (125.1)$$

описываемых нейтральными слабыми токами вида $(\lambda n)(\mu\mu)$ и $(\lambda n)(ee)$.

В этой теории слабые токи конструировались из четырех лептонов (e, ν_e, μ, ν_μ) и трех кварков (u, d, s), причем упомянутые выше нейтральные токи (λn) и $(n\lambda)$ оказывались разрешенными. Введение четвертого кварка давало возможность запретить эти токи, т. е. привести теорию в соответствие с экспериментом. Кроме того, симметрия теории относительно числа кварков и лептонов является необходимым условием для построения ее перенормируемого варианта.

Новый кварк назвали c -кварком (от слова charm — очарование). Поскольку c -кварк подобно остальным кваркам должен участвовать в сильном взаимодействии, для него можно написать формулу

$$z = T_z + (B + S + c)/2 = T_z + Y/2, \quad (125.2)$$

$$Y = B + S + c = 2\bar{z},$$

которая является естественным обобщением формулы (124.3). Здесь под c понимается новое квантовое число — очарование, равное единице для c -кварка, минус единице для его антикварка и нулю для всех остальных кварков. Очарование c подобно странности S сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и изменяется на единицу в слабых. Электрический заряд c -кварка равен $+2/3$, барионный заряд $+1/3$, странность 0, изоспин 0. В табл. 47 представлены квантовые числа всех четырех кварков.

Таблица 47

Тип кварка	s	B	z	S	c	T	T_z
q_p, u	1/2	1/3	+2/3	0	0	1/2	+1/2
q_n, d	1/2	1/3	-1/3	0	0	1/2	-1/2
q_Λ, s	1/2	1/3	-1/3	-1	0	0	0
q_c, c	1/2	1/3	+2/3	0	+1	0	0

Принципы построения мезонов и барионов в схеме четырех кварков остаются прежними. Барион строится из трех любых кварков, имеющих разные основные цвета, мезон — из кварка и антикварка с дополнительными цветами. Но теперь в семейство барионов и мезонов должны входить новые частицы — очарованные (чармированные), в составе которых содержится c -кварк. В семействе барионов это — очарованный заряженный барион cud с квантовыми числами $B=1$, $c=1$, $z=1$, $S=0$; очарованный странный заряженный барион cus ($B=1$, $c=1$, $z=1$, $S=-1$); очарованный нейтральный барион cdd ($B=1$, $c=1$, $z=0$, $S=0$) и два очарованных нейтральных странных бариона: cds ($B=1$, $c=1$, $z=0$, $S=-1$) и css ($B=1$, $c=1$, $z=0$, $S=-2$).

Можно также предполагать существование дважды очарованных и трижды очарованных барионов, содержащих соответственно по два или по три c -кварка. В семействе мезонов новыми частицами могут быть: очарованный нейтральный мезон $c\bar{u}$ ($B=0$, $c=1$, $z=0$, $S=0$), очарованный заряженный мезон $c\bar{d}$ ($B=0$, $c=1$, $z=+1$, $S=0$), очарованный заряженный странный мезон $c\bar{s}$ ($B=0$, $c=1$, $z=+1$, $S=-1$) и нейтральный мезон со скрытым очарованием $c\bar{c}$ ($B=0$, $c=0$, $z=0$, $S=0$). У каждой из новых частиц (кроме $c\bar{c}$) должна быть античастица с противоположными квантовыми числами. Античастица мезона со скрытым очарованием тождественна самой частице.

2. ОТКРЫТИЕ c -КВАРКА. ψ -ЧАСТИЦЫ. ЧАРМОНИЙ

Идея существования четвертого кварка получила мощное экспериментальное подкрепление в самом конце 1974 г., когда одновременно в двух лабораториях была открыта новая тяжелая частица, которую в конце концов удалось идентифицировать как мезон со скрытым очарованием ($q_c\bar{q}_c$ или $c\bar{c}$).

В Брукхейвене новая частица была открыта С. Тингом с сотрудниками в реакции

$$p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + X, \quad (125.3)$$

где X — все остальные частицы*.

Выведенный пучок протонов с энергией 28 ГэВ, интенсивностью $2 \cdot 10^{12}$ протон/цикл и сечением 3×6 мм падал на бериллиевую мишень M , состоящую из девяти тонких (около

* Aubert J. J., Becker U., Biggs P. J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol 33, N 23, P. 1404—1406.

Процессы, в которых идентифицируются 1—2 частицы, а остальными частицами не интересуются (они могут быть какие угодно и их может быть сколько угодно), называются инклюзивными. Процессы, в которых идентифицируются все образующиеся частицы, называются эксклюзивными.

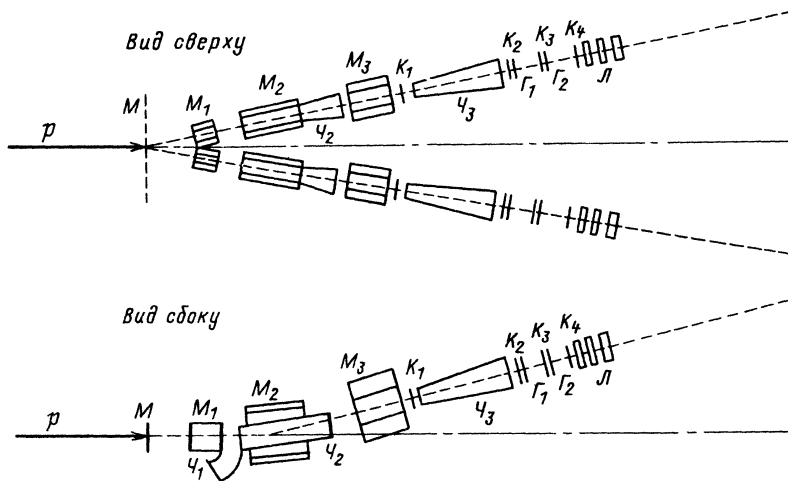


Рис. 469

1,8 мм) пластинок, разделенных промежутками в 7,5 см (вдоль пучка протонов). Детектором электронных пар служил двух-плечевой спектрометр, каждое плечо которого состояло из трех магнитов $M_1 - M_3$, четырех проволочных пропорциональных камер $K_1 - K_4$, двух годоскопов G_1, G_2 8×8 , трех рядов ливневых и стеклянных счетчиков L и трех газовых черенковских счетчиков $C_1 - C_3$ (рис. 469).

Для улучшения разрешения по массе угол вылета измерялся в горизонтальной плоскости, а магнитное отклонение — в вертикальной. Установка позволяла перекрывать диапазон инвариантных масс шириной 2 ГэВ при разрешающей способности ± 5 МэВ. Результаты измерений приведены на рис. 470. Из рисунка видно, что при $m_{e^+e^-} = 3,1$ ГэВ наблюдается убедительный максимум, в 8 раз превышающий фон. В отдельных измерениях было показано, что ширина максимума меньше 5 МэВ. Авторы работы назвали новую частицу J -частицей.

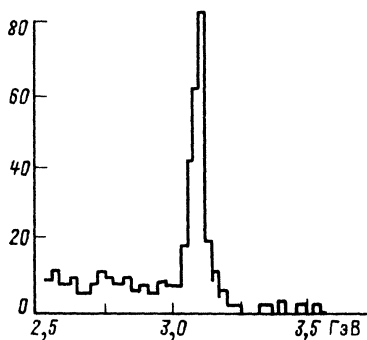


Рис. 470

Почти одновременно новая частица была обнаружена Б. Рихтером с сотрудниками в Станфорде в эксперименте, выполненном на встречных электрон-

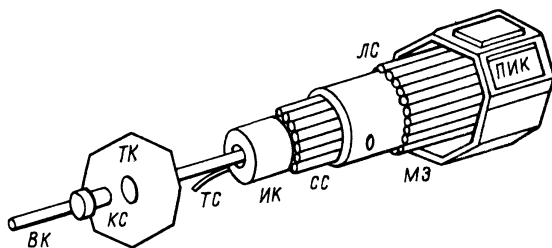


Рис. 471

позитронных пучках (СПИР)*. Энергию в системе центра масс e^+e^- -системы можно было изменять от 2,6 до 8 ГэВ очень малыми порциями (около 1 МэВ). Регистрация частиц, рожденных в (e^+e^-) -аннигиляции, и определение их параметров производились при помощи магнитного детектора «Марк-1», устройство которого схематически показано на рис. 471.

Здесь ВК — вакуумная камера; КС — компенсирующий соленоид; ТК — торцевая крышка; ТС — трубчатый счетчик; ИК — цилиндрические проволочные искровые камеры; СС — сцинтилляционные счетчики, работающие одновременно в режиме времени пролета и как григгеры; О — обмотка, создающая магнитное поле, равное 0,4 Тл в объеме 20 м³; ЛС — ливневые счетчики полного поглощения для идентификации электронов; МЭ — магнитный экран из железных плит толщиной 20 см; ПИК — плоские искровые камеры, отделяющие адроны от мюонов. Детектор позволял идентифицировать частицы, движущиеся в радиальном направлении по отношению к взаимодействующим пучкам, и определять их импульсы.

В результате эксперимента был обнаружен гигантский максимум в сечении рождения адронов при энергии (e^+e^-) -пары 3,1 ГэВ, который авторы назвали ψ -частицей (рис. 472).

В связи с тем что обе работы были выполнены практически одновременно (и даже опубликованы в одном и том же номере журнала), в настоящее время принято называть частицу с массой 3,1 ГэВ J/ψ -частицей.

В работе Б. Рихтера было изучено несколько каналов распада J/ψ -частицы, для каждого из которых измерена ширина:

$$\begin{aligned}
 & \begin{cases} \rightarrow \text{адроны, } \Gamma = 70 \text{ кэВ,} \\ J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-, \Gamma = 5 \text{ кэВ,} \\ \rightarrow e^+ e^-, \Gamma = 5 \text{ кэВ.} \end{cases} \quad (125.4)
 \end{aligned}$$

* Augustin J. E., Boyarski A. M., Breidenbach M. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33, N 23. P. 1406 – 1408.

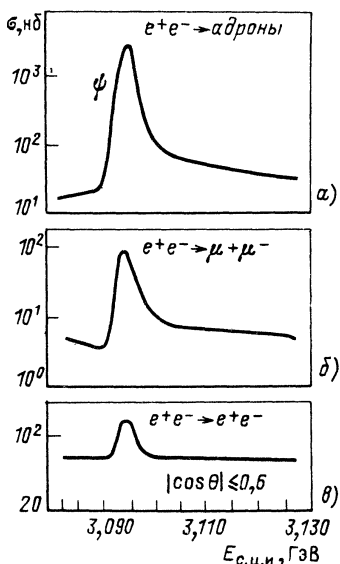


Рис. 472

(Экспериментальные ширины на рис. 472 значительно больше истинных, так как они определяются разбросом энергий электронов и позитронов в пучках.)

Если малые ширины электромагнитных каналов распада J/ψ -частицы являются вполне естественными, то ширина ее распада на адроны представляется чрезвычайно малой. Она примерно в 10^3 раз меньше средней ширины других нестабильных частиц. Это означает, что J/ψ -частица имеет аномально большое время жизни — около 10^{-20} с. Вместе с тем в отдельных экспериментах было показано, что J/ψ -частица является адроном — фоторождение J/ψ -частицы имеет много общего с фоторождением ρ -мезона. Кроме того, в распаде J/ψ -частицы сохраняется G -четность (см. ниже).

Из этих двух обстоятельств можно было сделать вывод о том, что J/ψ -частица не может состоять из обычных кварков (u, d, s), а является композицией из новых очарованных кварка и антикварка

$$J/\psi = c\bar{c} \quad (125.5)$$

и имеет квантовые числа фотона (1^{--}). В этом предположении большое время жизни J/ψ -частиц можно объяснить тем, что их распад на обычные адроны должен сопровождаться преобразованием c и $\bar{c}$ в обычные кварки и антикварки*.

J/ψ -частица имеет отрицательную G -четность и нулевой изоспин. Первое следует из того, что среди каналов распада на пионы преобладают распады на нечетное число π -мезонов, второе — из равного соотношения нейтральных и заряженных каналов распада $J/\psi \rightarrow \rho\pi$, которые соответствуют столбцу $T=0$, $T_z=0$ третьей таблицы коэффициентов Клебша — Гордана в приложении III (а также, формально, из композиции $J/\psi = c\bar{c}$). Таким образом, полный набор квантовых чисел J/ψ -частицы таков:

$$T^G I^{PC} = 0^- 1^{--}. \quad (125.6)$$

* Считается, что вероятность аннигиляции c - и $\bar{c}$ -кварков в глюоны мала.

Точное значение ее массы $m_{J/\psi} = (3096,9 \pm 0,1)$ МэВ, полная ширина $\Gamma_{J/\psi} = (63 \pm 9)$ кэВ.

J/ψ -частица оказалась не единственной частицей нового типа. Уже в первых экспериментах Б. Рихтера наряду с J/ψ -частицей была обнаружена еще одна частица, названная ψ' -частицей, с аналогичными квантовыми числами и несколько большими массой и шириной:

$$m_{\psi'} = 3,685 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_{\psi'} = 215 \text{ кэВ} \quad (\text{рис. 473}).$$

Позднее были открыты и другие частицы, которые также интерпретируются как частицы со скрытым очарованием ($q_c \bar{q}_c$). Некоторые из них рождаются непосредственно в e^-e^+ -аннигиляции подобно J/ψ и ψ' -частицам, другие были получены как продукты распада этих частиц (рис. 474). Вновь открытые частицы имеют разные ширины (небольшие для частиц с массой $m < 3,7$ ГэВ и порядка 25—80 МэВ для более тяжелых).

Спектроскопия ψ - и χ -частиц очень похожа на схему уровней позитрония, т. е. связанного состояния электрона и позитрона (см. § 102). Это дает основание считать, что вновь открытые частицы можно интерпретировать как связанные состояния очарованных кварка q_c и антикварка $\bar{q}_c$. Система

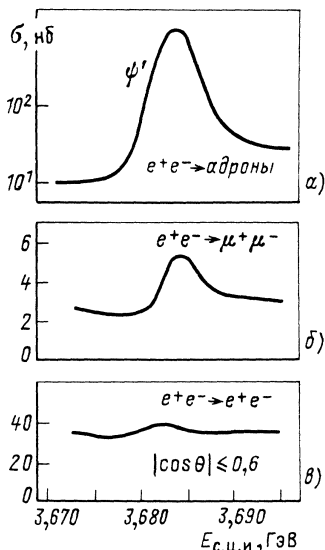


Рис. 473

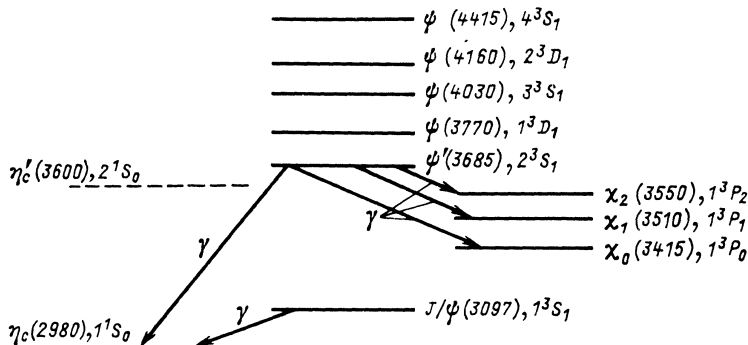


Рис. 474

$q_c \bar{q}_c$ по аналогии с позитронием получила название чармоний. При этом, так же как и в случае позитрония, рассматриваются орто- и парахармоний, имеющие спин 1 и 0 соответственно.

Некоторые ψ -частицы были идентифицированы как S - и D -состояния, а χ -частицы — как P -состояния орточармония (см. рис. 474). Представителем парахармония, по-видимому, является открытая в 1980 г. в Станфорде η_c -частица с массой (2980 ± 2) МэВ и возможно η'_c (3600)-частица, открытая в 1981 г.

По аналогии с позитронием уровни чармония имеют P - и S -четности, равные соответственно $P = (-1)^{L+1}$ и $S = (-1)^{L+S}$. Легко убедиться в том, что уровни, расположенные в соседних столбцах рис. 474, имеют противоположные значения S -четности, в связи с чем между ними должны быть (и они действительно обнаружены) интенсивные радиационные переходы. Они характеризуются шириной $\Gamma \approx 20$ кэВ. ψ'' -Частица, масса которой превосходит порог образования пары легчайших мезонов с явным очарованием (см. п. 3), распадается на эти мезоны по схеме $\psi'' \rightarrow D + \bar{D}$. Еще более тяжелые ψ -частицы распадаются на $D\bar{D}^*$ -, $D^*\bar{D}^*$ - и $D^*\bar{D}^*$ -пары. Все эти распады характеризуются большой шириной $\Gamma \approx 25 \div 80$ МэВ.

Сходство между позитрониевой и чармониевой спектроскопией позволяет предположить, что потенциал* взаимодействия q_c и $\bar{q}_c$ при малых расстояниях r между ними аналогичен кулоновскому, т. е. передается законом $V_1(r) = -g_s/r$, где g_s — безразмерная константа типа $\alpha = e^2/\hbar c$. Это — упомянутая выше область центральной свободы, в которой нелинейность взаимодействия практически не сказывается.

На больших расстояниях потенциал должен обеспечивать невылетание кварков из адронов, т. е. быстро расти с r , например по линейному закону $V_2(r) = fr$. Это — область периферического пленения.

Суммарный потенциал

$$V(r) = V_1(r) + V_2(r) = -g_s/r + fr, \quad (125.7)$$

как видно из рис. 475, напоминает воронку, в связи с чем его так и называют: потенциал типа воронки.**

На малых расстояниях, где $V(r) \approx V_1(r)$, в связи с относительной малостью «кулоновской» константы ($g_s \approx 0,2$) с помощью потенциала типа воронки удастся получить количест-

* Возможность введения потенциала (нерелятивистского описания взаимодействия между c -кварками) связана с большой массой c -кварка, т. е. с малой кинетической энергией его в J/ψ -частице.

** Предполагается, что аналогичная картина пленения имеет место и для трех кварков бариона, например для нуклона.

венные характеристики уровней чармония, которые удовлетворительно согласуются с параметрами ψ - и χ -частиц. Любопытно отметить, что некоторые новые частицы были предсказаны в результате этих расчетов.

Таким образом, можно считать, что спектроскопия чармония является убедительным аргументом в пользу существования четвертого кварка. За открытие новых тяжелых частиц и исследование их свойств С. Тингу и Б. Рихтеру в 1976 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

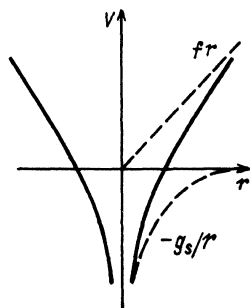


Рис. 475

3. ОЧАРОВАННЫЕ МЕЗОНЫ И БАРИОНЫ

Если четвертый кварк действительно существует, то в соответствии с п. 1 кроме частиц со скрытым очарованием в природе должны существовать частицы с явным очарованием, т. е. мезоны типа $c\bar{u}$, $c\bar{d}$ и барионы типа cud , cus и т. п.

Построим табл. 48 предсказываемых очарованных мезонов, взяв за основу табл. 46 трехкварковой модели.

Из расположения новых мезонов по клеткам таблицы очевидно, что D^0 -мезон имеет $z=0$, $c=+1$, $S=0$, т. е. является очарованным нейтральным мезоном; D^+ -мезон — его положительно заряженный аналог (возможно, партнер по изотопическому дублету); D_s^+ -мезон — странный очарованный заряженный мезон ($z=+1$, $c=1$, $S=+1$). Те же буквы со звездочками обозначают возбужденные состояния соответствующих мезонов, а с тильдами или со знаком минус — их античастицы. Угловую клетку таблицы занимает семейство ψ -частиц.

Таблица 48

Антикварк	Кварк			
	q_p, u	q_n, d	q_s, s	q_c, c
$\bar{q}_p, \bar{u}$	$q_p \bar{q}_p, u\bar{u}$	π^-, ρ^-	K^-, K^{*-}	D^0, D^{*0}
$\bar{q}_n, \bar{d}$	π^+, ρ^+	$q_n \bar{q}_n, d\bar{d}$	$\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}$	D^+, D^{*+}
$\bar{q}_s, \bar{s}$	K^+, K^{*+}	K^0, K^{*0}	$q_s \bar{q}_s, s\bar{s}$	D_s^+, D_s^{*+}
$\bar{q}_0, \bar{c}$	$\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}$	D^-, D^{*-}	D_s^-, D_s^{*-}	$J/\psi, \psi'$ и др.

Опираясь на гипотезу о существовании четвертого кварка, можно было предсказать некоторые свойства очарованных мезонов. Так, например, масса D^0 -мезона должна быть

$$m_{D^0} > m_{\psi}/2 = 1,84 \text{ ГэВ},$$

так как ψ' не может распадаться на $D^0 \bar{D}^0$ из-за малой ширины. Вместе с тем $m_{D^0} \leq 1,9 \text{ ГэВ}$, так как при энергии (e^+e^-) -пар 3,8 ГэВ начинается новый подъем сечения аннигиляции e^+e^- в адроны. Если D^+ -мезон — изотопический партнер D^0 -мезона, то их массы должны быть близки. Масса D_s^+ -мезона должна быть больше массы D -мезона, так как $m_s > m_d$. Массы возбужденных состояний скорее всего будут лишь немного больше масс основных состояний соответствующих мезонов (например, на одну пионную массу $m_\pi = 0,14 \text{ ГэВ}$).

Дополнительно к этому можно еще заметить следующее. D^0 -Мезон должен распадаться по каналам, содержащим K^- -мезон, например по схеме $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$. Это следует из соотношения (129.9), согласно которому слабые распады с участием c -кварка изображаются током $c(s \cos \theta_c - d \sin \theta_c)$, где $\theta_c = 14^\circ$ — угол Кабиббо (см. гл. XXIII). Так как $\cos \theta_c \gg \sin \theta_c$, то преобладающим током является cs , т. е. c -кварк преобразуется преимущественно в s -кварк, имеющий $S = -1$. Те же соображения относятся и к распаду D^+ -мезона. Наоборот, среди продуктов распада $\bar{D}^0$ - и D^- -мезонов следует ожидать не K^- , а K^+ -мезоны. Поскольку распад $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ слабый, в нем можно ожидать нарушения закона сохранения четности.

Обилие предсказанных свойств позволило обнаружить D -мезоны уже в 1976 г.*. При энергии e^-e^+ в с. п. и. 4.03 ГэВ в распаде $\psi(4030)$ были найдены нейтральные и заряженные частицы, распадающиеся по схемам

$$\left. \begin{aligned} D^0 &\rightarrow K^- + \pi^+, \quad \bar{D}^0 \rightarrow K^+ + \pi^-, \\ D^+ &\rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+, \quad D^- \rightarrow K^+ + \pi^- + \pi^- \end{aligned} \right\} \quad (125.8)$$

за время $\tau \approx 10^{-13} \text{ с}$ с нарушением очарования и странности. Оценка масс этих частиц дала

$$m_{D^0} = (1865 \pm 15) \text{ МэВ}, \quad m_{D^+} = (1876 \pm 15) \text{ МэВ}.$$

В 1977 г. свойства D -мезонов были уточнены**. Это удалось сделать в связи с обнаружением новой ψ -частицы*** с массой

* Goldhaber G., Pierre F. M., Abrams G. S. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37, N 5. P. 255—259; Peruzzi I., Piccolo M., Feldman G. J. e.a. // Ibid. N 10. P. 569—571.

** Peruzzi I., Piccolo M., Feldman G. J. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39, N 21. P. 1301—1304.

*** Rapidus P., Gobbi B., Lüke D. e.a. // Ibid. N 9. P. 526—529.

$m=3772$ МэВ, $\Gamma=30$ МэВ и квантовыми числами $I^P=1^-$, которая также распадается по схеме $\psi(3772) \rightarrow D + \bar{D}$. Из-за малости разности масс $\Delta m = m_\psi - 2m_D$ кинематика этого распада оказалась гораздо точнее, что позволило получить для масс D -мезонов следующие значения: $m_{D^0} = (1863,6 \pm 2)$ МэВ, $m_{D^+} = (1868,7 \pm 2)$ МэВ, которые очень близки к современным $[m_{D^0} = (1864,5 \pm 0,6)$ МэВ; $m_{D^+} = (1869,3 \pm 0,6)$ МэВ].

Сравнение каналов распада $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+$ с точки зрения возможных спина и четности у D^0 - и D^+ -мезонов [сравните с рассмотрением $(\theta - \tau)$ -проблемы] показывает нарушение четности в D -распаде (предполагается, что D^0 - и D^+ -мезоны образуют изодублет).

