

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК



Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин

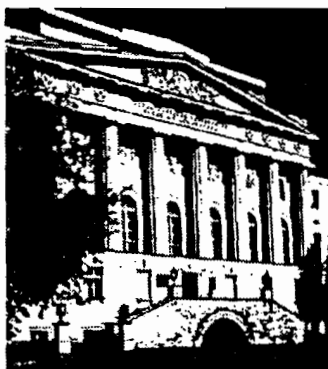
ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА



Серия
**КЛАССИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК**

основана в 2002 году по инициативе ректора
МГУ им. М.В. Ломоносова
академика РАН В.А. Садовниченко
и посвящена

**250-летию
Московского университета**



КЛАССИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТСКИЙ УЧЕБНИК

Редакционный совет серии

Председатель совета
ректор Московского университета
В.А. Садовничий

Члены совета:

Виханский О.С., Голиченков А.К., Гусев М.В.,
Добреньков В.И., Донцов А.И., Засурский Я.Н.,
Зинченко Ю.П. (ответственный секретарь),
Камзолов А.И. (ответственный секретарь),
Карпов С.П., Касимов Н.С., Колесов В.П.,
Лободанов А.П., Лунин В.В., Лупанов О.Б.,
Мейер М.С., Миронов В.В. (заместитель председателя),
Михалев А.В., Моисеев Е.И., Пушаровский Д.Ю.,
Раевская О.В., Ремнева М.Л., Розов Н.Х.,
Салецкий А.М. (заместитель председателя), Сурин А.В.,
Тер-Минасова С.Г., Ткачук В.А., Третьяков Ю.Д., Трухин В.И.,
Трофимов В.Т. (заместитель председателя), Шоба С.А.



Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин

ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА

*Рекомендовано УМО по классическому университетскому
образованию в качестве учебника по дисциплине
«Физика атомного ядра» для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по специальностям
010701 — «Физика», 010705 — «Физика атомного ядра
и частиц» и направлению 010700 — «Физика»*

Издание второе, исправленное и дополненное



URSS

МОСКВА

**Ишханов Борис Саркисович,
Капитонов Игорь Михайлович,
Юдин Николай Прокофьевич**

Частицы и атомные ядра: Учебник. Изд. 2-е, испр. и доп. — М.: Издательство ЛКИ, 2007. — 584 с. (Классический университетский учебник.)

Книга является заключительным разделом общего курса физики, посвященного элементарным частицам и атомным ядрам. Она написана на основе курса лекций, читаемого на физическом факультете Московского государственного университета. Содержание книги соответствует Государственным образовательным стандартам. Изложение материала отличается от традиционного. Оно начинается с наиболее фундаментальных составляющих материи — лептонов и кварков и последовательно переходит ко все более крупным объектам — адронам, атомным ядрам. Эта цепочка завершается рассмотрением космологических аспектов физики частиц и ядер. Книга снабжена описанием важнейших экспериментов и большим количеством примеров. Она содержит самый современный фактический материал и может быть использована как справочник. Приведены необходимые сведения из квантовой механики.

Для студентов-физиков, аспирантов и научных работников.

Издательство ЛКИ. 117312, г. Москва, пр-т 60-летия Октября, 9.

Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печ. л. 36,5. Зак. № 39

Отпечатано в ГП «Облиздат». 248640, г. Калуга, пл. Старый Торг, 5.

ISBN 978–5–382–00060–2

© Издательство ЛКИ, 2007



Все права защищены. Никакая часть настоящей книги не может быть воспроизведена или передана в какой бы то ни было форме и какими бы то ни было средствами, будь то электронные или механические, включая фотокопирование и запись на магнитный носитель, а также размещение в Интернете, если на то нет письменного разрешения Издательства.

Предисловие к серии

Уважаемый читатель!