Кроме D^0 - и D^+ -мезонов были также обнаружены возбужденные состояния D -мезона. D^* -Мезон образуется в распаде $\psi(4030)$ -частицы по схемам

$$\psi(4030) \rightarrow \begin{cases} D^{0*} \bar{D}^0; \\ D^0 \bar{D}^{0*}; \\ D^* \bar{D}^* \end{cases} \quad (125.9)$$

и распадается по схемам с сохранением очарования

$$D^{0*} \begin{cases} \rightarrow D^0 + \pi^0, \\ \rightarrow D^0 + \gamma, \end{cases} \quad D^{+*} \begin{cases} \rightarrow D^+ + \pi^0; \\ \rightarrow D^+ + \gamma, \end{cases} \quad (125.10)$$

т. е. быстро ($\tau \approx 10^{-22}$ с). Массы D^* -мезонов равны $(2010,1 \pm 0,7)$ МэВ (D^{+*}) и $(2007,0 \pm 2,1)$ МэВ (D^{0*}).

Спин D^* -мезонов равен единице (в отличие от D -мезонов, у которых он равен нулю). Это согласуется как со схемой рождения (125.9), так и со схемой распада (125.10) D^* -мезона.

С обнаружением D_s^{+*} - и D_s^{-*} -мезонов дело обстоит сложнее. Их предполагаемые свойства были предсказаны одновременно со свойствами D^{+*} - и D^{0*} -мезонов, и уже в 1979 г. появилось первое сообщение* об открытии частиц типа $c\bar{s}$ и $\bar{c}s$ с массами 2,02 ГэВ, которые были названы соответственно F^{+*} - и F^{-*} -мезонами, а также их возбужденных состояний F^{+**} и F^{-**} с массами $m_{F^*} \approx 2,14$ ГэВ. Однако в последующих работах существование F -мезонов с указанными выше массами не подтвердилось, а в 1983 г. была опубликована статья**, в которой сообщалось об открытии частиц аналогичного

* Brandelik R. e.a. // Z. Phys. Ser. C. 1979. Bd 1. S. 233.

** Chen A., Goldberg M., Norwitz N. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 634—637.

кваркового состава ($c\bar{s}$ и $\bar{c}s$), но с массами на 50 МэВ меньше. Эти частицы позднее были названы D_s^+ - и D_s^- -мезонами. Современное значение их масс

$$m_{D_s^+} = (1969,3 \pm 1,1) \text{ МэВ.}$$

Соответственно вместо F^* -мезонов были обнаружены возбужденные состояния $D_s^\pm$ -мезонов с массами

$$m_{D_s^{*+}} = m_{D_s^{*-}} = (2112,7 \pm 2,3) \text{ МэВ.}$$

Тем самым завершилось заполнение табл. 48 очарованными мезонами.

Кроме того, в настоящее время известно два очарованных бариона*:

$\Lambda_c^+ = udc$ с массой $m_{\Lambda_c^+} = (2284,9 \pm 1,5) \text{ МэВ}$ и $\Xi_c^+ = usc$ с массой $m_{\Xi_c^+} = (2460 \pm 19) \text{ МэВ}$.

Времена жизни очарованных частиц находятся в пределах 10^{-13} — 10^{-12} с, что соответствует теоретическим предсказаниям. Таким образом, четырехкварковая модель получила блестящее экспериментальное подтверждение, четвертый кварк — полное право на существование, а теория слабых взаимодействий обрела симметрию относительно числа лептонов и кварков, которая очень важна в свете создания в будущем единой теории слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий**.

Систематика элементарных частиц, базирующаяся на четырех кварках и четырех лептонах, выглядит очень убедительной и имеет почти законченный вид. Так же как в свое время трехкварковая модель, она обладает свойством полноты. За пределами этой систематики практически находится только один серьезный экспериментальный факт — нарушение CP -четности в K -распаде, которое нельзя объяснить в рамках четырехкварковой модели. Тем не менее новая систематика просуществовала всего лишь неполных три года.

§ 126. Ипсилон-мезон и пятый кварк.

Проблема существования шестого кварка

Летом 1977 г. на Международной конференции по физике частиц в Будапеште было сделано сенсационное сообщение об

* Calicchio M., Erriquez O., Fogli-Muciaccia M. T. et al. // Phys. Lett. 1980. Vol. 93B. P. 521—524.

** В наиболее совершенном варианте единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий, развигом в 1967 г. С. Вайнбергом и А. Саламом, равенство числа кварков и лептонов является необходимым условием перенормируемости теории (подробнее см. гл. XXIII)

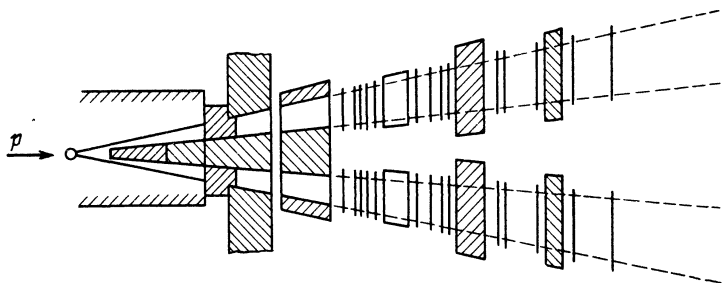


Рис. 476

открытии сверхтяжелого ипсилон (Υ)-мезона с массой $m_{\Upsilon} \approx 10m_p$, свойства которого абсолютно не укладываются в четырехкварковую модель из-за малой ширины Γ (см. ниже). Эксперимент был выполнен группой профессора Ледермана в лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США) на пучке протонов с энергией 400 ГэВ*. Изучалась реакция

$$p + (\text{Cu, Pt}) \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X, \quad (126.1)$$

где X — любые другие частицы.

Регистрация и анализ ($\mu^+ \mu^-$ -пар производились при помощи двухплечевого магнитного спектрометра с массовым разрешением $\Delta m/m = 0,02$ (рис. 476). Каждое плечо спектрометра содержит 11 пропорциональных проволоочных камер, 7 сцинтилляционных счетчиков, черенковский пороговый газовый счетчик и дрейфовую камеру. Для определения импульса мюонов их траектории отклонялись (в вертикальной плоскости) двумя магнитами с токами до 1500 А. Спектрометр обладает симметрией относительно верха и низа, т. е. каждое плечо может регистрировать как положительные, так и отрицательные мюоны.

Защита от огромного количества фоновых частиц обеспечивалась системой фильтров и коллиматоров, изготовленных из вольфрама, стали, бериллия и полиэтилена. Для калибровки установки в ней было зарегистрировано (при уменьшенном до 1250 А токе в магнитах) 15 000 J/ψ -частиц и 1000 ψ' -частиц.

В рабочих условиях установка обеспечивала скорость счета $20 \mu^+ \mu^- / \text{ч}$ при интенсивности протонов $(1,5 - 3) \cdot 10^{11}$ за импульс. Всего было зарегистрировано 9000 $\mu^+ \mu^-$ -пар с эффективной массой $m_{\mu\mu} > 5$ ГэВ (при общем количестве протонов $1,6 \cdot 10^{16}$). Результаты измерений показаны на рис. 477. Из

* Ледерман Л. // Успехи физ. наук. 1979. Т. 128. Вып. 4. С. 693—710.

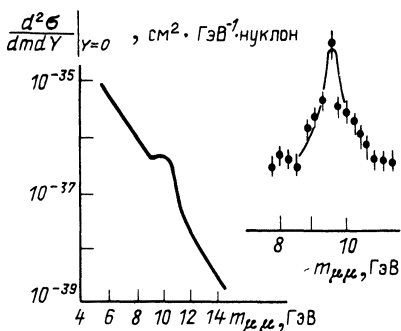


Рис. 477

сперимента здесь обнаружено 770 событий. Таким образом, 420 событий составляют чистый эффект.

Форма выделенного максимума хорошо описывается двумя гауссовыми кривыми с параметрами

$$m_1 = (9,44 \pm 0,03) \text{ ГэВ}, \quad m_2 = (10,17 \pm 0,05) \text{ ГэВ}$$

и аппаратурной шириной $\Gamma = (0,5 \pm 0,1) \text{ ГэВ}$ (Y - и Y' -мезоны).

Полученные результаты были проверены серией контрольных опытов и расчетов. Делались измерения при разных токах и поляриностях магнитов. Возможности аппаратуры были проверены расчетом по методу Монте-Карло. Специально измерялся спектр мюонных пар с одинаковыми зарядами ($\mu^+\mu^+$ и $\mu^-\mu^-$), которые, очевидно, должны давать верхний предел числа случайных совпадений. Все контрольные измерения и расчеты подтвердили надежность полученных результатов.

Как уже было замечено, новые частицы не укладываются в схему четырехкварковой модели. Поэтому их открытие потребовало введения нового, пятого кварка, который назвали beauty (прелестный, красивый) и обозначили буквой b (или q_b). По аналогии с J/ψ -частицей, являющейся одним из уровней орточармония $c\bar{c}$, Y -мезон представляет собой один из уровней ортопрелестния ($b\bar{b}$ -система со спином 1). Углубляя эту аналогию, можно полагать, что в области 10 ГэВ должна существовать обширная спектроскопия частиц со скрытой прелестью (т. е. типа $b\bar{b}$), которые будут входить в состав орто- и парапрелестния. Кроме того, в области 5 ГэВ можно ожидать появления мезонов с явной прелестью (т. е. типа $b\bar{u}$, $b\bar{d}$ и т. п.), а также прелестных барионов (bud , bds и т. п.).

Действительно, вскоре после открытия Y - и Y' -мезонов был обнаружен Y'' -мезон с массой 10,4 ГэВ. Более точно значения масс Y -, Y' - и Y'' -мезонов были измерены в 1978 г.,

рисунка видно, что при $m_{\mu\mu} \approx 9,5 \text{ ГэВ}$ наблюдается значительный выброс. Если исключить район выброса 8,8—10,6 ГэВ, то для оставшейся области изменения масс можно построить плавную функцию $\exp(-bm)$, хорошо аппроксимирующую экспериментальные точки. Оценки показывают, что в исключенной области плавная кривая должна содержать 350 событий. На самом деле в результате эк-

когда их удалось обнаружить на встречных e^-e^+ -пучках с суммарной энергией электронов и позитронов 10 ГэВ (установка ДОРИС в ФРГ):

$$m_Y = (9,46 \pm 0,01) \text{ ГэВ}; \quad m_{Y'} = (10,02 \pm 0,01) \text{ ГэВ};$$

$$m_{Y''} = (10,38 \pm 0,01) \text{ ГэВ}.$$

Y^- , Y'^- и Y''^- -мезоны были идентифицированы как основное (1^3S_1) и два первых возбужденных состояния (2^3S_1 и 3^3S_1) ортопрелестния. Это подтверждается обнаруженными позднее переходами между Y -мезонами, например по схеме $Y' \rightarrow Y + \pi^+ + \pi^-$. Полные ширины Y^- , Y'^- и Y''^- -мезонов относительно невелики: $\Gamma \approx 0,03 \div 0,05 \text{ МэВ}$. Сравнение ширин Y -мезонов позволило установить значение электрического заряда b -кварка: $z_b = -1/3$.

В 1980 г. был открыт четвертый член семейства ортопрелестния — Y''' -мезон с массой $m_{Y'''} = 10,55 \text{ ГэВ}$, который идентифицируется как 4^3S_1 -состояние*. Знаменательно, что Y''' -мезон имеет большую полную ширину $\Gamma_{Y'''} \approx 10 \text{ МэВ}$, указывающую на превышение его массы над порогом образования мезонов с явной прелестью ($B\bar{B}$ -порог). Это обстоятельство является косвенным указанием на существование таких мезонов (с массой около 5,25 ГэВ). Вскоре после этого в процессе $e^-e^+ \rightarrow Y'''$ было наблюдеено возрастание инклюзивных сечений для одиночных электронов и одиночных мюонов с большой энергией**. Оба результата можно интерпретировать как образование $B\bar{B}$ -пары с последующим распадом B -мезона по схемам

$$B \rightarrow e \bar{\nu}_e X \text{ и } B \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu X, \quad (126.2)$$

где X — все что угодно.

Позднее было установлено, что прелестные мезоны образуют два изотопических дублета $B^+ - B^0$ и $B^- - \bar{B}^0$ с $m_B \approx 5,28 \text{ ГэВ}$, $T(I^P) = 1/2(0^-)$ и $\tau \approx 1,3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$.

На встречных pp -пучках в ЦЕРНе был также обнаружен*** первый, самый легкий прелестный барион $\Lambda_b = udb$ с массой $m_{\Lambda_b} = 5425^{+175}_{-75} \text{ МэВ}$ (в таблицу частиц он пока не включен). Этот барион должен распадаться по каскадной схеме

$$\Lambda_b \rightarrow p + D^0 + \pi^-, \quad D^0 \rightarrow K^- + \pi^+. \quad (126.3)$$

* Andrews D., Berkelman K., Cabenda R. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45, N 4. P. 219—221; Finocchiaro G., Giannini G., Lee-Franzini J. e.a. // Ibid. P. 222—225.

** Bebek C., Haggerty J., Izen J. M. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46, N 2. P. 84—87; Chadwick K., Ganci P., Kagan H. e.a. // Ibid. P. 88—91.

*** CERN Courier. 1981. Vol. 21. P. 207—208.

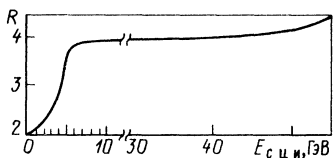


Рис. 478

ных в пользу существования пятого кварка. Перечислим его квантовые числа: $B=1/3$; $s=1/2$; $z=-1/3$; $T=0$; $S=0$; $c=0$; $b=-1$. С учетом b -кварка формула (125.2) теперь должна быть записана в виде

$$z = T_z + \frac{B+S+c+b}{2} = T_z + Y/2, \quad (126.4)$$

где величина $Y=B+S+c+b=2\bar{z}$ по-прежнему называется гиперзарядом.

В заключение отметим еще два соображения в пользу существования пятого (и даже шестого) кварка.

На рис. 478 приведено значение отношений R сечений рождения адронов и мюонных пар в процессе e^-e^+ -аннигиляции при разных энергиях (ψ -особенности вычтены). Из рисунка видно, что $R_{\text{эксп}}$ растет от $R \approx 2 \div 2,5$ в зоне действия трехкварковой модели ($E < 2m_D$) до $R \approx 4$ за пределами зоны действия четырехкварковой модели. Значение $R_{\text{эксп}} \approx 4$ сохраняется вплоть до $E_{\text{ц.и.}} = 40$ ГэВ, после чего проявляется тенденция к дальнейшему росту ($R \approx 4,5$ при $E_{\text{ц.и.}} = 55$ ГэВ). Значение $R_{\text{теор}}$ можно рассчитать по модели кварков

$$R_{\text{теор}} = 3 \sum_{i=1}^n z_i^2, \quad (126.5)$$

где z_i — электрический заряд i -го кварка; n — число кварков в модели; 3 — число цветов. Подсчет по формуле (126.5) дает для трехкварковой модели $R_{\text{теор}}=2$, для четырехкварковой $R_{\text{теор}}=10/3$, для пятикварковой (с $z_5 = -1/3$) $R_{\text{теор}}=11/3$, для гипотетической шестикварковой (в предположении, что шестой кварк имеет заряд $+2/3$) $R_{\text{теор}}=5$.

То, что $R_{\text{эксп}}(55 \text{ ГэВ}) < R_{\text{теор}}=5$, возможно, указывает на очень большую массу шестого кварка.

Еще одну экспериментальную поддержку гипотеза существования пятого и шестого кварков получила после того, как в конце 1977 г. было вполне надежно доказано существование третьего заряженного лептона, названного τ -лептоном. τ -Лептон имеет массу (1784 ± 3) МэВ, спин $1/2$, время жизни

$(3,04 \pm 0,09) 10^{-13}$ с ($\tau_{\text{теор}} = 3 \cdot 10^{-13}$ с) и, так же как электрон и мюон, встречается в двух зарядовых состояниях: τ^- и τ^+ .

Согласно современным теоретическим представлениям τ -лептон имеет лептонный заряд L_τ , отличный от L_e и L_μ (см. § 107), т. е. ему должно соответствовать новое нейтрино ν_τ . Таким образом, в настоящее время число лептонов (6) превзошло число кварков (5), что противоречит теории Вейнберга — Салама, основные заключения которой во многом подтверждены экспериментально. Поэтому в ближайшее время можно ожидать «открытия» (в связанном состоянии) нового, шестого t -кварка*, который должен иметь такой же заряд, как u - и c -кварки ($+2/3$), и быть значительно тяжелее b -кварка. Если учесть, что число адронов растет примерно как квадрат числа кварков, то можно полагать, что в недалеком будущем в физике элементарных частиц наступит период обнаружения многих новых частиц**.

§ 127. Экспериментальное подтверждение существования глюонов

Из квантовой хромодинамики следует, что константа взаимодействия между кварками и глюонами стремится к нулю при $r \rightarrow 0$ по закону

$$g_s^2(r) \sim \frac{1}{\ln r^{-1}}. \quad (127.1)$$

Современное экспериментальное значение g_s в области асимптотической свободы равно $0,16 \pm 0,04$. Малость g_s и перенормируемость квантовой хромодинамики позволяют описывать процессы между кварками и глюонами, происходящие в малых пространственно-временных областях, методами теории возмущений.

На рис. 479 изображены диаграммы трех сильных процессов, которые можно рассчитать в низшем порядке теории возмущений (порядка g_s): тормозного излучения глюона кварком (рис. 479, а), рождения $q\bar{q}$ -пары глюоном (рис. 479, б) и излучения глюона глюоном (рис. 479, в). Четырехглюонная диаграмма (рис. 479, г) уже соответствует g_s^2 .

Основные результаты проведенных расчетов приводят к следующим заключениям.

* От английского слова truth — правдивость. Названия пятого и шестого кварков интерпретируются и иначе: b — bottom — низ, t — top — верх.

** Об открытии шестого кварка см. Дополнение, п. 2.

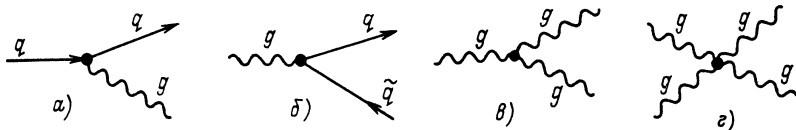


Рис. 479

1. При больших энергиях e^+e^- -пар ($E \geq 7$ ГэВ) должен идти процесс $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ с последующим преобразованием возникающей $q\bar{q}$ -пары в две адронные струи с относительно малым поперечным импульсом $\bar{p}_\perp < \bar{p}_\parallel$ и средним электрическим зарядом $\bar{z} = z_q$.

2. При еще больших энергиях e^+e^- -пар ($E \sim 30$ ГэВ) должно наблюдаться (с вероятностью α_s/π) рождение глюона по схеме

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g.$$

3. Время рождения пары кварков в e^+e^- -аннигиляции обратно пропорционально энергии кварков $t_{\text{рожд}} \sim 1/E_q$. Время существования кварка до его преобразования в адронную струю, т. е. время, в течение которого он может испускать глюоны, прямо пропорционально энергии кварка.

4. Полное сечение e^+e^- -аннигиляции в кварки и глюоны

$$\sigma(E^2) = 3 \sum e_q^2 \left[1 + \frac{\alpha_s(E^2)}{\pi} + O\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right) \right]. \quad (127.2)$$

Это же значение, по-видимому, определяет и полное сечение аннигиляции e^+e^- -пары в адроны.

5. Рожденный глюон (подобно тормозному γ -кванту) должен лететь под малым углом к кварку ($\theta \ll \pi/2$) и давать начало новой струе с $\bar{z} = 0$.

6. Глюоны, так же как и кварки, могут рождать новые глюоны. Вероятность излучения глюона глюоном в 2 раза выше вероятности излучения глюона кварком. Поэтому глюонная струя должна быстрее разбухать с ростом энергии.

Первые экспериментальные указания на существование глюонов носили косвенный характер. Они были получены в процессе исследования глубоконеупругого рассеяния лептонов на адронах. Оказалось, что при больших передачах импульса ($p^2 \gg R_{\text{адр}}^{-2}$) возникают трудности с балансом импульса. На долю валентных кварков (т. е. трех основных кварков, составляющих нуклон) и кваркового «моря» из $q\bar{q}$ -пар удается отнести только половину импульса нуклона (в соотношении 4:1). Относительно же второй половины было естественно предположить, что ее уносят глюоны (вспомните историю предсказания нейтрино).

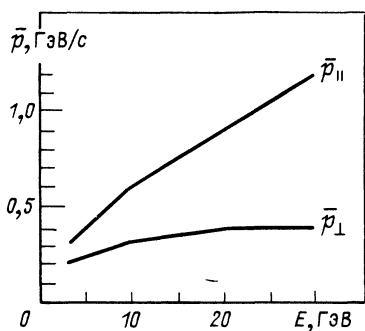


Рис. 480

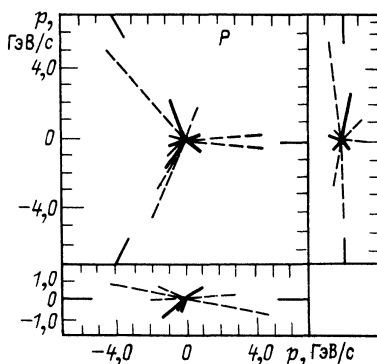


Рис. 481

Более прямые экспериментальные указания на существование глюонов были получены в результате изучения свойств адронных струй. Вначале были обнаружены двухструйные события (см. рис. 467), для которых удается выделить направление струй и измерить $\bar{p}_\perp$ и $\bar{p}_\parallel$. На рис. 480 показан энергетический ход $\bar{p}_\perp$ и $\bar{p}_\parallel$. Из рисунка видно, что $\bar{p}_\parallel$ линейно растет с энергией, а $\bar{p}_\perp$ практически остается неизменным. Таким образом, средний угол раствора струи уменьшается с ростом энергии.

При больших энергиях ($E = 2 \times 16$ ГэВ) наблюдались события, которые можно интерпретировать как рождение глюона в процессе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$. Для этих событий характерна разнотолщинность струй. Среднее значение $\bar{p}_\perp$ у толстой струи больше, чем у тонкой, причем $(\bar{p}_\perp)_{\text{толст}}$ линейно растет с энергией, тогда как $(\bar{p}_\perp)_{\text{тонк}}$ остается постоянным. Таким образом, толстая струя все больше разбухает с энергией. Одновременно события становятся все более плоскими. Плоскость выделяется направлением вылета глюона. В отдельных (редких) случаях наблюдаются явно выраженные трехструйные события.

На рис. 481 изображена в трех проекциях схема одного такого события, зарегистрированного группой PLUTO на установке PETRA в 1979 г. Здесь заряженные и нейтральные частицы изображены сплошными и штриховыми линиями соответственно. Жирные линии на осях указывают направления суммарных струй. Из рисунка очевидны как плоскостность, так и трехструйность события.

Обнаружение трехструйных событий подтверждает вывод квантовой хромодинамики о существовании глюонов. Для

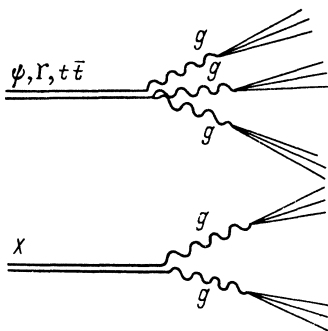


Рис. 482

квантовых чисел глюона квантовая хромодинамика предсказывает значения $I^{PC} = 1^{--}$ и $m = 0$. Таким образом, ψ - и χ -мезоны и гипотетическая $t\bar{t}$ -частица, имеющие квантовые числа 1^{--} , должны распадаться на три, а χ -частицы с квантовыми числами 2^{++} и 0^{++} — на два глюона (рис. 482). Наблюдение в будущем таких процессов, а также высокостатистические результаты по трехструйным событиям позволят проанализировать в деталях свойства глюонных струй и, следова-

тельно, окончательно подтвердить справедливость заключения об открытии глюона.

§ 128. Краткое заключение к гл. XXII

В гл. XXII описана кварковая модель адронов и дано элементарное представление о квантовой хромодинамике. Согласно современной кварковой модели в природе существует шесть сортов (ароматов) кварков, т. е. субэлементарных частиц u , d , s , c , b и t , комбинируя которые в разных сочетаниях, можно построить любой адрон. Все кварки имеют спин $s = 1/2$, дробный барионный заряд $B = 1/3$ и дробные электрические заряды, кратные $e/3$. Кроме того, s -, c -, b - и t -кварки имеют еще по одному дополнительному заряду, которые называются соответственно странность, очарование, прелесть или красота и правдивость*, а u - и d -кварки имеют отличный от нуля изоспин $T = 1/2$ ($T_z^{(u)} = +1/2$, $T_z^{(d)} = -1/2$). Квантовые числа кварков приведены в табл. 49. Они связаны между собой соотношением

$$z = T_z + \frac{B + S + c + b + t}{2} = T_z + \frac{Y}{2},$$

где $Y + B + S + c + b + t$ — гиперзаряд.

В настоящее время экспериментально подтверждено существование всех шести кварков. Свойства шестого t -кварка предсказаны теоретически. Первые указания на его существование были получены в экспериментах по исследованию свойств недавно открытых векторных промежуточных бозонов (см. § 130, п. 4). Представление о значении массы t -кварка можно составить из энергетического хода кривой для отношения сечений рождения адронов и мюонных пар в процессе e^-e^+ -аннигиляции (см. рис. 478).

* Два последних кварка (b и t) называют также bottom (нижний) и top (верхний). Об открытии t -кварка см. Дополнение, п. 2.

Таблица 49

Название и обозначение кварка	Масса, ГэВ	B	z	s	T	T_z	S	c	b	t
q_u, u, up	0,004	1/3	+2/3	1/2	1/2	+1/2	0	0	0	0
$q_d, d, down$	0,007	1/3	-1/3	1/2	1/2	-1/2	0	0	0	0
$q_s, s, strange$	0,15	1/3	-1/3	1/2	0	0	-1	0	0	0
$q_c, c, charm$	1,3	1/3	+2/3	1/2	0	0	0	+1	0	0
$q_b, b, beauty$	4,75	1/3	-1/3	1/2	0	0	0	0	-1	0
$q_t, t, truth$ (top)	174,3	1/3	+2/3	1/2	0	0	0	0	0	+1

Каждый сорт кварка имеет три разновидности, отличающиеся «цветом» — «красный», «синий», «желтый» (названия условные). Согласно модели кварков барион есть комбинация из трех кварков любого (в том числе одного и того же) сорта (аромата), но обязательно разных «цветов» (для соблюдения принципа Паули). Поскольку это «основные цвета», любой барион оказывается «белым», «бесцветным». Мезон строится из любых кварка и антикварка, но обязательно имеющих «дополнительные цвета» («красный», «антикрасный» и т. п.), т. е. тоже оказывается «белым».

Перечислим основные экспериментальные факты, подтверждающие правильность кварковой модели.

1. В опытах по исследованию глубокого неупругого рассеяния обнаружено рассеяние на больших углах, свидетельствующие о партон-кварковом строении нуклона.

2. Модель позволяет построить все известные унитарные мультиплеты.

3. Модель объясняет экспериментальное значение отношения сечений

$$\frac{\sigma_{NN} + \sigma_{\bar{N}N}}{\sigma_{\pi N}} = 3.$$

$\sigma_{\pi N}$

4. Модель позволяет получить отношение магнитных моментов нуклонов.

5. Модель объясняет спектроскопию чармония и свойства очарованных частиц.

6. Модель объясняет существование и свойства Υ -мезонов.

7. Модель объясняет некоторые особенности слабого взаимодействия.

Можно также привести несколько экспериментов, подтверждающих правильность конкретных квантовых чисел кварков. Так, дробный электрический заряд подтверждается сравнением экспериментального отношения сечений рассеяния $\frac{\sigma(e^+ \text{ ядро})}{\sigma(\gamma \text{ ядро})}$ с расчетным значением, которое получается правильным

в предположении, что $z_u = +2/3$, а $z_d = -1/3$, наличие трех цветов подтверждается сравнением с расчетом экспериментального отношения $R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{мюоны})}$;

спин — угловым распределением адронных струй, возникающих при $(e^+ e^-)$ -аннигиляции.

Все перечисленные факты согласуются с расчетом по кварковой модели в предположении слабой связи кварков на малых расстояниях, которая определяется константой $g_s \approx 0,16$. Вместе с тем многочисленные опыты по поискам кварков в природе и попытки их искусственного образования на ускорителях с самыми высокими энергиями частиц не увенчались успехом. Получить кварки в свободном виде (выбив их из адронной мишени) не удастся. Таким образом, статус кварковой модели можно охарактеризовать следующим образом: адроны состоят из кварков, которые в них слабо связаны, но извлечь их оттуда не удастся. Эта странная особенность в свойствах кварков объясняется в квантовой хромодинамике.

Согласно квантовой хромодинамике введенный выше «цвет» выполняет двойную функцию. Во-первых, он различает три разновидности кварков с данным ароматом, а во-вторых, играет роль заряда, аналогичного электрическому заряду в квантовой электродинамике. Подобно тому как заряженная частица испускает кванты электромагнитного взаимодействия — фотоны, заряженный «цветом» кварк испускает кванты истинно сильного взаимодействия — глюоны. Глюоны имеют такие же, как фотон, квантовые числа: $m=0$, $z=0$, $I^P = 1^{--}$, но в отличие от него они заряжены, т. е. обладают «цветом». Всего должно существовать восемь «цветных» глюонов, которые обеспечивают передачу взаимодействия между всеми кварками и антикварками.

Наличие у глюона цветового заряда позволяет ему в свою очередь испускать новые глюоны, вследствие чего эффективный заряд кварка растет с ростом расстояния r от него (антиэкранировка). Вместе с зарядом растет и интенсивность взаимодействия кварка с другими кварками, вследствие чего кварк не может вылететь из адрона. Поэтому в природе наблюдаются только «белые» бесцветные образования из кварков — адроны. Рост цветового заряда с расстоянием, т. е. уменьшение его при $r \rightarrow 0$, объясняет многочисленные достижения модели, полученные в предположении слабой связи между кварками в адронах.

Существование глюонов подтверждено экспериментально наблюдением трехструйных событий в (e^+e^-) -соударениях при $E_{e^+e^-} > 30$ ГэВ.

В настоящее время предпринимаются попытки получения кварков и глюонов в свободном виде (см. Дополнение, п. 8).

Глава XXIII

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Элементарное понятие о теории слабых взаимодействий применительно к описанию β -распада ядер было дано в § 18, где было показано, что β -распад атомных ядер достаточно хорошо описывается $(V-A)$ -вариантом теории. В § 103—107, 110, 114—116, 118, 125 были рассмотрены другие процессы

слабого взаимодействия — распады лептонов, пионов, странных и очарованных частиц. Оказалось, что несмотря на большое разнообразие этих процессов все они могут быть описаны в рамках $(V-A)$ -схемы универсального слабого взаимодействия. В § 129 настоящей главы рассказано об этой теории, ее трудностях и способе их преодоления, а также об открытии слабых нейтральных токов*. В § 130 дано элементарное представление о современной единой теории электрослабых взаимодействий.

§ 129. Универсальная теория слабых взаимодействий

1. ГИПОТЕЗА ОБ УНИВЕРСАЛЬНОМ СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ. W -БОЗОН

Уже довольно давно установили, что имеется существенное сходство между тремя разными процессами слабого взаимодействия:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e; \quad \mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (129.1)$$

в одном из которых участвует только электронное нейтрино, в другом — только мюонное, а в третьем — то и другое. В каждом из этих процессов взаимодействуют по четыре фермиона, два из которых заряжены, а два нейтральны. Константы всех процессов практически одинаковы:

$$g_\beta \approx g_{\mu p} \approx g_{\mu \rightarrow e}. \quad (129.2)$$

Это сходство побудило нескольких физиков (Ферми, Ли, Пуппи и др.) практически одновременно (1948—1949 гг.) высказать гипотезу о существовании универсального слабого взаимодействия.

Схематически эту гипотезу можно изобразить в виде треугольника Пуппи (рис. 483), в одной из вершин которого размещены нуклоны и антинуклоны, в другой — электроны и электронные нейтрино, а в третьей — мюоны и мюонные нейтрино. Легко видеть, что любой процесс из числа перечисленных в (129.1), а также многие другие можно записать на одной из сторон треугольника, если использовать по две частицы из каждой вершины, прилежащей к этой стороне. [μ -Мезоны формируются из нуклона и антинуклона по схеме (112.30).]

* О некоторых тонких современных вопросах $(V-A)$ -теории, связанных с проблемой существования у нейтрино массы, отличной от нуля, рассказано в § 108.

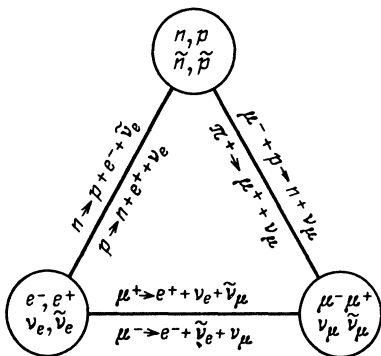


Рис. 483

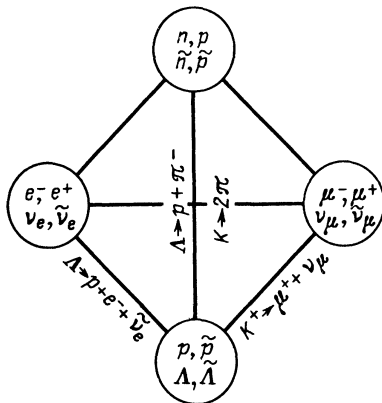


Рис. 484

Позднее, когда были открыты странные частицы, выяснилось, что их распады, идущие с изменением странности на ± 1 , тоже описываются слабым взаимодействием примерно с той же константой g_S^* . В этих процессах, так же как в β -, μ - и π -распадах, нарушается закон сохранения четности. Чтобы

включить эти процессы в рассмотренную выше схему универсального слабого взаимодействия, треугольник Пуппи надо дополнить четвертой вершиной, содержащей p , $\tilde{p}$, Λ и $\tilde{\Lambda}$ (рис. 484). При помощи этих частиц и частиц, содержащихся в остальных трех вершинах, можно изобразить различные распады странных частиц. Несколько примеров подобных процессов записано на трех линиях, выходящих из новой вершины. Таким образом, любой из известных в то время процессов универсального слабого взаимодействия можно было записать на одной из шести линий, соединяющих все вершины четырехугольника.

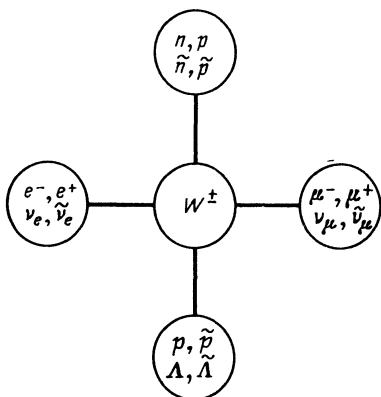


Рис. 485

любой из известных в то время процессов универсального слабого взаимодействия можно было записать на одной из шести линий, соединяющих все вершины четырехугольника.

Легко видеть, что ту же самую задачу схематического описания универсального слабого взаимодействия можно ре-

* Точнее см. п. 3.

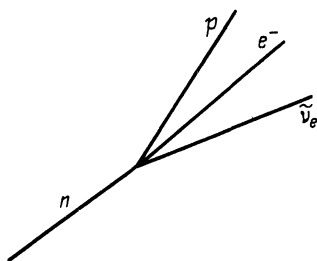


Рис. 486

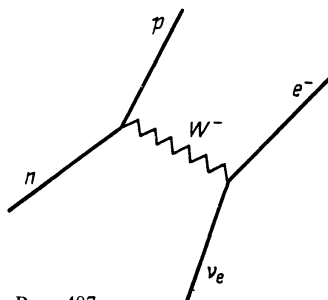


Рис. 487

шить более экономно и изящно, если убрать стороны четырехугольника и преобразовать его в четырехлучевую звезду с центром, отмеченным буквой $W^\pm$ (рис. 485).

Физический смысл этой операции заключается в предположении о существовании кванта слабого взаимодействия — заряженного бозона, с помощью которого осуществляется любой из перечисленных выше процессов. В новой схеме контактное четырехфермионное взаимодействие, происходящее в одной точке (рис. 486), заменяется взаимодействием, которое передается с помощью промежуточного $W^\pm$ -бозона (рис. 487). W -Бозон должен быть заряженным (слабые нейтральные токи в это время были еще не известны), тяжелым (чтобы обеспечить малый радиус слабого взаимодействия) и иметь спин $s=1$ [из-за преобладания $(V-A)$ -варианта слабого взаимодействия].

2. ТРУДНОСТИ ТЕОРИИ УНИВЕРСАЛЬНОГО ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Описанная выше схема универсального четырехфермионного взаимодействия в 1957 г. была оформлена в виде теории Гелл-Маном и Фейнманом и независимо от них Маршаком и Сударшаном. В основе теории лежит гипотеза о сохранении слабого векторного тока, согласно которой $g_\mu = g_{\nu}^*$. Предполагалось также, что $g_S = g_\mu$. Другими словами, слабые токи типа $\mu\nu_\mu$, $e\nu_e$, $n p$ и λp должны быть эквивалентны по интенсивности, т. е. описываться одной и той же константой G .

Количественно универсальное слабое взаимодействие описывается при помощи биспиноров и γ -матриц. Постулируется следующий вид слабого взаимодействия:

* Напомним, что аксиально-векторная константа g_{VA} больше векторной g_V (см. § 18).

$$G j_{\text{сл}} j_{\text{сл}}^+, \quad (129.3)$$

где $j_{\text{сл}} = \bar{e}v_e + \bar{\mu}v_\mu + \bar{n}p + \bar{\lambda}p$ — слабый ток; $j_{\text{сл}}^+ = e\bar{v}_e + \mu\bar{v}_\mu + n\bar{p} + \lambda\bar{p}$ — эрмитово-сопряженный ток; $\bar{e}$, $\bar{v}_e$, $\bar{\mu}$, $\bar{v}_\mu$, $\bar{n}$, $\bar{\lambda}$, $\bar{p}$ — операторы рождения соответствующих частиц, а e , v_e , μ , v_μ , n , λ , p — операторы их уничтожения. Подробнее выражение $\bar{e}v_e$ и т. п. расширяется так:

$$\bar{e}v_e = \bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{v_e}, \quad (129.4)$$

где u — биспинор (столбец); $\bar{u}$ — сопряженный биспинор (строка $\bar{u} = u \gamma_4$). Первое слагаемое $\bar{u}_e \gamma_\alpha u_{v_e}$ представляет собой полярный 4-вектор (V), второе слагаемое $\bar{u}_e \gamma_\alpha \gamma_5 u_{v_e}$ — аксиальный 4-вектор (A). γ -Матрицы имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & \hat{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & \hat{0} \end{pmatrix}, \\ \gamma_3 &= \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & \hat{0} \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix}, \\ \gamma_5 &= i\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4 = -\begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{1} \\ \hat{1} & \hat{0} \end{pmatrix}, \quad I = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}, \quad 0 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (129.5)$$

$$\text{где } \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix};$$

$$\hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Универсальность взаимодействия обеспечивается единством константы G , нарушение четности — наличием двух слагаемых в выражении типа (129.4).

По мере уточнения экспериментальных данных теория начала входить с ними в противоречие. Эксперименты показали, что вероятность распада странных частиц заметно меньше вероятности распада обычных частиц ($g_S < g_{SV}$), а g_{SV} на несколько процентов меньше g_μ (частичное сохранение векторного тока). При этом оказалось, что токи типа np и λp , рассматриваемые вместе, эквивалентны одному чисто лептонному току типа $e\nu_e$ или $\mu\nu_\mu$, т. е. n и λ выступают в процессе слабого распада как смесь вида $an + b\lambda$, где a и b — коэффициенты, удовлетворяющие условию $a^2 + b^2 = 1$.

3. СХЕМА КАБИББО ОТКРЫТИЕ СЛАБЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ

Теоретическая схема этой особенности слабого взаимодействия была предложена в 1963 г. Кабиббо, согласно которому

$$g_{\nu\ell} = g_\mu \cos \theta_C, \quad g_S = g_\mu \sin \theta_C, \quad \text{т. е.} \quad g_{\nu\ell}^2 + g_S^2 = g_\mu^2. \quad (129.6)$$

Значение угла $\theta_C = 14^\circ$ (его называют углом Кабиббо) было найдено из сравнения вероятностей распада для обычных и странных частиц, отношение которых пропорционально $\cos^2 \theta_C / \sin^2 \theta_C$.

Итак, в природе работает комбинация токов $n\ell$ и $\lambda\ell$ вида $(n \cos \theta_C + \lambda \sin \theta_C)\ell$. Заметим, что вообще все возможные варианты слабых заряженных токов (т. е. слабых токов, изменяющих электрический заряд) можно получить, рассматривая вертикальные столбцы приведенной ниже схемы:

$$\begin{array}{ccc} e & \mu & n \cos \theta_C + \lambda \sin \theta_C \\ \nu_e & \nu_\mu & p. \end{array} \quad (129.7)$$

Спрашивается, а не существуют ли в природе слабые нейтральные токи, т. е. токи, не изменяющие электрический заряд? Схематически такие токи можно сконструировать, комбинируя пары частиц из одной и той же строки таблицы: $\nu\nu$, ee , pp , $\mu\mu$, $(n \cos \theta_C + \lambda \sin \theta_C)(n \cos \theta_C + \lambda \sin \theta_C)$.

Проблема существования слабых нейтральных токов очень долго занимала умы физиков по разным причинам. С одной стороны, нейтральные токи не только не запрещены универсальной теорией, а наоборот, наличие их очень желательно с точки зрения ее возможного усовершенствования*. С другой стороны, поиски нейтральных токов в природе очень долго приводили к отрицательному результату. Например, было убедительно доказано отсутствие в природе процессов $\Lambda \rightarrow n + e^+ + e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, которые описываются нейтральными токами $(\lambda n)(ee)$ и $(\lambda n)(\mu\mu)$ соответственно. В связи с этим дальнейшее развитие физики слабых взаимодействий одновременно пошло по двум направлениям. Теоретики предприняли попытку развить теорию с нейтральными токами, в которой существовал бы запрет на ненаблюдаемые экспериментально процессы $\Lambda \rightarrow n + e^+ + e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Что касается экспериментаторов, то они стали искать другие нейтральные токи, отличные от чем-то запрещенных токов типа $(\lambda n)(ee)$ и $(\lambda n)(\mu\mu)$.

* Теория слабых взаимодействий без нейтральных токов неперенормируема. Подробнее см. § 130.

Запрет на ненаблюдаемые в природе нейтральные токи был введен следующим образом. Запишем приведенную выше схему (129.7) на языке кварковой модели:

$$\begin{array}{ccc} e & \mu & d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ \nu_e & \nu_\mu & u. \end{array} \quad (129.8)$$

Тогда теоретически разрешенные заряженные токи получаются при движении по столбцам этой схемы $[e\nu_e, \mu\nu_\mu, (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)u]$, а нейтральные — по строкам $[ee, \mu\mu, \nu_e\nu_e, \nu_\mu\nu_\mu, uu, (d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)(d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)]$. Последний ток и приводит к не осуществляющимся в природе составляющим нейтрального тока вида ds и sd (эквивалентным токам $n\bar{l}$ и $\bar{l}n$).

Чтобы устранить эту трудность теории и развить ее дальше (см. § 130), было предложено симметризовать теорию относительно числа лептонов и кварков. С этой целью Глэшоу и др. в 1970 г. добавили в соотношение (129.8) нейтральную ортогональную комбинацию $(s \cos \theta_c - d \sin \theta_c)$ и четвертый (заряженный) кварк c , имеющий такой же заряд, как и уже фигурирующий в несимметричной теории кварк u ($+2/3$):

$$\begin{array}{ccccc} e & \mu & d \cos \theta_c + s \sin \theta_c & s \cos \theta_c - d \sin \theta_c & \\ \nu_e & \nu_\mu & u & c. & \end{array} \quad (129.9)$$

Из соотношения (129.9) видно, что теперь суммарный нейтральный ток d - и s -кварков равен

$$(d \cos \theta_c + s \sin \theta_c)(d \cos \theta_c + s \sin \theta_c) + (s \cos \theta_c - d \sin \theta_c)(s \cos \theta_c - d \sin \theta_c) = dd + ss,$$

т. е. не содержит ds - и sd -составляющих, не встречающихся в природе.

Что касается других нейтральных токов, то они впервые были обнаружены в 1973 г. в ЦЕРНе при помощи фреоновой пузырьковой камеры Гаргамель с магнитным полем 2 Тл, облученной пучком мюонных нейтрино и антинейтрино*. В камере диаметром 185 и длиной 480 см в результате просмотра 83 000 фотографий, полученных в пучке нейтрино, и 207 000 — в пучке антинейтрино, было наблюдеено следующее количество событий, вызванных заряженными (CC) и нейтральными (NC) токами:

$$\left. \begin{array}{l} \nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \text{адроны} \quad 428 \text{ (CC);} \\ \nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны} \quad 102 \text{ (NC);} \\ \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \text{адроны} \quad 148 \text{ (CC);} \\ \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{адроны} \quad 64 \text{ (NC).} \end{array} \right\} \quad (129.10)$$

* Hasert F. J., Kabe S., Krenz W. et al. // Phys. Lett. 1973. Vol. B46. P. 138—140.

Отсутствие мюонов в событиях второго и четвертого типов (см., например, рис. 488) убедительно доказывает, что они обусловлены нейтральными токами вида $(\nu_\mu \nu_\mu)(uu)$ или аналогичными $(\nu_\mu \nu_\mu)(dd)$, $(\nu_\mu \nu_\mu)(ss)$. Сечения событий, вызванных нейтральными и заряженными токами, сравнимы между собой:

$$(NC/CC)_\nu = 0,21 \pm 0,03, \quad (NC/CC)_e \approx 0,45 \pm 0,09. \quad (129.11)$$

Кроме перечисленных выше событий в результате просмотра 735 000 фотографий было найдено одно событие типа

$$\tilde{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_\mu + e^-, \quad (129.12)$$

обусловленное нейтральным током $(\nu_\mu \nu_\mu)(ee)$.

Таким образом, этот эксперимент доказал, что в природе существуют по крайней мере перечисленные выше слабые нейтральные токи. Позднее были наблюдаемы и некоторые другие нейтральные токи. В частности, в Новосибирске Л. М. Барковым с сотрудниками в 1978 г. впервые наблюдалось нарушение четности в атомных переходах, которое проявляется в виде поворота плоскости поляризации лазерного излучения при прохождении его через пары атомарного висмута*. Очевидно, что за это явление отвечают нейтральные токи $(ee)(uu)$ и $(ee)(dd)$.

4. ОБОБЩЕННЫЕ ТЕОРИИ НА ОЧАРОВАННЫЕ И ПРЕЛЕСТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Как известно, гипотеза о существовании четвертого кварка (c) блестяще подтвердилась в конце 1974 г., когда были открыты J/ψ -частицы, а позднее и частицы с явным очарованием — очарованные мезоны и барионы (см. § 125). Установлено, что очарованные частицы распадаются по слабому взаимодействию с изменением очарования ($|\Delta c| = 1$), подобно тому как странные частицы распадаются с изменением странности ($|\Delta S| = 1$). При этом согласно схеме (129.9) c -кварк преобразуется в s -кварк или d -кварк, т. е. в теории появляются два новых слабых заряженных тока cs и cd . Времена жизни очарованных частиц соответствуют предсказаниям универсальной $(V-A)$ -теории.

* Барков Л. М., Золоторев М. С. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 26. С. 379—383; Ibid. Т. 28. С. 544—548.

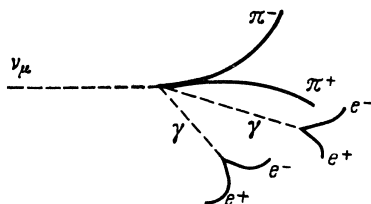


Рис. 488

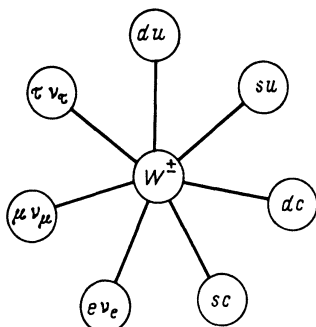


Рис. 489

В эти же годы был открыт третий заряженный лептон (τ , см. § 107), который, как выяснилось из изучения его схем распада, также участвует в универсальном слабом ($V-A$)-взаимодействии. τ -Лептон характеризуется своим τ -лептонным зарядом и должен иметь свое τ -нейтрино (ν_τ). Соответственно в теории появляется еще один слабый заряженный ток $\tau\nu_\tau$.

Таким образом, схема слабого взаимодействия с заряженными токами должна изображаться не четырехлучевой (см. рис. 485), а семилучевой «звездой» с $W^\pm$ -бозоном в центре (рис. 489). Все эти семь токов были обнаружены экспериментально.

В 1977 г. был открыт Υ -мезон (§ 126), который состоит из новых (прелестных) b - и $\bar{b}$ -кварков, а позднее (в косвенных опытах) были обнаружены и частицы с явной прелестью. Кроме того, как уже было отмечено ранее, должен существовать шестой t -кварк.

b -Кварк имеет заряд $z_b = -1/3$, а t -кварк должен иметь заряд $z_t = +2/3$. Таким образом, с учетом этих кварков в теории должны появиться еще пять слабых заряженных токов bu , bc , dt , st и bt и семилучевая звезда превратится в 12-лучевую (рис. 490).

Естественно, что токи с участием t -кварков пока обнаружены быть не могли, а из двух токов (bu и bc) с участием

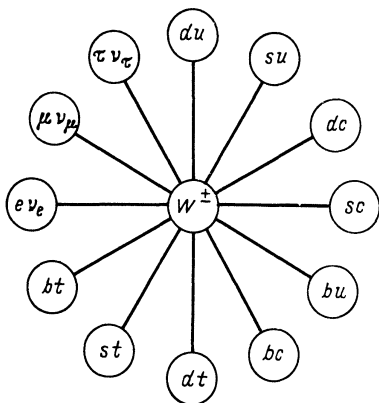


Рис. 490

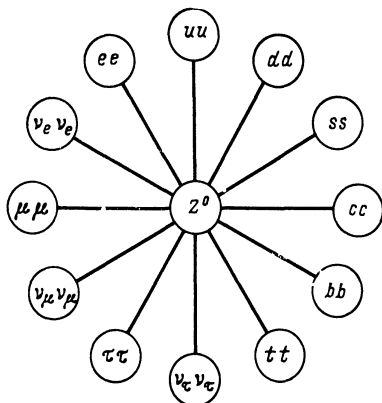


Рис. 491

b -кварков один (bc) уже по-видимому обнаружен (в форме распада Λ_b -бариона).

Схема слабого взаимодействия, изображенная на рис. 490, в принципе допускает $12 \times 12 = 144$ заряженных ток-токовых взаимодействий, из которых обнаружено 21*.

Несколько иначе устроено слабое взаимодействие, передаваемое нейтральными токами. В п. 3 мы видели, что суммарный нейтральный ток d - и s -кварков не содержит ds - и sd -составляющих. Оказывается, этот результат имеет общий характер: в природе существуют только такие слабые нейтральные токи, которые не изменяют аромата кварка. В соответствии с этим схему слабого взаимодействия с нейтральными токами также можно изобразить 12-лучевой звездой, в центре которой находится тяжелый нейтральный Z^0 -бозон (рис. 491), естественным образом появляющийся в теории Салама — Вайнберга (см. § 130). В настоящее время из 144 потенциальных нейтральных слабых ток-токовых взаимодействий обнаружено 17.

§ 130. Понятие о единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий

1. НЕПЕРЕНОРМИРУЕМОСТЬ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Универсальная четырехфермионная теория слабого взаимодействия после усовершенствования ее Кабиббо и введения четвертого кварка хорошо объясняла все экспериментально наблюдаемые особенности слабого взаимодействия, кроме нарушения CP -четности в K -распаде. Однако она обладала принципиальным недостатком, так как в отличие от квантовой электродинамики была неперенормируемой.

Теория слабых взаимодействий с промежуточным бозоном формально очень сходна с квантовой электродинамикой: передача взаимодействия в обеих теориях осуществляется с помощью квантов — бозонов. Однако квант электромагнитной теории — фотон — не имеет массы, а кванты слабого взаимодействия — промежуточные бозоны — из-за малого радиуса действия слабых сил должны быть тяжелыми. Оказывается, это и является основным и, казалось бы, непреодолимым препятствием для

* Подробнее см. книгу: Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1990.

создания перенормируемой теории. И все-таки такая теория была построена. Более того, в 1967 г. С. Вайнбергу и А. Саламу удалось создать единую теорию слабых и электромагнитных взаимодействий, а в настоящее время появилась надежда и на создание перенормируемой теории сильных взаимодействий и даже на объединение всех трех взаимодействий в одной теории. Во всяком случае, удалось найти общий принцип построения перенормируемых теорий, который после привлечения некоторых дополнительных идей может быть использован для описания любого фундаментального взаимодействия.

2. ЛОКАЛЬНАЯ КАЛИБРОВОЧНАЯ СИММЕТРИЯ И КОМПЕНСИРУЮЩИЕ ПОЛЯ

Этим принципом является так называемая локальная калибровочная симметрия. Калибровочная симметрия, дополненная идеей о невылетании частиц, используется при построении современной модели сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики, калибровочная симметрия, дополненная идеей о ее спонтанном нарушении, — для построения перенормируемой теории слабых взаимодействий. Основные принципы построения квантовой хромодинамики были рассмотрены в § 124, п. 3. О единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий мы расскажем здесь.

Как известно, симметрией какой-либо теории называется инвариантность ее уравнений относительно некоторых специальных преобразований. Широко известны лоренц-инвариантность, изотопическая инвариантность и др. При этом обычно предполагается, что симметрия имеет глобальный характер, т. е. параметры преобразования (скорость при лоренц-преобразованиях, параметры изотопического поворота) не зависят от координат и времени. Если, однако, параметры преобразования зависят от координат и времени и тем не менее инвариантность теории имеет место, то такая симметрия называется локальной. Естественно, что в этом случае сохранение инвариантности теории можно обеспечить только за счет введения в нее некоторых новых компенсирующих (калибровочных) эффектов. Так, например, глобальная лоренц-симметрия нарушается, если скорость системы зависит от времени, однако, введя компенсирующее гравитационное поле, можно получить локальную лоренц-симметрию. Аналогично существует инвариантность уравнений квантовой механики относительно локального фазового преобразования волновой

функции, т. е. умножения ее на множитель $\exp[i\alpha(\mathbf{r}, t)]^*$. В этом случае компенсация достигается специальным (калибровочным) преобразованием электромагнитного потенциала, не изменяющим напряженностей электрического и магнитного полей.

Из обоих приведенных примеров видно, что существование локальной симметрии тесно связано с наличием некоторых дополнительных полей—гравитационного в первом случае и электромагнитного во втором. На это обстоятельство в 1954 г. обратили внимание Янг и Миллс, которые показали, что локальная инвариантность теории должна всегда приводить к появлению некоторых дополнительных компенсирующих полей с новыми квантами—калибровочными бозонами. При этом подобно квантовой электродинамике калибровочные теории перенормируемы. В связи с этим появилась надежда на построение перенормируемых теорий слабого и сильного взаимодействий.

Взяв за основу локальную изотопическую инвариантность, Янг и Миллс действительно построили калибровочную теорию с тремя компенсирующими полями и тремя калибровочными бозонами. Однако дальнейшее развитие этой идеи показало, что калибровочные бозоны имеют нулевую массу, т. е. не могут быть квантами сильного взаимодействия, требующего тяжелых квантов. Как уже говорилось, решение проблемы сильного взаимодействия было найдено только в 1973 г. в рамках квантовой хромодинамики благодаря привлечению идеи о невылетании.

Иначе развивалась теория слабых взаимодействий. Вначале возникла сходная ситуация. Глэшоу, опираясь на идеи Янга и Миллса, построил перенормируемый вариант теории слабого взаимодействия. В основу теории была положена группа симметрии слабого изотопического спина, в которую входят дублеты лептонов и кварков [см. схемы (129.8) и (129.9)]. Члены этих дублетов характеризуются значениями третьей проекции слабого изотопического спина T_3 , которая равна $+1/2$ для частиц верхней строки и $-1/2$ для частиц нижней строки. Из условия инвариантности были найдены компенсирующие поля.

Но и в этом случае в качестве квантов компенсирующих полей получились безмассовые калибровочные бозоны, не пригодные на роль квантов слабого взаимодействия.

* Инвариантность уравнений квантовой механики относительно глобального фазового преобразования, т. е. умножения волновой функции на $\exp[i\alpha]$, где $\alpha = \text{const}$, тривиальна.

3. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ СИММЕТРИИ. ТЕОРИЯ ВАЙНБЕРГА—САЛАМА

Решение вопроса о массе бозонов было найдено в 1967 г. А. Саламом и С. Вайнбергом, которые привлекли идею о спонтанном нарушении калибровочной симметрии. В теории Вайнберга и Салама вводится новое, так называемое хиггсовское поле с бесспиновыми (но имеющими массу) хиггсовскими бозонами, которое и обуславливает нарушение симметрии. Калибровочные бозоны в результате взаимодействия с хиггсовским полем приобретают массу. При этом теория остается перенормируемой. В теории возникают три калибровочных бозона W^+ , W^- и W^0 , из которых два (W^+ и W^-) описывают слабые заряженные токи. Третий бозон (W^0) самостоятельной роли не играет. Его рассматривают совместно с четвертым калибровочным бозоном B^0 , который появляется после наложения на теорию требования локальной фазовой инвариантности (характерной для электромагнитной теории). Из двух нейтральных калибровочных бозонов W^0 и B^0 можно составить две комбинации, одна из которых представляет собой фотон

$$\gamma = B^0 \cos \theta_w + W^0 \sin \theta_w, \quad (130.1)$$

а вторая — нейтральный бозон, ответственный за слабые нейтральные токи,

$$Z^0 = W^0 \cos \theta_w - B^0 \sin \theta_w. \quad (130.2)$$

Здесь θ_w — угол Вайнберга, который определяется из сопоставления теории с экспериментом.

Таким образом, Вайнбергу и Саламу удалось создать единую перенормируемую теорию слабых и электромагнитных взаимодействий с четырьмя бозонами γ , Z^0 , W^+ и W^- , ответственными соответственно за электромагнитное взаимодействие, слабые нейтральные токи и слабые заряженные токи*.

Теория Вайнберга — Салама предсказала существование четвертого s -кварка и нейтральных токов и предсказывает массы $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов:

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{\sin \theta_w} \left[\frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G} \right]^{1/2}; \quad (130.3)$$

* За создание единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий С. Вайнберг, Ш. Глэшоу и А. Салам были удостоены в 1979 г. Нобелевской премии по физике. О содержании теории см.: Вайнберг С. // Успехи физ. наук. 1980. Т. 132. Вып. 2. С. 201—217. Джорджи Х. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 136. Вып. 2. С. 287—316.

$$m_{Z^0} = \frac{m_{W^\pm}}{\cos \theta_W}, \quad (130.4)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c)$; $G = 10^{-5}/m_p^2$.

В 70-е годы был открыт *c*-кварк (см. § 125) и было обнаружено много различных эффектов, обусловленных нейтральными слабыми токами: $\nu_\mu p$ -, $\nu_\mu e$ - и $\nu_e e$ -рассеяние, несохранение четности в атомных переходах, *ep*-рассеянии и др. (см. § 129). Анализ этих экспериментов приводит к близким значениям угла Вайнберга

$$\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,02, \quad (130.5)$$

откуда для масс бозонов получаются значения

$$m_{W^\pm} = (78 \pm 3) \text{ ГэВ}, \quad m_{Z^0} = (89 \pm 3) \text{ ГэВ}. \quad (130.6)$$

Частицы со столь большими массами не могли быть открыты ни на одном ускорителе из числа действующих в 70-е годы. Вместе с тем физики были настолько твердо уверены в существовании этих частиц, что в конце 70-х годов было принято решение о строительстве новых ускорителей, в программе будущей работы которых первым пунктом стоял поиск $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов. В связи с этим их обнаружение с 1982—1983 гг. часто называют запланированным открытием.

4. ОТКРЫТИЕ $W^\pm$ - И Z^0 -БОЗОНОВ

В 1981 г. в ЦЕРНе под руководством Ван дер Меера был запущен первый ускоритель следующего поколения на энергию 2×270 ГэВ, названный *Sp $\bar{p}$ S*-коллайдером*. Этот ускоритель работает по принципу встречных протон-антипротонных пучков, когда вся энергия может быть использована для образования новых частиц. Поэтому, казалось бы, на нем можно было рождать пары частица—античастица с массами по 270 ГэВ каждая. Однако учет особенностей кварк-глюонных взаимодействий резко снижает это значение (см. ниже), но тем не менее позволяет рассчитывать на оптимальные сечения рождения $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов.

Для обнаружения $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов были построены два специальных детектора UA-1 и UA-2 (от слов Underground Area—подземная зона), на которых в 1982—1983 гг. были

* *Sp $\bar{p}$ S*-коллайдер был переоборудован из запущенного в 1976 г. SPS (super proton synchrotron)—ускорителя протонов на энергию 400 ГэВ. В настоящее время энергия *Sp $\bar{p}$ S*-коллайдера увеличена до 2×310 ГэВ, а энергия протонов в SPS—до 450 ГэВ (подробнее см. § 87, п. 2).

открыты эти частицы. Об устройстве одного из детекторов мы расскажем подробнее.

Основными частями детектора UA-1 являются магнит с объемом поля 86 м^3 и напряженностью $0,7 \text{ Тл}$, дрейфовая камера размерами $5,8 \times 2,3 \text{ м}^3$, окруженная электромагнитным калориметром толщиной в 27 радиационных длин (сцинтилляторы, прослоенные свинцом) и адронным калориметром (железо). Общие размеры детектора — $10 \times 5 \times 10 \text{ м}^3$, общая масса — 2000 т , стоимость — 65 млн. долларов . Детектор обслуживался 24 ЭВМ. В работе с детектором участвовало 135 физиков из 11 институтов Австрии, Англии, Италии, США, Финляндии, ФРГ и Франции во главе с итальянским физиком К. Руббиа.

Рождение $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов искали в инклюзивных процессах

$$\tilde{p} + p \rightarrow W^\pm + X \text{ и } \tilde{p} + p \rightarrow Z^0 + X \quad (130.7)$$

(где X — что угодно) с последующими распадами образовавшихся промежуточных бозонов по схемам

$$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\tilde{\nu}_e), \quad Z^0 \rightarrow \begin{cases} e^+ + e^-, \\ \mu^+ + \mu^-. \end{cases} \quad (130.8)$$

В кварковой модели образование $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов происходит в результате соударения соответствующих кварков и антикварков, входящих в состав протонов ($p = uud$) и антипротонов ($\tilde{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$):

$$\begin{aligned} u + \tilde{d} &\rightarrow W^+, & u + \tilde{u} &\rightarrow Z^0, \\ \tilde{u} + d &\rightarrow W^-, & d + \tilde{d} &\rightarrow Z^0. \end{aligned} \quad (130.9)$$

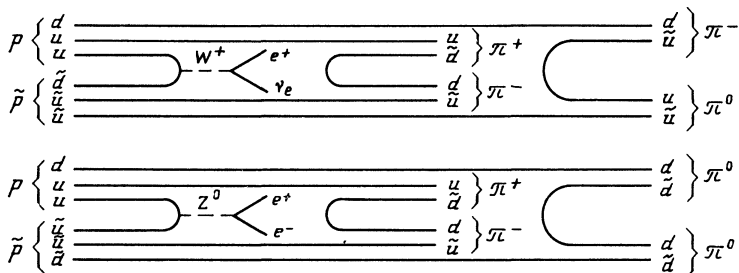


Рис. 492

В качестве примера на рис. 492 изображены две возможные схемы образования и распада W^+ - и Z^0 -бозонов:

$$\begin{aligned} p + \bar{p} &\rightarrow W^+ + \pi^+ + 2\pi^- + \pi^0, \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \\ p + \bar{p} &\rightarrow Z^0 + \pi^+ + \pi^- + 2\pi^0, \quad Z^0 \rightarrow e^+ + e^-. \end{aligned} \quad (130.10)$$

Несмотря на то что детектор UA-1 был специально построен для обнаружения промежуточных бозонов, опыт оказался чрезвычайно сложным. Достаточно сказать, что сечение процесса

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X, \quad W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (130.11)$$

равно $0,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$, что примерно в 10^8 меньше полного сечения взаимодействия протонов с антипротонами. Таким образом, в опыте можно было бы рассчитывать на получение одного W -бозона на 10^8 соударений. Действительно, в первом сеансе облучения, выполненном в ноябре—декабре 1982 г., было извлечено шесть событий типа $W \rightarrow e\nu_e$ из 10^9 зарегистрированных $p\bar{p}$ -соударений*.

Основная идея выделения W -бозонов из огромного множества других событий заключалась в отборе электронов от распада W -бозона, летящих перпендикулярно первичным пучкам с энергией $T_e \approx m_W/2$. В этом направлении фон должен быть относительно мал, так как легкие адроны, возникающие из пролетающих кварков, входящих в состав протонов и антипротонов, образуют струи, которые летят в направлении первичных пучков. Иначе обстоит дело с кварком и антикварком, при соударении которых возникает W -бозон. Значительная часть энергии этих кварков преобразуется в массу покоя W -бозона, вследствие чего он не должен иметь большой энергии и продольного импульса. При этом максимум сечения образования W -бозона в процессе $u + \bar{d} \rightarrow W^+$ должен соответствовать условию

$$T_u + T_{\bar{d}} \approx m_W \quad (130.12)$$

(брейт-вигнеровский резонанс), при выполнении которого W^+ -бозон образуется с малым продольным импульсом (а в особо благоприятных случаях—в состоянии покоя), а электрон распада имеет энергию $T_e \approx m_W/2$ и может лететь перпендикулярно первичным пучкам.

Легко видеть, что энергия протонов и антипротонов, равная $2 \times 270 \text{ ГэВ}$, оптимальна для образования $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов в процессах

* Arnison G., Astbury A., Aubert B. e.a. // Phys. Lett. Ser. B. 1983. Vol. 122, N 1. P. 103—116.

$$q + \bar{q} \rightarrow W^{\pm} \text{ и } q + \bar{q} \rightarrow Z^0.$$

Действительно, из квантовой хромодинамики известно, что половина энергии протона (антипротона) сосредоточена в глюонах, так что на долю трех кварков (антикварков), из которых состоит протон (антипротон), приходится 135 ГэВ, т. е. по 45 ГэВ на каждый кварк (антикварк), что и соответствует условию (130.12).

В первом эксперименте было записано около 10^6 событий, из которых $1,4 \cdot 10^5$ содержали электрон. Электрон идентифицировался по характерному профилю электромагнитного ливня. Дальнейшая обработка включала отбор событий с большой поперечной энергией $E_{\perp} > 15$ ГэВ (28 000), с хорошим одиночным треком заряженной частицы и поперечным импульсом $p_{\perp} > 7$ ГэВ/с (2125), отбор по критерию для электрона (39), наконец, индивидуальное рассмотрение (6).

Замечательно, что к этим же событиям привел и другой метод отбора (из числа 2125 кандидатов)—по недостающей энергии, уносимой нерегистрируемыми частицами в перпендикулярном направлении. Этими частицами могут быть только нейтрино, так как все остальные нейтральные частицы детектором регистрируются. Это заключение подтверждается приблизительным совпадением импульсов электрона и нейтрино для соответствующих случаев: $\mathbf{p}_e \approx -\mathbf{p}_\nu$. Таким образом, все отобранные события можно отнести к распаду $W \rightarrow e + \nu_e$. Из их анализа следует, что $m_W = (81 \pm 5)$ ГэВ.

В группе физиков, работавших с детектором UA-2, было найдено еще четыре аналогичных события*, т. е. всего в первом сеансе облучения—десять событий типа $W \rightarrow e + \nu_e$.

Второе облучение было проведено в апреле—июне 1983 г. Оно дало еще несколько десятков рождений и распадов $W^{\pm}$ -бозонов, по которым было уточнено значение их массы:

$$m_{W^{\pm}} = (81 \pm 2) \text{ ГэВ.} \quad (130.13)$$

Кроме того, во втором сеансе группе UA-1 удалось обнаружить пять Z^0 -бозонов, сечение рождения которых в 10 раз меньше, чем $W^{\pm}$ -бозонов**. Z^0 -бозоны идентифицировались по схемам распада

$$Z^0 \begin{cases} \rightarrow e^+ + e^- \\ \rightarrow \mu^+ + \mu^- \end{cases}. \quad (130.14)$$

* Banner M., Battiston R., Bloch Ph. e.a. // Phys. Lett. Ser. B. 1983. Vol. 122. P. 476—485.

** Arnison G., Astbury A., Aubert B. e.a. // Phys. Lett. Ser. B. 1983. Vol. 126. P. 398—410.

Через несколько месяцев группа UA-2 сообщила о наблюдении еще восьми случаев распада Z^0 -бозона. Экспериментальное значение массы Z^0 -бозона

$$m_{Z^0}^{\text{эксп}} = (93 \pm 2) \text{ ГэВ.} \quad (130.15)$$

Оба полученных значения массы промежуточных бозонов практически совпадают с теоретическими предсказаниями (130.6)*.

В заключение приведем перечень свойств промежуточных векторных бозонов, которые вытекают из теории и частично доказаны экспериментально. $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны имеют спин, равный единице, и должны быть продольно поляризованы. Это весьма короткоживущие частицы (но не адроны), время жизни которых определяется полной шириной распада

$$\Gamma_{\text{теор}} = 2,5 \text{ ГэВ, } \Gamma_{\text{эксп}} < 7 \text{ ГэВ.} \quad (130.16)$$

Если принять $\Gamma = 2,5 \text{ ГэВ}$, то для времени жизни промежуточных векторных бозонов получается значение

$$\tau \approx \hbar/\Gamma = 2,7 \cdot 10^{-25} \text{ с.} \quad (130.17)$$

Заметим, что оно больше времени

$$\tau_{\text{вирт}} = \hbar/m = 0,7 \cdot 10^{-26} \text{ с,} \quad (130.18)$$

которое необходимо промежуточному бозону для выполнения функций кванта слабого взаимодействия, т. е. для преодоления расстояния, равного радиусу слабого взаимодействия:

$$R_{\text{сл}} = c\tau_{\text{вирт}} = 2,2 \cdot 10^{-16} \text{ см.} \quad (130.19)$$

Это значение $R_{\text{сл}}$ согласуется с данными квантовой электродинамики, вытекающими из точечности лептона.

Свойства $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов очень скоро будут изучены во всех деталях. Залогом тому является подготовка к запуску новых ускорителей с еще большими возможностями. Так, например, уже в 80-е годы в США должен вступить в строй Тэватрон— $p\bar{p}$ -коллайдер на энергию $2 \times 1000 \text{ ГэВ}$ (Батавия) и линейный e^+e^- -коллайдер SLC на энергию $2 \times 50 \text{ ГэВ}$ (Станфорд), а в ЦЕРНе—кольцевой e^+e^- -коллайдер LEP на энергию $2 \times 50 \text{ ГэВ}$ (с последующим увеличением ее до $2 \times 80 \text{ ГэВ}$, а затем до $2 \times 125 \text{ ГэВ}$)**. На 90-е годы в СССР

* В 1984 г. Ван дер Меер и Руббиа за предложение принципа стохастического охлаждения, использованного при создании и запуске $p\bar{p}$ -коллайдера, и открытие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов были награждены Нобелевской премией по физике (см. Успехи физ. наук. 1985. Т. 147. Вып. 2. С. 371—420).

** В настоящее время (конец 1989 г.) все они уже работают.

(район Серпухова) планируется ввод в строй ускорительно-накопительного комплекса (УНК) на энергию протонов 2×3 ТэВ и линейного e^+e^- -коллайдера ВЛЭПП на энергию 2×500 ГэВ (первая очередь) с последующим увеличением ее до 2×1 ТэВ. В США проектируется протонный суперколлайдер на энергию 2×20 ТэВ*. Возможно, что на подобных ускорителях удастся обнаружить и неуловимые пока скалярные бозоны Хиггса, которые в соответствии с теорией Вайнберга — Салама ответственны за появление масс у $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов. К сожалению, массы самих бозонов Хиггса теория не предсказывает. Их значения могут находиться в интервале 10—1000 ГэВ.

5. ВЕЛИКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ. РАСПАД ПРОТОНА

Общая калибровочная природа всех трех взаимодействий, описание которых отличается только выбором группы симметрии (и некоторыми дополнительными идеями), позволяет надеяться на создание теории, обобщающей сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия. Эта теория (ее назвали великим объединением) должна быть связана с более широкой группой симметрии, чем рассмотренные выше. В настоящее время имеется ряд указаний на то, что такой группой является группа $SU(5)$. В эту группу на равных правах входят как кварки, так и лептоны, между которыми становятся возможными переходы. Другими словами, соответствующая теория приводит к возможности нарушения законов сохранения лептонного и барионного зарядов. В частности, для времени жизни протона теория дает оценку 10^{31} — 10^{33} лет, которая не противоречит последней экспериментальной оценке $\tau_p > 3 \cdot 10^{32}$ лет**.

§ 131. Краткое заключение к гл. XXIII

В главе рассмотрены некоторые дополнительные вопросы физики слабых взаимодействий, ставшие актуальными в последние годы: трудности универсальной теории слабого взаимодействия, открытие слабых нейтральных токов, понятие о калибровочной симметрии и ее нарушении, единая теория электрослабых взаимодействий.

Сравнение различных процессов слабого взаимодействия (β -распада, e - и μ -захвата, распадов лептонов, пионов, странных и очарованных частиц,

* Скринский А. Н. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 138. Вып. 1. С. 3—43.

Адо Ю. М. // Успехи физ. наук. 1985. Т. 145. Вып. 1. С. 87—112.

** О распаде протона см.: Вайнберг С. // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137. Вып. 1. С. 151—172.

взаимодействия нейтрино с нуклонами и др.) показывает, что все они могут быть описаны при помощи ($V-A$)-варианта теории слабого взаимодействия, который строится по аналогии с теорией β -распада (см. § 18).

В первоначальном варианте универсальной теории кроме токов вида $e\nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu$ были добавлены еще два заряженных тока $\mu\nu_\mu$ и $\lambda\rho$. Любой из перечисленных токов содержит два слагаемых (полярный и аксиальный векторы), наличие которых обеспечивает возможность объяснения нарушения четности. Константа слабого взаимодействия G для всех токов принималась одинаковой (гипотеза сохранения слабого векторного тока).

На самом деле из опыта следует, что слабый векторный ток сохраняется лишь частично, т. е. что различные константы слабого взаимодействия несколько отличаются друг от друга. Учет этого обстоятельства был сделан Кабиббо, который связал все константы одним параметром, получившим впоследствии название угла Кабиббо ($\theta_c \simeq 14^\circ$).

Из универсальной теории (на стадии ее «перерастания» в единую теорию электрослабых взаимодействий) следует, что наряду со слабыми заряженными токами должны существовать и слабые нейтральные (т. е. не изменяющие электрического заряда) токи. Некоторые нейтральные токи были действительно обнаружены, а относительно некоторых других было доказано, что они не встречаются в природе. Это обстоятельство потребовало нового усовершенствования теории, которая была симметризована по числу лептонов и кварков (за счет введения в нее четвертого s -кварка).

Несмотря на все достижения универсальной четырехфермионной теории она обладает принципиальным недостатком — отсутствием свойства перенормируемости. Перенормируемая теория слабых (и электромагнитных) взаимодействий была построена Саламом и Вайнбергом на основе идеи о спонтанном нарушении калибровочной симметрии. В этой теории естественным образом возникают четыре векторных бозона (W^+ , W^- , Z^0 и γ), ответственные за слабые заряженные (W^+ и W^-) и нейтральные (Z^0) токи и за электромагнитное взаимодействие (γ). Массы $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов должны быть порядка 80—90 ГэВ. Их значения выражаются через $\alpha_{\text{эл}}$ и $G_{\text{сл}}$ и связаны между собой при помощи так называемого угла Вайнберга θ_w , значение которого найдено из многих экспериментов: $\sin^2 \theta_w = 0,23 \pm 0,02$.

Теория Вайнберга—Салама подтверждается открытием многих эффектов, предсказанных в ней (s -кварк, нейтральные токи, одинаковое значение $\theta_w^{\text{эксп}}$ в различных экспериментах и др.). В 1982—1983 гг. на $p\bar{p}$ -коллайдере были открыты и $W^\pm$ и Z^0 -бозоны. Их массы и другие свойства полностью совпадают с предсказаниями теории. Однако окончательным подтверждением теории должно стать открытие очень тяжелых (возможно с массой порядка 1000 ГэВ) скалярных хиггсовских бозонов.

Совокупность теории электрослабого взаимодействия Вайнберга—Салама и квантовой хромодинамики принято называть Стандартной моделью физики элементарных частиц (см. Дополнение, п. 14).

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

1. $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc^2 \gamma = mc^2 + T$, $E_0 = mc^2$, где E — полная энергия; E_0 — энергия покоя; $m = \frac{1}{c^2} \sqrt{E^2 - p^2 c^2}$ — масса; c — скорость света;

$p = \frac{vE}{c^2} = m v \gamma = \frac{m \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$ — релятивистский импульс; $\beta = v/c$; v — скорость;

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$; $T = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = mc^2 (\gamma - 1)$ — релятивистская кинетическая энергия.

2. $p^2 c^2 = T(2mc^2 + T)$.

3. $\tau = \tau_0 / \sqrt{1-\beta^2}$, где τ_0 — время жизни частицы в состоянии покоя; τ — время жизни частицы, движущейся со скоростью β .

4. $E^2 - P^2 c^2 = \text{inv}$, где E — полная энергия; P — полный импульс системы частиц.

5. Эквивалентная энергия двух частиц с массой m , имеющих во встречных пучках энергию T' :

$$T = 2mc^2 [(1 + T'/mc^2)^2 - 1].$$

6. Соотношения неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \approx \hbar; \Delta r \Delta p \approx \hbar.$$

7. Длина волны де Бройля для нуклона

$$\lambda_N = 4,5 \cdot 10^{-13} / \sqrt{T},$$

где λ — в см, T — в МэВ (в с.ц.и.).

8. Постоянная тонкой структуры

$$\alpha = e^2 / (\hbar c) = r_e / \lambda_{\text{компт}}^e \approx 1/137,$$

где e — заряд электрона; r_e — классический радиус электрона; $\lambda_{\text{компт}}^e$ — комптоновская длина волны электрона.

9. Высота кулоновского барьера (МэВ) для частицы с зарядом z по отношению к ядру с зарядом Z

$$B_\kappa = Zze^2 / R \approx Zz / A^{1/3}.$$

10. Высота центробежного барьера (МэВ) для нуклона по отношению к ядру с массовым числом A при взаимном орбитальном моменте l

$$B_\pi = \hbar^2 l(l+1) / (2mR^2) \approx 10l(l+1) / A^{2/3}.$$

11. Закон радиоактивного распада

$$N = N_0 \exp(-\lambda t),$$

где λ — постоянная радиоактивного распада. Среднее время жизни $\tau = 1/\lambda$.
Период полураспада

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda \approx 0,69\tau.$$

12. Формула Вейцеккера

$$\Delta W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \zeta \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta A^{-3/4},$$

где $\alpha = 15,75$ МэВ; $\beta = 17,8$ МэВ; $\gamma = 0,71$ МэВ; $\zeta = 94,8$ МэВ; $|\delta| = 34$ МэВ;

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{для чётно-чётных ядер,} \\ 0 & \text{для нечётных ядер,} \\ -|\delta| & \text{для нечётно-нечётных ядер;} \end{cases}$$

A — массовое число; Z — заряд ядра.

13. Формулы Брейта — Вигнера для радиационного захвата и рассеяния нейтронов

$$\sigma(n, \gamma) = A \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}; \quad \sigma(n, n) = A \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_n^2}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где $A = \frac{2J+1}{(2I+1)(2s+1)}$; I, J, s — спины ядра мишени, промежуточного ядра и нейтрона соответственно; λ — длина волны де Бройля; Γ_n — нейтронная ширина; Γ_γ — радиационная ширина; T_0 — резонансная энергия.

14. Радиус ядра

$$R = r_0 A^{1/3},$$

где $r_0 = (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-13}$ см.

15. Порог эндонергетической реакции

$$T_{\text{мин}} = \frac{M+m}{M} |Q|,$$

где M — масса ядра; m — масса бомбардирующей частицы; Q — энергия реакции.

16. Матрицы Паули

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix};$$

$$\hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

17. γ -Матрицы

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_x \\ -\sigma_x & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_2 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_y & \hat{0} \end{pmatrix}; \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_z \\ -\sigma_z & \hat{0} \end{pmatrix};$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix}; \quad I = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}; \quad 0 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \hat{0} \\ \hat{0} & \hat{0} \end{pmatrix}.$$

18. Квантовые числа кварков

Название кварка	z	T	T_z	S	c	b	t
u	$+2/3$	$1/2$	$+1/2$	0	0	0	0
d	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0
s	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0
c	$+2/3$	0	0	0	$+1$	0	0
b	$-1/3$	0	0	0	0	-1	0
t	$+2/3$	0	0	0	0	0	$+1$

Все кварки имеют $B=1/3$ и $s=1/2$. Квантовые числа кварков связаны между собой соотношением

$$z = T_z + \frac{B+S+c+b+t}{2} = T_z + \frac{Y}{2},$$

где $Y = (B+S+c+b+t)/2 = 2\bar{z}$ для данного мультиплета.

II. ОСНОВНЫЕ КОНСТАНТЫ И ЕДИНИЦЫ *

1. Классический радиус электрона

$$r_e = e^2 / (m_e c^2) = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

2. Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e^{\text{компт}} = \hbar / (m_e c) = 3,85 \cdot 10^{-11} \text{ см.}$$

3. Комптоновская длина волны π -мезона

$$\lambda_\pi^{\text{компт}} = \hbar / (m_\pi c) \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

4. Комптоновская длина волны нуклона

$$\lambda_N^{\text{компт}} = \hbar / (m_N c) = 0,2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

5. Ядерное время

$$\tau_{\text{яд}} \approx a/c = 1,4 \cdot 10^{-13} / 3 \cdot 10^{10} \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с,}$$

* Даны приближенные значения констант и единиц.

где a — радиус действия ядерных сил; c — скорость света

6. Постоянная Планка

$$\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}.$$

7. Скорость света в вакууме

$$c \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

8. Константа слабого взаимодействия

$$g = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 1,4 \cdot 10^{-56} \text{ Дж} \cdot \text{см}^3.$$

9. Радиус атома

$$R_{\text{ат}} \approx 10^{-8} \text{ см}.$$

10. Радиус ядра

$$(2-8) \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

11. Магнетон Бора

$$M_B = \frac{e}{m_e c} \frac{\hbar}{2} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ эрг/Гс} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}.$$

12. Ядерный магнетон Бора

$$\mu_B = \frac{e}{m_p c} \frac{\hbar}{2} = \frac{M_B}{1836} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл}.$$

13. Масса нейтрона

$$m_n = 1836,6 m_e = 1,008665 \text{ а. е. м.} = 939,55 \text{ МэВ}.$$

14. Масса протона

$$m_p \approx 1836,1 m_e = 1,007276 \text{ а. е. м.} = 938,26 \text{ МэВ}.$$

15. Масса электрона

$$m_e \approx 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 0,511 \text{ МэВ}.$$

16. Заряд электрона

$$e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}.$$

17. Магнитный момент протона

$$\mu_p \approx 2,79 \mu_B.$$

18. Магнитный момент нейтрона

$$\mu_n \approx -1,91 \mu_B.$$

19. Магнитный момент электрона

$$\mu_e \approx 1 M_B.$$

20. Энергия теплового нейтрона

$$T_{\text{тепл}} = kT^{\circ}$$

(при комнатной температуре $kT^{\circ} \approx 1/40$ эВ).

21. Средняя энергия связи ядра на один нуклон

$$\bar{\epsilon} = \overline{\Delta W} / A \approx 8 \text{ МэВ.}$$

22. Средняя энергия деления одного тяжелого ядра

$$\bar{Q}_f \approx 200 \text{ МэВ.}$$

23. Постоянная Больцмана

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/град} = 0,862 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/град.}$$

24. Магические числа

$$2, 8, 20, (28), 50, 82, 126.$$

25. Число Авогадро

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ (г-моль)}^{-1}.$$

26. Атомная единица массы

$$1 \text{ а. е. м.} = \frac{1}{12} M_{\text{ат}}(^{12}\text{C}) = 1/N_A \approx 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \approx 931,5 \text{ МэВ.}$$

$$27. \quad 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}; \quad 1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}; \quad 1 \text{ ГэВ} = 10^3 \text{ МэВ} = 10^9 \text{ эВ} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}; \quad 1 \text{ ТэВ} = 10^3 \text{ ГэВ} = 10^{12} \text{ эВ} \approx 1,6 \text{ эрг.}$$

$$28. \quad 1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп./с.}$$

$$29. \quad 1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см.}$$

III. КОЭФФИЦИЕНТЫ КЛЕБША—ГОРДАНА

$$1/2 \times 1/2$$

$T_{\zeta}^{(1)}$	$T_{\zeta}^{(2)}$	$\frac{T}{T_{\zeta}}$			
		$\begin{smallmatrix} 1 \\ +1 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} 1 \\ 0 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} 0 \\ 0 \end{smallmatrix}$	$\begin{smallmatrix} 1 \\ -1 \end{smallmatrix}$
$+1/2$	$+1/2$	1	$\sqrt{1/2}$	$-\sqrt{1/2}$	1
$+1/2$	$-1/2$				
$-1/2$	$+1/2$				
$-1/2$	$-1/2$				

$T_{\zeta}^{(1)}$	$T_{\zeta}^{(2)}$	$\frac{T}{T_{\zeta}}$					
		$\frac{3/2}{+3/2}$	$\frac{3/2}{+1/2}$	$\frac{1/2}{+1/2}$	$\frac{3/2}{-1/2}$	$\frac{1/2}{-1/2}$	$\frac{3/2}{-3/2}$
+1	+1/2	1	$\sqrt{1/3}$	$-\sqrt{2/3}$	$\sqrt{2/3}$	$-\sqrt{1/3}$	1
+1	-1/2						
0	+1/2						
0	-1/2						
-1	+1/2						
-1	-1/2						

$T_{\zeta}^{(1)}$	$T_{\zeta}^{(2)}$	$\begin{matrix} T \\ T_i \end{matrix}$								
		$\frac{2}{+2}$	$\frac{2}{+1}$	$\frac{1}{+1}$	$\frac{2}{0}$	$\frac{1}{0}$	$\frac{0}{0}$	$\frac{-2}{-1}$	$\frac{-1}{-1}$	$\frac{-2}{-2}$
+1 +1 0 +1 0 -1 0 -1 -1	+1 0 +1 -1 0 +1 -1 0 -1	1	$\sqrt{1/2}$ $\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/2}$ $-\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/6}$ $\sqrt{2/3}$ $\sqrt{1/6}$	$\sqrt{1/2}$ 0 $-\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/3}$ $-\sqrt{1/3}$ $\sqrt{1/3}$	$\sqrt{1/2}$ $\sqrt{1/2}$	$\sqrt{1/2}$ $-\sqrt{1/2}$	1

IV. ТАБЛИЦА СТАБИЛЬНЫХ И КВАЗИСТАБИЛЬНЫХ

Наименование и обозначение частицы и античастицы	Масса, МэВ	$T^G(I^P)C$	Барионный заряд B	Странность S
<i>Калибровоч</i>				
Фотон, γ	$< 3 \cdot 10^{-33}$	$0, 1(1^-)$	0	0
Промежуточные векторные бозоны	$\left\{ \begin{array}{l} \text{заряженные } W^\pm \\ \text{нейтральный } Z^0 \end{array} \right.$	$I=1$ $I=1$		
<i>Лепто</i>				
Электронные нейтрино (ν_e) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$)	1) $m_{\nu_e} < 18$ эВ 2) $17 < m_{\nu_e} < 40$ эВ	$I=1/2$	0	0
Мюонные нейтрино (ν_μ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\mu$)	$< 0,25$	$I=1/2$	0	0
Тау-нейтрино (ν_τ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\tau$)	< 35	$I=1/2$	0	0
Электрон (e^-) и позитрон (e^+)	$0,51099906 \pm 15 \cdot 10^{-8}$	$I=1/2$	0	0
Мюоны (μ^- и μ^+)	$105,65839 \pm 6 \cdot 10^{-5}$	$I=1/2$	0	0
Тау-лептоны (τ^-, τ^+)	$1784,1 \pm 3,2$	$I=1/2$	0	0
<i>Me</i>				
Легкие мезоны $\left[\pi^+ = u\bar{d}, \pi^- = \bar{u}d, \right.$				
Заряженные π -мезоны (π^+ и π^-)	$139,56755 \pm 0,00033$	$1^-(0^-)$	0	0
Нейтральный π -мезон (π^0)	$134,9734 \pm 0,0025$	$1^-(0^-)+$	0	0
Эта-мезон (η)	$548,8 \pm 0,6$	$0^+(0^-)+$	0	0
<i>Странные мезоны ($K^+ = u\bar{s}$,</i>				
Заряженные K -мезоны (K^+ и K^-)	$493,646 \pm 0,009$	$1/2(0^-)$	0	+1, -1
Нейтральные K -мезоны (K^0 и $\bar{K}^0$)	$497,671 \pm 0,030$	$1/2(0^-)$	0	+1, -1
<i>Очарованные нестранные мезоны</i>				
Заряженные D -мезоны (D^+ и D^-)	$1869,3 \pm 0,6$	$1/2(0^-)$	0	0
Нейтральные D -мезоны (D^0 и $\bar{D}^0$)	$1864,5 \pm 0,6$	$1/2(0^-)$	0	0
<i>Очарованные странные</i>				
D_s^+ - и D_s^- -мезоны	$1969,3 \pm 1,1$	$0(0^-)$	0	+1, -1
D_s^{*+} - и D_s^{*-} -мезоны	$2112,7 \pm 2,3$		0	+1, -1

ЧАСТИЦ *

Очарование c	Прелесть b	Время жизни, с	Основные каналы распада **
-------------------	-----------------	----------------	----------------------------

ные бозоны

0	0	$\Gamma < 6,5 \text{ ГэВ}$	$W^+ \rightarrow e^+ \nu_e, \mu^+ \nu_\mu, \tau^+ \nu_\tau$
		$\Gamma < 5,6 \text{ ГэВ}$	$Z^0 \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-$

ны ***

0	0	Стабильны	
0	0	Стабильны	
0	0	Стабильны	
0	0	$\tau_{\text{эксп}} > 2 \cdot 10^{22} \text{ лет}$	
0	0	$(2,19703 \pm 0,00004) \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$
0	0	$(3,04 \pm 0,09) \cdot 10^{-13}$	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \pi^- \nu_\tau, \dots$

зоны

$$\pi^0 = \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}, \quad \eta = c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2 s\bar{s}$$

0	0	$(2,6029 \pm 0,0023) \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu (100\%)$
0	0	$(0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma (98,8\%), \gamma e^+ e^- (1,2\%)$
0	0	$\Gamma = (1,08 \pm 0,19) \text{ кэВ}$	$\eta \rightarrow \begin{cases} 2\gamma (38,9\%), 3\pi^0 (31,9\%), \pi^+ \pi^- \pi^0 (23,7\%) \\ \pi^+ \pi^- \gamma (4,9\%), e^+ e^- \gamma (0,5\%) \end{cases}$

$$K^0 = d\bar{s}, \quad \bar{K}^0 = \bar{d}s, \quad K^- = \bar{u}s$$

0	0	$(1,2371 \pm 0,0028) \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \begin{cases} \mu^+ \nu_\mu (63,5\%), 2\pi (21,2\%), 3\pi (7,3\%) \\ \pi^0 e^+ \nu_e (4,8\%), \pi^0 \mu^+ \nu_\mu (3,2\%) \end{cases}$
0	0	$K_s^0: (0,8922 \pm 0,0020) \cdot 10^{-10}$	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (68,6\%), \pi^0 \pi^0 (31,4\%)$
		$K_L^0: (5,18 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}$	$K_L^0 \rightarrow \begin{cases} \pi^\pm e^\mp \nu_e (38,6\%), \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu (27\%) \\ 3\pi^0 (21,7\%), \pi^+ \pi^- \pi^0 (12,4\%) \end{cases}$

$$(D^+ = c\bar{d}, D^0 = c\bar{u}, D^- = \bar{c}d, \bar{D}^0 = \bar{c}u)$$

$\begin{smallmatrix} +1, \\ -1 \end{smallmatrix}$	0	$(10,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-13}$	$D^+ \rightarrow e^+ X, K^+ X, K^0 \bar{K}^0 X^{****}$
$\begin{smallmatrix} +1, \\ -1 \end{smallmatrix}$	0	$(4,28 \pm 0,11) \cdot 10^{-13}$	$D^0 \rightarrow K^- X, K^0 \bar{K}^0 X, K^- \pi^+ \pi^0$

$$\text{мезоны } (D_s^+ = c\bar{s}, D_s^- = \bar{c}s)$$

$\begin{smallmatrix} +1, \\ -1 \end{smallmatrix}$	0	$(4,36 \pm 0,35) \cdot 10^{-13}$	$D_s^+ \rightarrow \varphi \pi^+, K_{892}^0 K^+, \varphi 3\pi$
$\begin{smallmatrix} +1, \\ -1 \end{smallmatrix}$	0	$< 22 \text{ МэВ}$	$\bar{D}_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$

Наименование и обозначение частицы и античастицы	Масса, МэВ	$T^G(I^P)C$	Барионный заряд B	Странность S
Прелестные нестранные мезоны				
B^+ - и B^- -мезоны	$5277,6 \pm 1,4$	$1/2(0^-)$	0	0
B^0 - и $\bar{B}^0$ -мезоны	$5279,4 \pm 1,5$	$1/2(0^-)$	0	0
Барионы				
Нуклоны				
Протон (p) и антипротон ($\bar{p}$)	$938,27231 \pm 0,00028$	$1/2(1/2^+)$	+1, -1	0
Нейтрон (n) и антинейтрон ($\bar{n}$)	$939,56563 \pm 0,00028$	$1/2(1/2^+)$	+1, -1	0
Гипероны ($\Lambda = uds$, $\Sigma^+ = uus$, $\Sigma^0 = uds$, $\Sigma^- = dds$)				
Λ -гиперон (Λ) и анти- Λ -гиперон ($\bar{\Lambda}$)	$1115,63 \pm 0,05$	$0(1/2^+)$	+1, -1	-1, +1
Σ^+ -гиперон (Σ^+) и анти Σ^+ -гиперон ($\bar{\Sigma}^-$)	$1189,37 \pm 0,06$	$1(1/2^+)$	+1, -1	-1, +1
Σ^- -гиперон (Σ^-) и анти Σ^- -гиперон ($\bar{\Sigma}^+$)	$1197,43 \pm 0,06$	$1(1/2^+)$	+1, -1	-1, +1
Σ^0 -гиперон (Σ^0) и анти Σ^0 -гиперон ($\bar{\Sigma}^0$)	$1192,55 \pm 0,09$	$1(1/2^+)$	+1, -1	-1, +1
Ξ^- -гиперон (Ξ^-) и анти Ξ^- -гиперон ($\bar{\Xi}^+$)	$1321,32 \pm 0,13$	$1/2(1/2^+)$	+1, -1	-2, +2
Ξ^0 -гиперон (Ξ^0) и анти Ξ^0 -гиперон ($\bar{\Xi}^0$)	$1314,9 \pm 0,6$	$1/2(1/2^+)$	+1, -1	-2, +2
Ω^- -гиперон (Ω^-) и анти Ω^- -гиперон ($\bar{\Omega}^+$)	$1672,43 \pm 0,32$	$0(3/2^+)$	+1, -1	-3, +3
Очарованные барионы				
Λ_c^+ -барион (Λ_c^+) и анти Λ_c^+ -барион ($\bar{\Lambda}_c^-$)	$2284,9 \pm 1,5$	$0(1/2^+)$	+1, -1	0
Ξ_c^+ -барион (Ξ_c^+) и анти Ξ_c^+ -барион ($\bar{\Xi}_c^-$)	2460 ± 19	?	+1, -1	-1, +1

* Квазистабильными частицами здесь названы частицы, стабильные относительно в Phys. Lett. 1988, Vol. 204B, P. 13—23.

** Приведены хорошо установленные схемы распада частиц. Для античастиц

*** Значения лептонных зарядов см. в табл. 42 (стр. 208).

**** Значок X заменяет слова «что-то еще», т. е. неидентифицированные частицы.

***** В таблице указаны внутренняя P -четность и кварковый состав барионов. Для замены всех кварков на антикварки (например, $p = uud$, $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$).

Продолжение табл. IV

Очаро- вание <i>c</i>	Пре- лесть <i>b</i>	Время жизни, с	Основные каналы распада **
$(B^+ = u\bar{d}, B^0 = d\bar{b}, B^- = \bar{u}b, \bar{B}^0 = \bar{d}b)$			
0	+1, -1	$(13,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-13}$	$B^+ \rightarrow K^+ X, e^+ \nu_e$ адрон
0	+1, -1		
ны *****			
$(p = uud, n = udd)$			
0	0	$> 3 \cdot 10^{32}$ лет	$n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ (100%)
0	0	896 ± 10	
$\Sigma^- = dds, \Xi^- = dss, \Xi^0 = uss, \Omega^- = sss)$			
0	0	$(2,631 \pm 0,020) \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (64%), $n\pi^0$ (36%)
0	0	$(0,799 \pm 0,004) \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ (52%), $n\pi^+$ (48%)
0	0	$(1,479 \pm 0,011) \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ (100%)
0	0	$(7,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ (100%)
0	0	$(1,639 \pm 0,015) \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ (100%)
0	0	$(2,90 \pm 0,10) \cdot 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ (100%)
0	0	$(0,819 \pm 0,027) \cdot 10^{-10}$	$\Omega^- \nearrow \Lambda K^-$ (68%), $\Xi^0 \pi^-$ (23,5%) $\searrow \Xi^- \pi^0$ (8,5%)
$(\Lambda_c^+ = udc, \Xi_c^+ = usc)$			
+1, -1	0	$(1,79 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+ K^-, p\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-, \Lambda X$ $\Xi_c^+ \nearrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+$ $\searrow \Sigma^0 K^- \pi^+ \pi^+$
+1, -1	0	$(4,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-13}$	

сильного взаимодействия. В настоящей таблице использованы данные, опубликованные
схемы распада зарядов — сопряженные ($n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e, \bar{n} \rightarrow \bar{p}e^+ \nu_e$).

антибарионов внутренняя P-четность противоположна, а кварковый состав получается

ДОПОЛНЕНИЕ К ШЕСТОМУ ИЗДАНИЮ

С момента выхода в свет предыдущего издания книги (1993 г.) в области физики атомного ядра и элементарных частиц было сделано несколько новых открытий и получен ряд важных достижений как ожидаемых (предсказанных), так и неожиданных. Ниже мы кратко расскажем о наиболее значительных из них в хронологическом порядке.

1. В 1993 г. в основном завершились работы 1989–1993 гг. по преодолению утечки ультрахолодных нейтронов (УХН) через стенки вещественных ловушек (см. § 46), причиной которой оказалось «нагревание» УХН в процессах неупругого рассеяния на водородосодержащих загрязнениях стенок, вследствие чего УХ нейтроны превращаются в тепловые и свободно проходят через стенки ловушки.

Первоначально (в 1982 г.) с этой трудностью в значительной степени удалось справиться группе сотрудников В. И. Морозова (Курчатовский институт) нанесением на внутренние стенки ловушки тяжеловодного льда, которое позволило увеличить время хранения УХН до 900 с и уменьшить погрешность измерения времени жизни нейтрона до 10 с. Позднее (в 1989–1993 гг.) тяжелый лед заменили слоем вязкого не содержащего водорода масла FOMBLIN, которое не только исключало превращение УХН в тепловые нейтроны, но и способствовало ликвидации возможных щелей и трещин в стенках. В этих работах время хранения УХН было повышено до 3600 с, а погрешность измерения времени жизни нейтрона уменьшилась до 2,7 с (подробнее о свойствах нейтрона см. [2] в дополнительном списке литературы).

2. В § 126 было приведено несколько соображений в пользу того, что в ближайшее время будет открыт шестой кварк, свойства которого давно были предсказаны теоретически, а необходимость его существования вытекала из результатов некоторых косвенных экспериментов. В 1994 г. это предсказание подтвердилось.

Шестой кварк обозначается буквой t и имеет два названия: top (верхний) и truth (истинный, правдивый). Его квантовые числа полностью соответствуют предсказанным: $B = 1/3$, $Z = +2/3$, а масса, относительно которой предполагалось, что она должна быть большой, оказалась равной (по данным на 2004 г.)

$$m_t = 174,3 \pm 5,1 \text{ Гэв}, \quad (1)$$

что очень близко к значению, предсказанному в теории электрослабого взаимодействия Вейнберга, Глэшоу, Салама $\frac{+}{-}$

Напомним, что необходимость существования шестого кварка вытекала из условия перенормируемости теории электрослабого взаи-

модействия, согласно которому число кварков должно быть равно числу лептонов. А последних уже в 1977 г. было известно пять (e , μ , τ , ν_e и ν_μ), причем из схем распада τ -лептона с уверенностью следовало существование шестого — тау-нейтрино ν_τ . Кроме того, в том же 1977 г., когда был открыт τ -лептон, обнаружили и пятый кварк b (bottom — нижний, beauty — прекрасный) — партнер t -кварка по третьему поколению этих частиц.

В поисках t -кварка участвовало две коллаборации: DO и CDF, работавшие на встречных $p\bar{p}$ -пучках тэватрона лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США), многолетняя деятельность которых позволила получить приведенные выше взаимно согласованные данные о массе t -кварка.

Впервые t -кварк был обнаружен летом 1994 г. коллаборацией CDF в схемах рождения и распада $t\bar{t}$ -пары:

(2)

в которых b - и $\bar{b}$ -кварки обнаруживают себя в виде струй, а из всех возможных схем распада $W^\pm$ -бозонов выбирались такие, когда один из них давал лептонную пару (например, $e\nu_e$), а второй — пару $q\bar{q}$ -кварков (т. е. тоже струй):

$$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow l\nu_l + \bar{q}\bar{q} + b\bar{b}, \quad X \rightarrow W^- + \bar{b}, \quad (3)$$

где l — лептон, ν_l — соответствующее ему нейтрино (антинейтрино), X — «что-то еще». В этой схеме импульсы всех частиц, кроме нейтрино, могут быть измерены, а импульс нейтрино оценен по недостающей энергии события и из сравнения известного значения массы W -бозона с эффективной массой $l\nu_l$ -пары.

Для измерения перечисленных величин в работе была использована установка CDF (Collider Detector at Fermilab), сконструированная коллаборацией CDF в 1988 г. В состав установки входили 2000-тонный центральный детектор CDS (содержащий соленоидальный магнит, стальное ярмо, трековые камеры, электромагнитные ливневые счетчики, адронные калориметры и мюонные камеры) и два идентичных (передний и задний) детектора, состоявшие из времяпролетных счетчиков, электромагнитных ливневых счетчиков, адронных калориметров и мюонных тороидальных спектрометров. Стальное ярмо имело размеры: высота 9,4 м, ширина 7,6 м, длина 7,3 м. Внутри ярма была закреплена сверхпроводящая катушка диаметром 3 м и длиной 5 м, создававшая магнитное поле 1,4 Тл.

С помощью описанной установки коллаборация CDF нашла в своем первом эксперименте 12 событий, в результате анализа которых было получено значение массы t -кварка, практически совпадающее с современным. Близкие значения для m_t были получены и

в коллаборации DO, статьи которой публиковались практически одновременно со статьями коллаборации CDF (а в 1995 г. даже в одном и том же номере журнала).

В результате этой совместной деятельности обеих коллабораций все предсказанные в § 126 параметры t -кварка, включая большое значение массы, блестяще подтвердились. Однако следует заметить, что масса оказалась настолько большой, что второе предсказание относительно появления нового t -семейства частиц не подтвердилось. Дело в том, что из-за очень большой массы время жизни t -кварка оказывается меньше ядерного, вследствие чего t -кварк не успевает обзавестись ни явным, ни скрытым семейством и всю свою короткую жизнь проводит в одиночестве (подробнее см. [6]).

3. В § 97, посвященном описанию открытия первых антиядер, было с сожалением отмечено, что пока не удалось реализовать высказанную в 1978 г. идею советских ученых Г. И. Будкера и А. Н. Скринского о создании атомов антиводорода. Это удалось сделать только через 27 лет в ЦЕРНе, где в 1995 г. были получены первые 9 атомов этого простейшего антивещества в процессе пересечения пучка антипротонов циркулирующего в накопительном кольце, со струей атомов ксенона (Xe). Антиатомы водорода возникали при захвате антипротонами позитронов (e^+) из e^+e^- -пар, образующихся в результате взаимодействия с Xe. Через три года в лаборатории им. Э. Ферми (Батавия, США) было получено уже 57 атомов

Необходимо отметить, что получение атома антиводорода является очень важным достижением, потому что структурно это более сложная система, чем даже трехнуклонные антиядра потому что двухчастичный атом состоит из **разных** античастиц: (антибариона) и e^+ (антилептона), связанных между собой не ядерными, а электромагнитными силами. Тем самым был сделан еще один шаг в сторону подтверждения симметрии законов природы относительно существования и аналогичного структурного устройства вещества и антивещества.

Следующим шагом должно быть сравнение свойств атомов водорода и антиводорода, например, спектров поглощения, но, как будет видно из дальнейшего, пока это сделать очень сложно. Во-первых, для дальнейших исследований надо иметь не десятки антиатомов, а макроскопическое количество. Во-вторых, как в ЦЕРНе, так и в лаборатории им. Э. Ферми были получены «горячие», т. е. движущиеся со скоростью близкой к скорости света, антиатомы, которые не пригодны для дальнейших исследований, и их надо каким-то способом «охладить». В-третьих, состоит из античастиц: которые при встрече со своими частицами (p и e^-) обязательно проаннигилируют. Поэтому их надо хранить в специальных криогенных (для дополнительного охлаждения) ловушках вдали от их стенок («подве-

шивать» в электростатическом и магнитном полях). А из-за того, что имеют разные электрические заряды, ловушки для них должны быть раздельные. Но тогда не смогут встретиться и образовать антиатом!

Эта последняя трудность была преодолена с помощью очень сложной комбинированной ловушки-смесителя с седловидным электростатическим полем, способным удерживать вдаль от стенок античастицы обоих знаков и с помощью специальных электрических и магнитных затворов обеспечивать условия для их встречи и объединения в нейтральную систему — антиатом водорода. Естественно, что незаряженные атомы антиводорода уже не могут удерживаться электростатическим полем, и они быстро освобождаются от электрического плена и обнаруживают себя по двойной аннигиляции

(4)

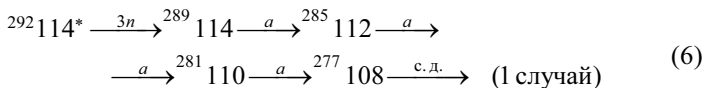
происходящей в одной и той же точке стенки ловушки.

Описанный цикл работ был завершен в конце 2004 г., когда по техническим причинам (длительный перерыв в работе ускорителя — источника α) ее пришлось прекратить на стадии, когда еще не было известно, достаточно ли «охлажден» полученный антиводород. Однако можно не сомневаться, что оставшаяся часть работы — получение достаточного количества охлажденного антиводорода, длительное удержание его от аннигиляции и возбуждение в нем спектров поглощения — будет выполнена. Проблему хранения можно решить, изготовив из антиводорода небольшие ледяные шарики, которые после электризации можно «подвесить» в электростатическом поле, а лазерная методика возбуждения спектров поглощения хорошо известна (подробнее см. [12]).

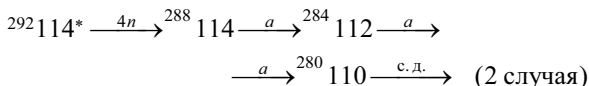
4. В 1998–1999 гг. в ОИЯИ (г. Дубна) группа физиков, работавшая под руководством Ю. Ц. Оганесяна, открыла давно предсказанный достаточно долгоживущий 114-й элемент, а также ряд продуктов его распада, которые тоже имеют аномально большое время жизни (примерно в 10^6 раз большее, чем другие ранее открытые изотопы 110-го и 112-го элементов, более удаленные по числу нейтронов от магического числа $N = 184$). Тем самым подтвердилось предсказание модели ядерных оболочек, согласно которому в районе $Z = 114$ и $N = 184$ должен существовать остров метастабильных элементов (§ 58).

В опытах 1998–1999 гг., проведенных на ускорителе тяжелых ионов У-400, пучком ионов бомбардировали плутониевую мишень ^{242}Pu или ^{244}Pu , в результате чего соответственно возникали сильно возбужденные компаунд-ядра $^{290}114^*$ и $^{292}114^*$, которые после испускания 3-х или 4-х нейтронов преобразовывались в 3 метастабильных изотопа 114-го элемента (ядра отдачи), распадающиеся затем по схемам:

(5)



(7)



Ядра отдачи 114-го элемента выделялись из пучка ионов и фоновых частиц с помощью системы магнитов и электростатического сепаратора VASSILISSA и регистрировались позиционно чувствительным полупроводниковым детектором, где они (а также продукты их распада) оставляли пространственную, энергетическую и временную метки. При этом все члены конкретной цепочки должны иметь одну и ту же пространственную метку, т. е. сигнал должен поступать из одной и той же стриповой ячейки детектора размером 1,6 мм. Поиск цепочек (5)–(7) начинали с последнего звена (спонтанное деление) и дальше двигались назад по времени (3 последовательных α -распада в случае (6)). Вероятность случайных совпадений трех фоновых α -распадов с одним спонтанным делением оценивается равной $5 \cdot 10^{-5}$. (Подробнее см. [5].)

Кроме открытия 114-го элемента, в 1999-м, а также 2000-м гг. было получено еще несколько важных достижений.

5. В 1999 г. была открыта новая форма спонтанного деления ядра изотопа калифорния ${}^{252}_{98}\text{Cf}$, получившая название холодного деления. Его особенностью в отличие от обычного спонтанного деления является испускание осколков деления в «холодном» (невозбужденном) состоянии. Вероятность этого процесса примерно в 100 раз меньше вероятности обычного спонтанного деления [5].

6. В том же 1999 г. в совместной работе физиков из Курчатовского института и Института ядерной физики им. М. Планка (Германия) была получена рекордная оценка периода полураспада для безнейтринного двойного β -распада

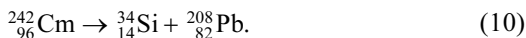
$$T_{1/2}(2\beta 0\nu) > 5,7 \cdot 10^{25} \text{ лет (90\%)} \quad (8)$$

из которой следует, что масса майорановского нейтрино

(9)

(Подробнее см. [5].)

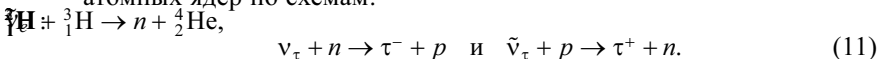
7. В 1999–2000 гг. другая группа физиков Курчатовского института вместе с физиками ОИЯИ (Дубна) обнаружили новый кластерный распад, происходящий по схеме



Его обнаружение в значительной степени подтверждает высказанное в § 20 предположение о смене механизма кластерного распада в области больших Z^2/A с « α -частичного» на «делительный». (Подробнее см. [5].)

8. В 2000 г. большая коллаборация физиков (включая группу из Курчатовского института), работающих на тэватроне лаборатории им. Э. Ферми, получили первые признаки образования искусственной кварк-глюонной плазмы, т. е. возможности существования адронного вещества (кварков и глюонов) в свободном несвязанном виде. Необходимыми условиями для существования такого состояния вещества являются очень высокие значения плотности и температуры. Предполагается, что в этом состоянии находилась Вселенная в первые мгновения своего существования после Большого Взрыва. (Подробнее см. [6].)

9. В том же 2000 г. было впервые экспериментально доказано существование третьей давно предсказанной (см. §§ 18, 107) разновидности легкого нейтрино ν_τ . Международная коллаборация физиков из США, Японии, Кореи и Греции, работавшая в лаборатории им. Э. Ферми, обнаружила 4 случая взаимодействия ν_τ с нуклонами атомных ядер по схемам:



Это событие произошло через 25 лет после открытия τ -лептона и через 47 лет после того, как было доказано существование [6].

10. В 2001 г. была завершена работа над проектом Международного термоядерного реактора ИТЭР (ITER), который пришел на смену описанному в § 79 проекту ИНТОР. Общие принципы нового проекта остались прежними. В качестве источника термоядерной энергии будет использоваться реакция взаимодействия между изотопами водорода дейтерием и тритием

(12)

с энергосвободением $Q = 17,6$ МэВ, которое в пересчете на один взаимодействующий нуклон превосходит энергию, выделяющуюся при делении урана. Очень важно, что нейтроны, образующиеся в реакции (12) будут использоваться для получения дорогого трития из сравнительно дешевого и достаточно широко распространенного в природе лития:



Любопытна история появления нового проекта. Инициатива его создания принадлежит лидеру российских термоядерных исследований

академику Е. П. Велихову, который посоветовал М. С. Горбачеву придать будущему проекту международный характер. Горбачев переговорил с президентом Франции Миттераном, Миттеран — с президентом США Рейганом. Результатом этих переговоров стало совместное выступление трех президентов на Женевском саммите 1985 г., которое и привело к принятию решения и разработке проекта ИТЭР.

В настоящее время все принципиальные вопросы по практической реализации проекта решены, в 2005 г. было определено место сооружения реактора (Карадаш, Франция) и сроки начала строительства (весна 2007 г.). Странами-участницами проекта являются Европейский союз, Россия, США, Япония, Китай, Индия и Южная Корея. Общая стоимость проекта 10 млрд долларов, 40% из которых вносит Европейский союз, а 60% — остальные страны-участницы (по 1 млрд). Предполагается, что на сооружение реактора потребуется 10 лет. Затем в течение 20 лет он будет эксплуатироваться с целью изучения его возможностей, после чего будет построена демонстрационная термоядерная электростанция (ТЭС) и, наконец, (примерно в 2050 г.) — первая промышленная ТЭС.

В 2006 г. академик Е. П. Велихов, доктор Насаджи Йошикава (Япония) и доктор Роберт Аймару (Франция) «за разработку научно-технических основ для создания международного термоядерного реактора (проект ИТЭР)» были награждены высокопрестижной международной премией «Глобальная энергия» (Российская «Нобелевка»). Подробнее см. [13], [20].

11. В 2002–2003 гг. в работе коллаборации SNO (Sudbary Neutrino Observatory) было получено достаточно убедительное доказательство существования нейтринных осцилляций солнечных нейтрино ν_e .

Как известно (см. § 103), в 1968 г. в опыте Девиса был впервые обнаружен дефицит в зарегистрированном количестве солнечных нейтрино ν_e по сравнению с расчетом, сделанным с использованием термоядерной модели Солнца. Одно из возможных объяснений этого эффекта предложил Б. М. Понтекорво, который предположил, что часть солнечных нейтрино преобразуется на пути от Солнца к Земле в другие виды (тогда уже были известны мюонные нейтрино) в результате предсказанных им же в 1957 г. нейтринных осцилляций.

Аналогичный эффект дефицита в количестве ν_e , приходящих на землю по сравнению с расчетным наблюдался практически во всех последующих опытах, однако до эксперимента, выполненного коллаборацией SNO, физики ни разу не наблюдали появления ν_μ и ν_τ (в 1977 г. стало ясно, что ν_τ должно существовать наряду с ν_e и ν_μ) вместо частично исчезнувших ν_e .

В опытах SNO, проведенных в никелевом руднике в Канаде на глубине 2070 м, в качестве детектора использовалась сфера диаметром 12 м, заполненная 1000 т тяжелой воды с размещенными по ее объему

9500 ФЭУ. Замечательной особенностью происходящих в детекторе взаимодействий

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{C.C.}) \quad (14)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (\text{N.C.}) \quad (15)$$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n^- \quad (\text{N.C.}) \quad (16)$$

является то, что процесс (14) происходит на слабых заряженных токах (C.C.), т. е. только под действием ν_e , а остальные два на слабых нейтральных токах (N.C.), т. е. могут происходить под действием любых нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ). В эксперименте было обнаружено, что поток приходящих в детектор солнечных нейтрино, вычисленный из результатов опыта (14) меньше вычисленного из результатов опытов (16) и (17), откуда следует, что в потоке нейтрино, попадающих в детектор, содержатся не только ν_e , но и ν_μ , и ν_τ . Конечно, это не прямое, а только косвенное доказательство появления ν_μ и ν_τ . Прямым доказательством было бы наблюдение процессов типа

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad \text{и} \quad \nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p, \quad (17)$$

но, к сожалению, это невозможно из-за недостаточно высокой энергии ν_e , (а, значит, и у ν_μ , и ν_τ). Подробнее см. [3] и [14].

12. В 2003 г. в работе 92-х физиков США, Японии и Китая из кол-
 $\tilde{\nu}_e + p$ лаборатории KamLAND (Kamioka Licuid — scintillator Antineutrino Detector) было, по-видимому, подтверждено, наконец, существование осцилляций реакторных антинейтрино, которые искали в течение нескольких десятилетий.

В работе был использован детектор, размещенный в подземной лаборатории Kamioka (Япония). Он состоял из основного (внутреннего) и защитного (внешнего) детекторов. Основной детектор представляет собой прозрачную пластиковую сферу диаметром 13 м, содержащую 1000 т жидкого сверхчистого сцинтиллятора, являющегося также мишенью. Пластиковая сфера-мишень подвешена внутри стальной сферы, заполненной 2000 т смеси жидких прозрачных парафинов. На ее внутренней стенке размещены 1870 ФЭУ, позволяющие определять место возникшего сигнала и оценивать его энергию.

Внешний черенковский детектор представляет собой стальной цилиндр диаметром 48 м, заполненный сверхчистой водой. Он служит для защиты от космических мюонов, при поступлении сигналов от которых работа внутреннего детектора на некоторое время прерывается.

В качестве источника антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ были использованы 70 (!) ядерных реакторов, находящихся на среднем расстоянии от детектора ~180 км. Облучение продолжалось 145 дней и дало 54 события вида

что составляет $(60 \pm 12)\%$ по сравнению с $86,8 \pm 5,5$, предсказываемых Стандартной моделью физики элементарных частиц, т. е. в случае отсутствия осцилляций. Напомним, что во всех предыдущих работах, выполненных вплоть до расстояний ~ 1 км (Chooz) и с использованием до 3-х реакторов (Красноярск), полученные результаты свидетельствовали об отсутствии осцилляций. (Подробнее см. [3] и [15].)

13. В 2005 г. была опубликована статья академика Ю. Ц. Оганесяна [16], в которой были подведены итоги пятилетней (2000–2004 гг.) работы по поиску сверхтяжелых элементов с $Z = 115$ –118. Для синтеза новых элементов использовались реакции слияния ионов с ядрами мишеней, изготовленных из трансурановых элементов америция (${}_{95}\text{Am}$), кюрия (${}_{96}\text{Cm}$), берклия (${}_{97}\text{Bk}$) и калифорния (${}_{98}\text{Cf}$), обогащенных тяжелыми изотопами. Всего через эти мишени было пропущено $8 \cdot 10^{20}$ ионов (16 мг!), в результате чего удалось получить данные о распадах 29 новых нуклидов с Z от 104 до 118 (кроме $Z = 117$). Наиболее детально была изучена реакция образования 115-го элемента

(19)

в которой первоначально образующееся сильно возбужденное компаунд-ядро ${}^{291}_{115}$ «охлаждается» за счет испускания 3-х нейтронов, превращаясь в ядро отдачи ${}^{288}_{115}$.

Схема эксперимента такова. Пучок ионов ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ с энергией 248 МэВ, выходящий из ионного источника, попадает в тонкую (~ 1 мкм) америциевую мишень, в которой образуются компаунд-ядра ${}^{291}_{115}$, вылетающие из мишени в газонаполненный сепаратор, где происходит магнитная очистка возникших после испускания нейтронов ядер отдачи от ионов пучка и фоновых частиц. Для регистрации ядер отдачи и их продуктов распада использовалась детекторная сборка, состоящая из фронтального и боковых детекторов.

Фронтальный детектор представляет собой полупроводниковую пластину общей площадью 50 см², разделенную на 12 полос (стрипов), каждая из которых в свою очередь состоит из нескольких десятков секций длиной по 0,8 мм. Таким образом, фронтальный детектор содержит около 500 ячеек с независимой чувствительностью, способных подавать сигналы о времени прихода в одну из них атома отдачи и выделяющейся при этом энергии, а также аналогичных данных (момент времени и энергия) относительно происходящих в этой ячейке последующих актов распада ядра отдачи с указанием их характера (α -распад или спонтанное деление). При этом первый сигнал (от прихода в детектор ядра отдачи) имеет специальную время-пролетную метку, выдаваемую двумя тонкими счетчиками, через которые ядро отдачи пролетает. Что касается боковых детекторов, то они регистрируют α -частицы и осколки деления, вылетающие из фронтального детектора.

Описанная выше последовательность временных и энергетических сигналов, приходящих из одной и той же ячейки, и является признаком обнаружения ядра отдачи $^{288}115$. Всего в описываемой работе было обнаружено 3 идентичных цепочки распадов ядра отдачи $^{288}115$, происходящих по схеме:

(20)

(5 последовательных α -распадов и одно спонтанное деление). Во всех трех цепочках все α -распады завершаются в течение ~ 20 с, а спонтанное деление ядра $^{268}105$ происходит примерно через сутки после попадания в детектор ядра отдачи. Значения периодов полураспада и выделяющейся энергии для конкретных α -переходов и спонтанного деления согласуются с теоретическими оценками. Огромное значение $T_{1/2}^{\text{с.д.}}(^{268}105) \approx 1$ сут. объясняется близостью числа нейтронов $N = 163$ у изотопа $^{268}105$ к магическому числу $N = 162$. (У ранее открытого изотопа $^{260}105$ с $N = 155$ $T_{1/2}^{\text{с.д.}} = 1,5$ с.)

Для придания еще большей убедительности полученным результатам был поставлен физико-химический эксперимент по идентификации ядра $^{268}105$, т. е. изотопа дубния. Это оказалось возможным именно в связи с очень большим периодом его полураспада, позволившем провести требующие длительного времени радиохимическое выделение и исследование физических свойств.

Чтобы получить достаточно большое количество ядер ^{268}Db на пути ядер отдачи $^{288}115$ на 20–30 часов устанавливали медный сборник, в котором накапливались продукты последовательных распадов перечисленные в (20). После облучения сборник растворяли и с помощью химических аналогов дубния (ниобий и тантал) выделяли его из раствора, а затем изготавливали тонкослойные образцы для исследования физических свойств. Описанная процедура была проведена 12 раз, в результате чего удалось зарегистрировать 15 актов спонтанного деления со средним энерговыделением 230 МэВ и средним числом вторичных нейтронов $\nu = 4$ как и должно быть для ядра ^{268}Db . Тем самым было получено весьма убедительное подтверждение правильности идентификации последнего звена цепочки (20).

В настоящее время проводится подготовка к новой серии экспериментов, которые позволят надежно фиксировать первые звенья цепочек распадов 115–118 элементов. С этой целью в 2005 г. была сооружена и испытана новая установка MASHA (Mass Analyser of Super Heavy Atoms).

При создании новой установки было решено пожертвовать ненужным при исследовании достаточно долгоживущих элементов быстро-

действием сепаратора VASSILISSA в пользу улучшения разрешающей способности по массе. Идея новой установки заключается в предварительном формировании из образующихся в мишени компаунд-ядер (т. е. фактически ядер отдачи) ионов синтезируемого элемента с одинаковым зарядом 1^+ и равными энергиями, т. е. разными (зависящими от массы изотопа данного элемента) импульсами. Благодаря этому различию ионы разных изотопов данного элемента будут двигаться в магнитном поле по разным траекториям и попадут в разные ячейки детектора. Использование новой установки начнется после модернизации ускорителя. (Подробнее см. [16].)

14. В плане теоретических достижений описываемый период времени характеризуется многочисленными подтверждениями справедливости Стандартной модели физики элементарных частиц, включающей в себя квантовую хромодинамику и теорию электро-слабых взаимодействий. Для полного торжества Стандартной модели не хватает только открытия бозонов Хигса, которое ожидается в ближайшие годы. Вместе с тем необходимо заметить, что появился ряд экспериментальных фактов, которые заставляют теоретиков рассматривать возможность выхода за пределы Стандартной модели. Это прежде всего подтверждение существования нейтринных осцилляций, из которого следует $m_\nu \neq 0$ (в Стандартной модели $m_\nu = 0$) и вытекающая из астрофизических наблюдений необходимость введения понятия о темной материи, которая, по-видимому, состоит из «нестандартных» (т. е. не описываемых Стандартной моделью) частиц. И это очень серьезно, потому что по оценкам такой темной «нестандартной» материи в 5 раз больше, чем «стандартной». Согласно современным представлениям энергетический баланс Вселенной таков: 5% обычной («стандартной») материи, 25% — темная материя и 70% — темная энергия, совсем не связанная с материей. (Подробнее см. [17], [18].)

15. В заключение описания достижений последних лет несколько слов о том, чего можно ожидать в недалеком будущем. В 2007 г. в ЦЕРНе должен заработать новый pp -коллайдер LHC (Large Hadron Collider) на гигантскую энергию протонных пучков 2×7 ТэВ, с запуском которого связаны надежды многих физиков, работающих сейчас на тэватроне лаборатории им. Э. Ферми, энергия пучков в котором равна 2×1 ТэВ. Эти надежды основаны на истории появления предыдущих открытий, многие из которых были сделаны после создания ускорителей нового поколения. Так было с открытием антипротона (см. § 94), «под которое» был построен беватрон (от БэВ = ГэВ) на энергию протонов 6,3 ГэВ. Так было и с последним замечательным открытием, о котором мы успели рассказать в § 130 — обнаружением $W^\pm$ - и Z_0 -бозонов, — тоже сделанном на специально построенном для этого — коллайдере на энергию 2×270 ГэВ.

А для нового крупного открытия — обнаружения t -кварка (см. п. 2 настоящего Дополнения) — снова потребовался ускоритель следующего поколения, упомянутый выше тэватрон. Кстати, очень наглядно о новых возможностях ускорителей следующего поколения свидетельствует факт создания на тэватроне гиперонного пучка из Σ^- -гиперонов, время жизни которых равно $\tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-10}$ с(!). Казалось бы, о каком пучке может идти речь, если за это время максимальный путь равен $l = \tau_0 c = 1,5 \cdot 10^{-10} \cdot 3 \cdot 10^{10} = 4,5$ см. Однако для тэватронных Σ^- -гиперонов с энергией 600 ГэВ это становится возможным, так как из-за релятивистского эффекта замедления времени их время жизни увеличивается до $7,5 \cdot 10^{-8}$ с (в 500 раз!) и за это время они до своего распада успевают пройти путь, равный 22,5 м, что достаточно для формирования пучка.

Если попытаться предсказать, на какие открытия можно рассчитывать после запуска ЛНС-коллайдера, то ими могут быть открытие неуловимого бозона (бозонов) Хиггса, ответственного за появление массы у элементарных частиц и гипотетических «нестандартных» частиц, входящих в состав темной материи, а также других экзотических частиц (например, шестикварковых барионов или четырехкварковых мезонов). На накопительном кольце ЦЕРНа, а также в лаборатории им. Э. Ферми можно ожидать продолжения работ по исследованию свойств антиводорода, а на тяжелоионном ускорителе У-400 в Дубне — по изучению свойств новых сверхтяжелых элементов.

В исследованиях, не связанных с использованием ускорителей, ожидаются новые результаты в нейтринной физике, например, еще более надежные измерения осцилляционного эффекта для реакторных в районе его первого минимума, где эффект должен быть значительно **меньше** 60%; постановка опытов на появление в пучке ускорительных попытки определения конкретных значений масс ν_e , ν_μ и ν_τ . В области радиоактивных процессов можно ожидать обнаружения двухпротонной, нейтронной и двухнейтронной радиоактивности ядер, находящихся в основном или изомерном состоянии, а также новых разновидностей кластерной радиоактивности. В подземных лабораториях, оборудованных сверхчувствительными детекторами, будут продолжены работы по поиску безнейтринного двойного β -распада и распада нуклонов с нарушением закона сохранения барионного числа. И, конечно, будет сделано множество работ для подтверждения полученных ранее результатов. (Подробнее см. [6].)

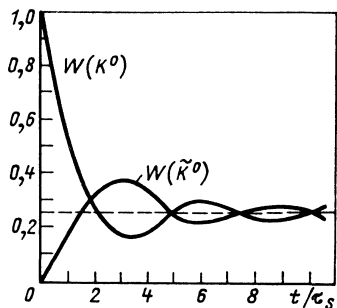
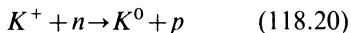


Рис. 451

Нечто похожее на рис. 451 действительно наблюдалось в опыте по регистрации взаимодействия возрожденных $\tilde{K}^0$ -мезонов. Опыт был поставлен с помощью пропановой пузырьковой камеры, в которой наблюдались процессы рождения K^0 -мезонов в реакции по схеме



и процессы взаимодействия $\tilde{K}^0$ -мезонов по схеме



которые происходили на некотором расстоянии от точки рождения K^0 -мезона. Распределение событий типа (118.21) по расстоянию от места рождения K^0 -мезона (т. е. по времени от момента его рождения) позволило определить период осцилляций, из которого было получено $\Delta t \approx 10^{-5}$ эВ.

Современное значение Δt равно

$$\Delta t = (3,521 \pm 0,014) \cdot 10^{-6} \text{ эВ}. \quad (118.22)$$

В отдельном эксперименте было показано, что

$$m(K_2^0) > m(K_1^0). \quad (118.23)$$

4. НАРУШЕНИЕ КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ

В K_2^0 -РАСПАДЕ. K_S^0 - И K_L^0 -МЕЗОНЫ

Замечательные успехи, полученные при изучении свойств нейтральных K -мезонов, в очередной раз подтвердили, и при этом самым блестящим образом, справедливость закона сохранения комбинированной четности. Тем сильнее было потрясение физиков, когда на очередной международной конференции по физике высоких энергий (Дубна, 1964) они услышали об опыте, в котором было доказано нарушение закона сохранения CP -четности в K_2^0 -распаде!

Во избежание недоразумений сразу же отметим, что обнаруженное нарушение CP -четности по масштабу эффекта очень невелико (примерно 0,2%)*. Поэтому все результаты пп. 2 и 3 с высокой степенью точности (около 99,8%) остаются

* Напомним, что нарушение закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях является 100%-ным.

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Верещагин В. В., Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН*. 2000. Т. 170 (4). С. 353–386.
2. Гинзбург В. Л. // УФН. 2002. Т. 172 (2). С. 213–219.
3. Козлов Ю. В., Мартемьянов В. П., Мухин К. Н. // УФН. 1997. Т. 167 (8). С. 849–885.
4. Коллинз Г. // В мире науки. 2005. № 9. С. 52.
5. Мостовой Ю. А., Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 1996. Т. 166 (9). С. 987–1022.
6. Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 1995. Т. 165 (8). С. 841–886.
7. Мухин К. Н., Патаракин О. О. // УФН. 2000. Т. 170 (8). С. 855–897.
8. Мухин К. Н., Патаракин О. О., Тихонов В. Н. // Ядерная физика. 2002. Т. 65 (7). С. 1189–1205.
9. Мухин К. Н., Суставов А. Ф. Физика атомного ядра и элементарных частиц // Исследования по истории физики и механики. 2004. М.: Изд-во «Наука», 2005. С. 340–385.
10. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. Российская физика Нобелевского уровня. М.: Физматлит, 2006. С. 228.
11. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. // УФН. 2003. Т. 173 (5). С. 511–569.
12. Мухин К. Н., Суставов А. Ф., Тихонов В. Н. Физика элементарных частиц и высоких энергий // Исследования по истории физики и механики 2005. М.: Изд-во «Наука», 2006. С. 177–210.
13. Мухин К. Н., Тихонов В. Н. // УФН. 2001. Т. 171 (11). С. 1201–1250.
14. Оганесян Ю. Ц. // В мире науки. 2005. № 3. С. 66.
15. Рубаков В. А. // УФН. 1999. Т. 169 (12). С. 1299–1309.
16. Смирнов В. П. // Поиск. 2005. 16 дек. № 50 (864). С. 12.
17. Ahmad Q. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011301.
18. Ahmed S. N. et al. // SNO collaboration, nucl-ex / 0309004. 2003.
19. Eguchi K. et al. Kam LAND collaboration // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 021802.
20. Велихов Е. П., Смирнов В. П. Вестник российской академии наук. М.: Изд-во «Наука», 2006. Т. 76 (5). С. 419.

* УФН — Успехи физических наук.

АЛФАВИТНО-ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адроны 312
Алгебра частиц и античастиц 140, 186
Аннигиляция 113
— антинуклонов 123
— позитронов 139, 146
Антиводород 127
Антигипероны 284
Антинейтрино 146, 180, 200
Антинейтрон 112, 118, 121
Антинуклоны, свойства 112, 121
Антипротон 114
Антирезонансы 245
Античастицы 111, 112
Антиэкранировка 330, 352
Антиядра 124
Аргана диаграмма 239
Аромат 322, 361
Асимптотическая свобода 330
Атома модели 131
- Барионный заряд 312
Барионы 313
Безразмерные константы взаимодействия 15—16, 147
Брейта—Вигнера формулы 240
- Beam dump 204
Beauty (*b*)-кварк 344, 360
Вайнберга—Салама теория 364
— угол 364
Ватсона модель 255
Векторной доминантности модель 103
Векторные мезоны 313
Великое объединение 370
Взаимодействие частиц (сильное, электромагнитное, слабое) 134, 311
Вильсона камера 263
- Виртуальный мезон 8
— π -мезон 96
— уровень (состояние) 41, 45, 51
ВЛЭПП 370
Возмущений теория 68
Временная T -инвариантность 155
Встречные пучки 87
Вудса—Саксона потенциал 18, 25
($V-A$)-вариант 198
- Гамма-матрицы 356
Гиперзаряд Y 276, 316, 322, 332
Гиперонные пучки 290
Гипероны 270
Гиперядра 291
Глубоконеупругое рассеяние электронов 107
Глюонная струна 331
Глюоны 329, 347—350
- Двойной β -распад 148—152
— — безнейтринный 150, 152, 202
— — двухнейтринный 150
Двойные Λ -ядра 293
Дейтрон 17
Дейтрона волновая функция 23
— радиус 24
— свойства 17—18
— теория 17—26
Длина осцилляций 163—165
Дирака теория электронов 138
Длина рассеяния 30, 41
 W -бозон 148, 365—370
 Δ -резонанс 243—244
— изобара 243, 249
- Единая теория электрослабых взаимодействий 199, 362, 364

- G -четность 241, 336
 J/ψ -частица 335
- Закон сохранения барионного заряда 147, 186, 113
— изотопического спина 54, 231, 245, 275
— — — правила отбора 55, 232—234, 261
— комбинированной CP -четности 296
— лептонного заряда 147, 186
— C -четности 146, 229
— странности 279
- Зарядовая независимость 6, 52
Зарядово-сопряженные частицы 110—111, 278
Зарядовый мультиплет (см. Изотопический мультиплет)
 Z^0 -бозон 148, 365—370
- Изотопическая инвариантность 6, 55
— — — странных частиц 274
Изотопический дублет антинуклонов 120—121
— нуклонов 52, 231, 260, 274
— спин 53, 56
— ядра 56
— триплет π -мезонов 230, 260, 274
Импульсная диаграмма рассеяния (релятивистская) 66
Импульсное приближение 255
Инклюзивные процессы 333, 345, 366
Искровая камера 181
Истинно нейтральные частицы 111
— сильное взаимодействие 4—5
— элементарные частицы 134, 196
 Υ -мезоны 342
- Кабиббо угол 357
Калибровочные теории 362
Каскадные гипероны 272
Квантовая хромодинамика 15, 329
— электродинамика 13
Кварки 322, 350—352
— блоковые 330
— валентные 330
— конституентные 330
— морские 330
— токовые 330
Кварковый мешок 330
Классификация частиц по странности 276—279
Клебша — Гордана коэффициенты 234, 376—377
Клейна — Гордана — Фока уравнение 11
Комбинированная CP -инверсия 154
— CP -четность 296
Компенсированные поля 362
Конфайнмент 330
Космические лучи 135
Круговая поляризация γ -квантов 157
Кси (Ξ)-гипероны 272
Confinement 330
- Лептонный заряд 147, 208
— мюонный 185—186, 208
— таонный 186, 198, 208
— электронный 147, 185—186, 208
Лептоны 137, 184, 198
— свойства 206—208
Линейный ускоритель электронов 105
Локальная калибровочная симметрия 362
— — — нарушение 364
Людерса — Паули CPT-теорема 155
 Λ -гиперон
LEAR 124
LEP 97, 369
- Магнитный момент антипротона 118
— мюона 175—180
— электрона 143
Масштабный закон 106
Мезонная теория 12, 16
Мезонное облако 11
Мезонный заряд 11
Метод Монте-Карло 305, 344
— недостающей массы 245

- перенормировки массы и заряда 144
- эффективной массы 245
- Многократное кулоновское рассеяние 211
- Мотта формулы 46, 50
- Мюоний 195
- Мюонные нейтрино (ν_μ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\mu$) 180—184
- Мюоны 9, 168—180
 - время жизни, схема распада 170
 - масса 168, 179
 - слабое взаимодействие 173
- μ -атом 189, 194
- μ -катализ 188

- Накопительные кольца 90
 - для УХН 436
- Нарушение P -четности в K -распаде 268
 - в π — μ — e -распаде 173
 - в распадах гиперонов 284
- Нарушение CP -четности в K_2^0 -распаде 302, 309
 - странности 281
- Нейтральные K^0 и $\bar{K}^0$ -мезоны 294
 - осцилляции 301—302
 - разность масс 300
 - K_1^0 - и K_2^0 -мезоны 294
 - K_S^0 - и K_L^0 -мезоны 302
 - слабые токи 357
- Нейтрино и антинейтрино 146
 - двухкомпонентное 153
 - дираковское 149
 - левое 149
 - майорановское 149
 - мюонное (ν_μ) 180
 - правое 149
 - продольно поляризованное 153
 - прямое 204
 - солнечное 160
 - «стерильное» 149, 168
 - таонное (ν_τ) 196
 - четырехкомпонентное 149
 - электронное (ν_e) 146
- Нейтринные осцилляции 161—168, 202—203

- Нестабильные частицы (резонансы) 243—250
- nn -Рассеяние 51
- Нуклонный заряд (см. Барионный заряд)

- Обмен мезонами 16
- Оже-электроны 172
- Октетная симметрия 315
- Ортоводород 41—42
- Остаточный пробег 210
- Осцилляции K^0 -мезонов 301, 302
 - нейтрино 162—168, 202
- Очарование 332, 359
- Очарованные частицы 333, 339
- Ω^- -гиперон 272, 277, 318

- Параводород 41—42
- Партонная модель 108
- Паули матрицы 59
 - принцип в квантовой хромодинамике 327
 - обобщенный 57—59
- Перезарядка нуклонов 73
 - пионов 249, 250
 - ядер 249, 250
- Перенормировка массы и заряда 144, 148
- Пион-ядерное взаимодействие 255
- Пленочная мишень 86
- Позитрон 110, 139
- Позитроний 144
 - C -четность 145
- Поляризация при рассеянии 76
- Померанчука теорема 123, 290, 327
- Порог рождения частиц 113, 114
- Потенциалы NN -взаимодействия 17
- Прелестный 344, 345
- Прелестные частицы 345
- Принцип зарядового сопряжения 111
- Продольная поляризация продуктов β -распада 156
- Промежуточные векторные бозоны (см. $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны)

- Пропагатор 13
Протон свойства 131
Псевдоскалярные частицы 220, 313
Пузырьковая камера 263
Пуппи треугольник 353
 $p\bar{p}$ -Коллайдер 124
 pp -Рассеяние 46
 π -мезоны 214
—заряженные ($\pi^\pm$) 9, 215
—— время жизни 215, 218
—— масса 218
—— образование 136, 215, 232
—— спин 218
—— четность 219
—— ядерная активность 220
—нейтральные (π^0) 9, 221, 224
—— время жизни 227
—— масса 224
—— схема распада 224
—— C -четность 229
 $\pi\pi$ -взаимодействие 250
(ψ)-частицы 337
- Радиационные поправки 14, 143, 176
Радиус нуклона 102
Рассеяния теория 26
—дифференциальное сечение 27
Регенерация K^0 -мезонов 299
Резонансы (нестабильные частицы) 104
—пион-нуклонные 107, 237, 243
—пион-пионные 243
—странные 284
- Светимость 89
Серпуховской эффект 290
Сильное взаимодействие 4—7, 15, 279, 311
Слабое взаимодействие 146, 172, 198, 369
—— безразмерная константа 147
Смешивания угол 162, 166
Совпадений метод 64
Спиральность нейтрино 146, 153, 159
—— опыт 157
- Странность 276
—закон сохранения 279
—несохранение в слабых взаимодействиях 281
Странные частицы 274, 275, 279, 281, 284, 289
Стримерная камера 183
Струи 326, 349
Струйная мишень 86
Струна 331
Супермультиплет 314
SPS 90, 124, 365
 Σ -гипероны 271
- Тонкой структуры постоянная 15
Трансцендентное уравнение для дейтрона 22
Трехструйные события 349
Тэватрон 369
 t (top, truth)-кварк 347, 350
 τ -лептон 196—198, 346, 347, 360
 τ -нейтрино (ν_τ) и антинейтрино ($\bar{\nu}_\tau$) 196—198
(τ — θ)-проблема 267
- Универсальное слабое взаимодействие 198, 353
Унитарная симметрия 314
УНК 370
Ускорители протонов 87—90, 369—370
—электронов 105, 369—370
Ускорительный комплекс ЦЕРН 89, 90
Условие существования связанного состояния 22
- Фазовый анализ NN -рассеяния 80—82
—— πN -рассеяния 238
—— $\pi\pi$ -рассеяния 252
—сдвиг 29
Фейнмана диаграммы 12
Фитча, Кронина и др. опыт 303
Формфактор ядра 98
—— нейтрона 102
—— протона 101
Фотоэмulsionный метод 209

- Хиггса бозоны 370
Хофштадтера опыты 97
- Цвет** 327, 351
С-инвариантность 111
С-четность 111, 145, 229
с (charm)-Кварк 333
CP-инвариантность 154, 296
CP-четность 296
CPT-теорема 111, 127, 155, 269, 284
- Чармированные частицы** (см Очарованные частицы)
Чарм 332
Чармоний 338
Частицы и античастицы 110—113
Четырехкварковая модель 331
Четырехкомпонентная теория нейтрино 149
Четырехфермионное слабое взаимодействие 355
Чу и Лоу формула 251
- Шредингера уравнение** 18, 20, 27
- Эксклюзивные процессы** 333
- Электрический заряд** 186
Электромагнитное взаимодействие 134, 311
Электрон 130, 137
Электрон-позитронные пары 136
— фотонные ливни 136, 169
Электронные нейтрино (ν_e) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) 146
Эмульсионная камера 263
Эффективный радиус 43, 50, 51, 53
- Юкавы потенциал** 11, 18, 25, 51
— теория 8
- Ядерный квант** 168, 221
Ядерные силы 4, 331
— насыщение 74
— обменные 73
— отталкивания 75
— притяжения 46—49
— радиус действия 39
Ядерных сил свойства 5, 94
— спиновая зависимость 39, 40, 44
— спин-орбитальные 46, 81
— тензорные 46

ОГЛАВЛЕНИЕ ПЕРВОГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	7
Предисловие к пятому изданию	8
Введение	12
Часть первая. СВОЙСТВА НУКЛОНОВ, ЯДЕР И РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ	
Глава I. Свойства стабильных ядер, нуклонов и ядерных сил	26
§ 1. Массовое число A и электрический заряд Z атомного ядра	26
§ 2. Масса ядра и нуклонов	28
1. Масса и энергия. Единицы массы и энергии	28
2. Методы измерения массы ядер	32
3. Масса нейтрона	35
§ 3. Энергия связи ядра относительно всех нуклонов. Устойчивость ядер	37
1. Удельная энергия связи нуклона в ядре ϵ . Энергетическая поверхность	38
2. β -Стабильные ядра и свойства ядерных сил	40
3. Другие виды энергии связи ядра. Энергия отделения нуклона	47
4. Нуклоностабильные ядра и свойства ядерных сил	49
§ 4. Радиус ядра	58
1. Изучение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах	58
2. Измерение рассеяния быстрых электронов на ядрах	60
3. Сравнение результатов	60
§ 5. Спин и магнитный момент нуклонов и ядра	62
1. История вопроса	62
2. Исследование сверхтонкой структуры	64
3. Методы определения спина и магнитного момента ядра, основанные на использовании внешних полей	67
а. Краткий обзор применяемых методов	67
б. Метод магнитного резонанса Раби	69
в. ЯМР и другие методы радиоспектроскопии	72
4. Определение магнитного момента нейтрона	74
а. Опыт Альвареца и Блоха	74
б. Двупетлевой метод Рамзея	78
5. Результаты измерений спинов и магнитных моментов. Однонуклонная модель Шмидта	82
§ 6. Пространственная (P) четность. Закон сохранения P -четности	89
§ 7. Дипольный и квадрупольный электрические моменты	97
1. Дипольный электрический момент ядра	97
2. Дипольный электрический момент нейтрона	99
3. Квадрупольный электрический момент ядра	101
§ 8. Изотопический спин	106
§ 9. Краткое заключение к гл. I	115

Глава II. Модели атомных ядер	117
§ 10. Капельная модель ядра	118
1. Полуэмпирическая формула Вейцзеккера для энергии связи и массы ядра	119
2. Область применения капельной модели	123
3. Гипотетические сверхплотные ядра	127
§ 11. Модели независимых частиц	130
1. Недостатки капельной модели	130
2. Ядерный ферми-газ	132
§ 12. Модель ядерных оболочек	134
1. Экспериментальные основания модели ядерных оболочек	134
а. Закономерности в изменении энергии связи	134
б. Распространенность нуклидов	135
в. Закономерности α - и β -распадов	135
2. Схема построения модели ядерных оболочек	136
а. Принципы построения оболочечной модели ядра	137
б. Конкретные схемы моделей ядерных оболочек	139
3. Экспериментальные следствия оболочечной модели ядра и область ее применения	143
4. Недостатки модели оболочек	146
§ 13. Обобщенная модель ядра	147
1. Одночастичные состояния в несферической яме	149
2. Вращательные состояния	151
3. Колебательные уровни	153
4. Колебания всех нуклонов ядра.	
Гигантские резонансы	154
а. Дипольные резонансы $E1$ (1^-)	155
б. Квадрупольные резонансы $E2$ (2^+)	156
в. Октупольные резонансы $E3$ (3^-)	156
г. Монопольные резонансы $E0$ (0^+)	157
д. Магнитные и гамов-теллеровские резонансы	158
5. Область применения обобщенной модели	159
§ 14. Сверхтекучая модель ядра	159
§ 15. Краткое заключение к гл. II	162
Глава III. Радиоактивные превращения ядер	165
§ 16. История открытия и основные закономерности	165
1. Период полураспада	166
2. Законы радиоактивного распада	168
§ 17. α -Распад	172
1. Основные экспериментальные результаты по α -распаду	172
2. Энергетическое рассмотрение α -распада.	
Роль законов сохранения	176
3. Механизм α -распада. Туннельный переход	185
4. Роль центробежного барьера	189
5. Элементы теории α -распада	191
6. α -Переходы, запрещенные по четности	196
§ 18. β -Распад	200
1. Три вида β -распада. Свойства β -радиоактивных ядер	200
2. Характер β -спектра и гипотеза нейтрино	205

3. Первые опыты по доказательству существования нейтрино	208
4. Опыт Коуэна и Рейнеса. Лептонный электронный заряд. Антинейтрино	211
5. Опыт Девиса	215
6. Масса электронного нейтрино и антинейтрино	217
7. Понятие о теории β -распада	219
а. История вопроса	219
б. Теория Ферми	220
в. Пять типов взаимодействий.	
Грубая модель β -распада	223
г. Разрешенные и запрещенные переходы.	
Правила отбора	226
д. Форма β -спектра. График Кюри	230
е. Константа β -взаимодействия	231
ж. Выбор варианта теории	231
8. Несохранение P -четности и нарушение C -инвариантности в β -распаде.	
Опыт Ву. CPT -теорема	233
9. Пересмотр теории β -распада	238
10. β -Распад нейтрона. $(V-A)$ -вариант теории слабого взаимодействия	240
а. Время жизни нейтрона. Спектр электронов	240
б. (F_T) и $\lambda = g_{GT}/g_F $	243
в. Угловые корреляции	243
г. $(V-A)$ -вариант. Примесь других вариантов	245
д. Сравнение λ_{π} с $\lambda_{\pi, A}$ и значение g_{GT}	248
11. Правила отбора по изоспину	248
§ 19. γ -Излучение ядер	249
1. Вероятность γ -перехода и правила отбора	251
2. Внутренняя конверсия электронов	255
3. Ядерная изомерия	257
4. Эффект Мёссбауэра	262
а. Два опыта Мёссбауэра	265
б. Физическая природа эффекта Мёссбауэра	267
в. Простейшие формулы	271
г. Подбор веществ с хорошими параметрами	273
д. Применение эффекта Мёссбауэра в ядерной и общей физике	274
5. Эффекты нарушения четности в γ -переходах	279
§ 20. Новые (экзотические) виды радиоактивности	282
1. Протонная радиоактивность	282
а. Протонный распад	282
б. Запаздывающие протоны	284
в. Изомерный протонный распад	286
2. Двухпротонная радиоактивность	286
3. Нейтронная радиоактивность	287
а. Запаздывающие нейтроны	288
б. Запаздывающая двухнейтронная радиоактивность	288
в. Запаздывающая трехнейтронная радиоактивность	289
4. Запаздывающая тритиевая радиоактивность	290
5. Углеродная радиоактивность	290

6. Неоновая, магниевая и кремниевая радиоактивности.	
Механизм кластерной радиоактивности	292
§ 21. Краткое заключение к гл. III	294
Глава IV. Взаимодействие частиц и излучения с веществом	297
§ 22. Общая характеристика взаимодействия заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов с веществом	297
§ 23. Ионизационное торможение заряженных частиц	300
1. Формула Бора для удельной ионизации. Учет релятивистских эффектов и эффекта плотности	300
2. Зависимость ионизационных потерь от среды	305
3. Связь пробега с энергией	306
4. Монополь Дирака	308
§ 24. Упругое рассеяние частиц	311
1. Импульсная диаграмма рассеяния	312
2. Формула Резерфорда	316
3. Понятие о формулах Мотта	320
4. δ -Электроны	323
5. Многократное рассеяние	324
§ 25. Тормозное излучение	328
§ 26. Синхротронное излучение	331
§ 27. Излучение Вавилова—Черенкова	333
§ 28. Переходное излучение	341
§ 29. Взаимодействие нейтронов с веществом	345
§ 30. Взаимодействие γ -излучения с веществом	347
1. Фотоэффект	347
2. Рассеяние γ -излучения	350
а. Томсоновское рассеяние	351
б. Эффект Комптона	352
в. Обратное комптоновское рассеяние	355
3. Образование электрон-позитронных пар	356
4. Общий характер взаимодействия γ -излучения с веществом	359
§ 31. Краткое заключение к гл. IV	360
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	364
Алфавитно-предметный указатель	366
Список литературы	370
Дополнительный список литературы	371

ОГЛАВЛЕНИЕ ВТОРОГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	2
Часть вторая. ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
Глава V. Общие закономерности ядерных реакций	3
§ 32. Классификация ядерных реакций	3
§ 33. Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов (барионного заряда)	5
§ 34. Законы сохранения энергии и импульса	6
1. Энергия реакции	6

2. Энергетическая схема ядерной реакции. Порог эндонергетической реакции	7
3. Импульсная диаграмма для ядерной реакции	12
§ 35. Закон сохранения момента количества движения	13
1. Общие замечания	13
2. Роль орбитального момента	16
§ 36. Закон сохранения четности	18
§ 37. Закон сохранения изотопического спина	20
§ 38. Краткое заключение к гл. V	21
Глава VI. Взаимодействие нейтронов с ядрами	22
§ 39. Свойства нейтронов и способы их получения	23
§ 40. Виды взаимодействия нейтронов с ядрами	25
1. Радиационный захват нейтронов	25
2. Реакции с образованием протонов	26
3. Реакции с образованием α -частиц	26
4. Реакции деления	27
5. Реакции с образованием двух и большего числа нуклонов	27
6. Неупругое рассеяние нейтронов	28
7. Упругое рассеяние нейтронов	28
§ 41. Опыты Ферми по изучению взаимодействия нейтронов с веществом	29
1. Замедление нейтронов	30
2. Тепловые нейтроны	38
3. Резонансные нейтроны	40
4. Элементы теории замедления	44
5. Диффузия тепловых нейтронов	50
§ 42. Боровская теория ядерных реакций	54
1. Промежуточное ядро	54
2. Уровни промежуточного ядра	56
3. Дисперсионный характер распределения энергии промежуточного ядра	60
4. Сечение ядерной реакции	61
а. Сечение образования промежуточного ядра	61
б. Принцип детального равновесия	64
в. Формулы Брейта–Вигнера	66
§ 43. Нейтронная спектроскопия	68
1. Метод механического монохроматора	70
2. Метод механического селектора	74
3. Метод мигающего ускорителя	77
4. Дифракция медленных нейтронов от кристалла, или метод кристаллического монохроматора	79
5. Результаты измерений	81
§ 44. Рассеяние быстрых нейтронов	85
§ 45. Понятие об оптической модели ядерных взаимодействий	91
§ 46. Ультрахолодные нейтроны	94
1. Показатель преломления	95
2. Получение и свойства ультрахолодных нейтронов	98
3. Применение ультрахолодных нейтронов	101
§ 47. P -нечетный эффект в нейтронных резонансах	104
§ 48. Краткое заключение к гл. VI	107

Глава VII. Деление ядер	110
§ 49. История открытия и основные свойства деления	110
§ 50. Первые опыты по изучению деления	113
1. Измерение кинетической энергии осколков деления	113
2. Наблюдение следов осколков	115
3. Регистрация β -радиоактивности осколков	115
4. Обнаружение нейтронов деления	116
§ 51. Элементарная теория деления	117
1. Энергия деления	117
2. Механизм деления	119
§ 52. Возможность использования энергии деления	125
1. Среднее число ν вторичных нейтронов, испускаемых на один акт деления	128
2. Запаздывающие нейтроны деления	131
3. Сечение деления и практическое осуществление цепного ядерного процесса	133
4. Ядерный реактор в природе	140
§ 53. Дополнительные вопросы физики деления	142
1. Свойства осколков деления	142
2. Механизм образования и время испускания нейтронов деления	146
3. Спектр нейтронов деления	149
4. Мгновенные γ -кванты деления	151
5. Деление быстрыми частицами и его особенности. Асимметрия деления	152
6. Спонтанное деление. Изомеры формы	155
7. Запаздывающее деление	163
8. Уточненные данные о значении ν	166
9. Зависимость ν от массы и кинетической энергии осколка	168
10. Нарушение четности при делении. Асимметрия вылета осколков	170
11. Распределение энергии деления	173
§ 54. Основные направления современной атомной энергетики	173
§ 55. Краткое заключение к гл. VII	182
Глава VIII. Реакции образования трансурановых элементов	184
§ 56. Первые трансурановые элементы	184
1. Нептуний	184
2. Методика исследований	186
3. Плутоний, его свойства и применение	187
§ 57. Трансурановые элементы с $Z > 94$	189
§ 58. Общие замечания о трансурановых элементах	193
§ 59. Краткое заключение к гл. VIII	199
Глава IX. Ядерные реакции под действием легких заряженных частиц	200
§ 60. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом	201
1. Кулоновское взаимодействие заряженных частиц с ядрами	201
2. Роль центробежного барьера	203
3. Ионизационное торможение заряженных частиц. Выход ядерной реакции	205
§ 61. Реакции под действием α -частиц	207
1. Реакции типа (α, p)	208
2. Реакции типа (α, n)	211

§ 62. Реакции под действием протонов	213
1. Типы реакций под действием протонов	213
2. Реакции протонов с литием	215
3. Реакция ${}^{14}_6\text{C} (p, n) {}^{14}_7\text{N}$ и доказательство образования промежуточного ядра	219
4. Образование и распад промежуточного ядра ${}^{64}_{30}\text{Zn}$ в реакциях $p + {}^{63}_{29}\text{Cu}$ и $\alpha + {}^{60}_{28}\text{Ni}$	220
§ 63. Краткое заключение к гл. IX	223
Глава X. Реакции прямого взаимодействия	224
§ 64. Общая характеристика процессов прямого взаимодействия	224
§ 65. Процесс неполного проникновения дейтрона в ядро	227
§ 66. Дейтронные реакции срыва при $T_d \gg B_k$	230
§ 67. Дейтронные реакции срыва при $T_d \geq B_k$. Расчет Батлера	232
§ 68. Реакции многонуклонной передачи. Кластеры	238
§ 69. Краткое заключение к гл. X	241
Глава XI. Ядерные реакции под действием тяжелых ионов	242
§ 70. Методика работы с тяжелыми ионами и обзор реакций	244
1. Метод T , ΔT . Варианты применения	244
2. Другие методы идентификации ядер и определения их времени жизни	245
3. Обзор реакций, идущих под действием тяжелых ионов	248
§ 71. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{и} < B_k$	250
1. Вращательные спектры при высоких моментах	250
2. Квазиатомы с двойными ядрами	252
3. Дармштадтский эффект	253
§ 72. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при $T_{и} \geq B_k$	254
1. Упругое рассеяние ионов	254
2. Реакции передачи	255
3. Реакции полного слияния	256
§ 73. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами при релятивистских энергиях	257
1. Задачи физики релятивистских ионов	257
2. Первые результаты. Кумулятивный эффект	259
3. Аномальные ядра	260
§ 74. Краткое заключение к гл. XI	262
Глава XII. Реакции под действием γ -квантов	263
§ 75. Фотоядерные реакции при низких энергиях	263
1. Ядерный фотоэффект	263
2. Прямое вырывание протонов γ -квантами	265
3. Гигантский дипольный электрический резонанс	266
§ 76. Фотоядерные реакции при промежуточных и высоких энергиях	270
1. Методы получения монохроматических γ -квантов	270
а. Реальные и виртуальные фотоны	270
б. Меченые тормозные γ -кванты	271
в. Обратное комптоновское рассеяние лазерных фотонов	273
2. Обзор изучаемых реакций	274
§ 77. Краткое заключение к гл. XII	277
Глава XIII. Термоядерные реакции	278
§ 78. Самоподдерживающийся и инициируемый синтез легких ядер	278
1. Принципиальная схема термоядерной реакции	278
2. Термоядерная реакция на Солнце	281
3. Реакция синтеза в водородной бомбе	284

§ 79. Проблема управляемого термоядерного синтеза	285
1. Принцип магнитного удержания плазмы	286
2. Инерционный термоядерный синтез	290
3. Другие принципиально возможные пути	291
§ 80. Краткое заключение к гл. XIII	293
Приложения	295
I. Основные формулы	295
II. Основные константы и единицы	297
Периодическая система элементов Д. И. Менделеева	300
Список литературы	302
Дополнительный список литературы	303
Алфавитно-предметный указатель	304

ОГЛАВЛЕНИЕ ТРЕТЬЕГО ТОМА

Предисловие к шестому изданию	2
Предисловие к пятому изданию	3

Часть третья. ФИЗИКА НУКЛОНОВ И АНТИНУКЛОНОВ И ПРОБЛЕМА ЯДЕРНЫХ СИЛ

Глава XIV. Нуклон-нуклонные взаимодействия	
при низких энергиях и ядерные силы	4
§ 81. Введение	4
1. Понятие о мезонной теории ядерных сил	7
2. Фейнмановские диаграммы	12
§ 82. Феноменологический подбор потенциала	
($N - N$)-взаимодействия. Элементарная теория дейтрона	17
1. Условие существования связанного состояния	17
2. Волновая функция и радиус дейтрона	23
3. Отсутствие возбужденных состояний у дейтрона	26
§ 83. Понятие о теории рассеяния	26
1. Сечение и фаза	27
2. Длина рассеяния	30
§ 84. Нуклон-нуклонные взаимодействия	
при малых энергиях ($T < 20$ МэВ)	37
1. ($n - p$)-Рассеяние при малых энергиях	
и радиус действия ядерных сил	37
2. Дальнейший анализ ($n - p$)-рассеяния	
при малых энергиях. Спиновая зависимость ядерных сил	39
3. Рассеяние нейтронов на орто- и параводороде	41
4. Тензорные и спин-орбитальные силы	44
5. ($p - p$)-Рассеяние при малых энергиях	46
6. ($n - n$)-Рассеяние	51
7. Принцип изотопической инвариантности ядерных сил	52
8. Обобщенный принцип Паули	56
9. Математический аппарат изоспина	59
§ 85. Краткое заключение к гл. XIV	62

Глава XV. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях	63
§ 86. Нуклон-нуклонные взаимодействия при высоких энергиях ($T_N > 100$ МэВ)	63
1. Методы получения и детектирования быстрых протонов и нейтронов	63
2. Общие замечания о $(p-p)$ - и $(n-p)$ -рассеянии при высоких энергиях. Интенсивное взаимодействие на очень малых расстояниях	68
3. $\sigma_{np}(\theta)$. Обменные силы. Связь с насыщением	72
4. $\sigma_{pp}(\theta)$. Отталкивание на малых расстояниях	75
5. Фазовый анализ $(p-p)$ -рассеяния. Поляризация при рассеянии. Спин-орбитальная зависимость	76
6. Фазовый анализ $(n-p)$ -рассеяния $\sigma_{np}^{T=0}(q)$	81
7. $(n-n)$ -Рассеяние при высоких энергиях	83
8. $\sigma_{pp}(T)$ и $\sigma_{np}(T)$. Изотопическая инвариантность ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Особенности $(\sigma_{NN})_{T=1}$ и $(\sigma_{NN})_{T=0}$	83
§ 87. $(N-N)$ -взаимодействие при сверхвысоких энергиях ($T > 10^{-3}$ МэВ)	86
1. Пленочная и струйная мишени	86
2. Встречные пучки	87
3. Предварительные результаты исследования. $(N-N)$ -рассеяния при сверхвысоких энергиях	91
4. Заключительные замечания о свойствах ядерных сил	93
§ 88. Краткое заключение к гл. XV	95
Глава XVI. Структура нуклонов и ядра	96
§ 89. Первые опыты	96
§ 90. Формфактор ядра	98
§ 91. Формфакторы нуклонов	101
1. Радиус нуклона	102
2. Модель векторной доминантности	103
3. Упругое $(e-N)$ -рассеяние при $q^2 > 175$ фм ⁻² . Масштабный закон	105
4. Неупругое $(e-N)$ -рассеяние. Партоновая модель	107
§ 92. Краткое заключение к гл. XVI	109
Глава XVII. Антинуклоны и антиядра	110
§ 93. Зарядовое сопряжение. Частицы и античастицы. С-четность. Истинно нейтральные частицы	110
§ 94. Антипротон	114
§ 95. Антинейтрон	118
§ 96. Взаимодействие антинуклонов с веществом	121
1. Рождение антинуклонов	122
2. Аннигиляция антинуклонов при низких энергиях	122
3. Взаимодействие антипротонов с нуклонами при высоких энергиях	123
4. $\bar{p}pS$ -Коллайдер	124
5. Антипротонный комплекс LEAR	124
§ 97. Антиядра	124
§ 98. Краткое заключение к гл. XVII	127

Часть четвертая. ЛЕПТОНЫ, АДРОНЫ, КВАРКИ

§ 99. Введение к части четвертой	129
1. История открытия элементарных частиц	129
2. Физика космических лучей	135
Глава XVIII. Лептоны	137
§ 100. Электрон и позитрон	137
§ 101. Магнитный момент электрона	140
§ 102. Позитроний. P - и C -четность позитрония	144
§ 103. Электронные нейтрино и антинейтрино	146
1. Свойства ν_e и $\bar{\nu}_e$. Фейнмановские диаграммы для слабого взаимодействия	146
2. Двойной β -распад	148
3. Понятие о теории продольно-поляризованных нейтрино. Связь с законом сохранения CP -четности	152
а. Продольная поляризация продуктов β -распада	156
б. Экспериментальное определение спиральности нейтрино	157
4. Проблема солнечных нейтрино	159
5. Нейтринные осцилляции	162
§ 104. Мюоны	168
1. История открытия. Масса	168
2. Время жизни и схема распада мюонов	170
3. Слабое взаимодействие мюонов	172
4. Нарушение закона сохранения P -четности в $(\mu - e)$ -распаде	173
5. Спин и магнитный момент мюона. Сходство мюона с электроном	175
§ 105. Мюонные нейтрино и антинейтрино	180
1. Гипотеза о существовании двух типов нейтрино: ν_e и ν_μ	180
2. Экспериментальное доказательство различия ν_e и ν_μ	181
3. Обобщение понятия лептонного заряда. Электронный и мюонный лептонные заряды	184
4. Масса и спиральность ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$	187
§ 106. Взаимодействие мюонов с веществом	188
1. μ -Атомы и μ -молекулы водорода. μ -Катализ	188
2. μ -Атомы более тяжелых элементов	194
3. Мюоний	195
§ 107. τ -Лептон и τ -нейтрино	196
§ 108. Современные вопросы нейтринной физики	198
1. Универсальная $(V - A)$ -теория слабого взаимодействия	198
2. О массе нейтрино в теориях Дирака и Майораны. Связь $m_\nu \neq 0$ с $2\beta(0 \nu)$ -распадом и ν -осцилляциями	200
3. Другие методы поиска $m_\nu \neq 0$. Прямые нейтрино	203
4. Практическое использование нейтрино	205
§ 109. Краткое заключение к гл. XVIII	206
Глава XIX. p -Мезоны	209
§ 110. Свойства заряженных π -мезонов	209
1. Фотоэмulsionный метод исследования	209
2. История открытия $\pi^\pm$ -мезонов	212
3. Время жизни и схемы распада $\pi^\pm$ -мезонов	213
4. Искусственное образование $\pi^\pm$ -мезонов. Порог рождения и масса	215
5. Спин и четность π -мезонов	218
6. Ядерная активность π -мезонов	220

§ 111. Свойства нейтрального π -мезона	221
1. Первые опыты по обнаружению π^0 -мезона	221
2. Точное значение массы π^0 -мезона	224
3. Время жизни π^0 -мезона	227
4. C -четность π^0 -мезона	229
5. π -Мезонный изотриплет	230
§ 112. Взаимодействие π -мезонов	232
1. Процессы рождения и рассеяния π -мезонов	232
2. Выделение изотонически чистых состояний	234
3. Фазовый анализ ($\pi - N$)-рассеяния. Диаграмма Аргана. Формулы Брейта-Вигнера для резонанса	238
4. G -Четность π -мезонов	241
5. Пион-нуклонные, пион-пионные и другие резонансы и антирезонансы	243
6. $(\pi - \pi)$ -Взаимодействие	250
7. Фазовый анализ $(\pi - \pi)$ -рассеяния	252
8. Пион-ядерное взаимодействие	254
а. Пион-ядерное рассеяние	255
б. Поглощение пионов ядрами	256
в. Другие пион-ядерные реакции	257
§ 113. Краткое заключение к гл. XIX	260
Глава XX. Странные частицы	262
§ 114. K -Мезоны	262
1. Эмульсионная и пузырьковая камеры	262
2. Открытие K -мезонов	265
3. $(\theta - \tau)$ -Проблема	267
4. Несохранение P -четности в K -распаде	268
§ 115. Гипероны	270
§ 116. Систематика K -мезонов и гиперонов	273
1. Странные свойства K -мезонов и гиперонов	273
2. Изотопическая инвариантность странных частиц	274
3. Классификация частиц по странности	276
4. Закон сохранения странности	279
а. Рождение и рассеяние странных частиц	279
б. Распад странных частиц	281
в. Странные резонансы	284
5. Антигипероны	284
§ 117. Взаимодействие странных частиц с ядрами, нуклонами и мезонами. Свойства гиперядер	289
§ 118. Свойства нейтральных K -мезонов	294
1. K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. Закон сохранения комбинированной CP -четности	294
2. Регенерация нейтральных K -мезонов	299
3. Разность масс нейтральных K -мезонов	300
4. Нарушение комбинированной четности в K_2^0 -распаде. K_S^0 и K_L^0 -мезоны	302
§ 119. Краткое заключение к гл. XX	308
Глава XXI. Унитарная симметрия сильных взаимодействий	310
§ 120. Взаимосвязанность и взаимопревращаемость элементарных частиц	310
§ 121. Гипотеза об унитарной симметрии и систематика адронов	312

§ 122. $SU(3)$ -симметрия	315
§ 123. Краткое заключение к гл. XXI	320
Глава XXII. Кварки и глюоны. Квантовая хромодинамика	321
§ 124. Трехкварковая модель	321
1. Цвет и аромат	321
2. Ненаблюдаемость кварков	328
3. Понятие о квантовой хромодинамике. Глюоны	329
§ 125. Четырехкварковая модель	331
1. Гипотеза о существовании четвертого кварка. Очарование (charm)	332
2. Открытие c -кварка. ψ -Частицы. Чармоний	333
3. Очарованные мезоны и барионы	339
§ 126. Ипсилон-мезон и пятый кварк. Проблема существования шестого кварка	342
§ 127. Экспериментальное подтверждение существования глюонов	347
§ 128. Краткое заключение к гл. XXII	350
Г л а в а XXIII. Дополнительные вопросы физики слабых взаимодействий	352
§ 129. Универсальная теория слабых взаимодействий	353
1. Гипотеза об универсальном слабом взаимодействии. W -бозон	353
2. Трудности теории универсального четырёхфермионного взаимодействия	355
3. Схема Кабиббо. Открытие слабых нейтральных токов	357
4. Обобщенные теории на очарованные и прелестные частицы	359
§ 130. Понятие о единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий	361
1. Неперенормируемость универсальной теории слабых взаимодействий	361
2. Локальная калибровочная симметрия и компенсирующие поля	362
3. Спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Теория Вайнберга–Салама	364
4. Открытие $W^\pm$ и Z^0 -бозонов	365
5. Великое объединение. Распад протона	370
§ 131. Краткое заключение к гл. XXIII	370
Приложения	372
I. Основные формулы	372
II. Основные константы и единицы	374
III. Коэффициенты Клебша–Гордана	376
IV. Таблица стабильных и квазистабильных частиц	378
Дополнение к шестому изданию	382
Список литературы	394
Дополнительный список литературы	395
Алфавитно-предметный указатель	396

Константин Никифорович МУХИН
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
ТОМ 3
ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Учебник

Издание шестое,
исправленное и дополненное

ЛР № 065466 от 21.10.97
Гигиенический сертификат 78.01.07.953.П.004173.04.07
от 26.04.2007 г., выдан ЦГСЭН в СПб

Издательство «ЛАНЬ»
lan@lpbl.spb.ru; www.lanbook.com
192029, Санкт-Петербург, Общественный пер., 5.
Тел./факс: (812)412-29-35, 412-05-97, 412-92-72.
Бесплатный звонок по России: 8-800-700-40-71

ГДЕ КУПИТЬ

ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИЙ:

*Для того, чтобы заказать необходимые Вам книги, достаточно обратиться
в любую из торговых компаний Издательского Дома «ЛАНЬ»:*

по России и зарубежью
«ЛАНЬ-ТРЕЙД». 192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13
тел.: (812) 412-85-78, 412-14-45, 412-85-82; тел./факс: (812) 412-54-93
e-mail: trade@lanpbl.spb.ru; ICQ: 446-869-967
www.lanpbl.spb.ru/price.htm

в Москве и в Московской области
«ЛАНЬ-ПРЕСС». 109263, Москва, 7-ая ул. Текстильщиков, д. 6/19
тел.: (499) 178-65-85; e-mail: lanpress@ultimanet.ru

в Краснодаре и в Краснодарском крае
«ЛАНЬ-ЮГ». 350072, Краснодар, ул. Жлобы, д. 1/1
тел.: (8612) 74-10-35; e-mail: lankrd98@mail.ru

ДЛЯ РОЗНИЧНЫХ ПОКУПАТЕЛЕЙ:

интернет-магазины:

«Сова»: <http://www.symplex.ru>; «Ozon.ru»: <http://www.ozon.ru>
«Библион»: <http://www.biblion.ru>

также Вы можете отправить заявку на покупку книги
по адресу: 192029, Санкт-Петербург, ул. Крупской, 13

Подписано в печать 15.10.07.
Бумага офсетная. Гарнитура Школьная. Формат 84×108 ¹/₃₂.
Печать офсетная. Усл. п. л. 22,16. Тираж 1500 экз.

Заказ № .

Отпечатано в полном соответствии
с качеством предоставленных диапозитивов
в ОАО «Издательско-полиграфическое предприятие «Правда Севера».
163002, г. Архангельск, пр. Новгородский, д. 32.
Тел./факс (8182) 64-14-54; www.ippps.ru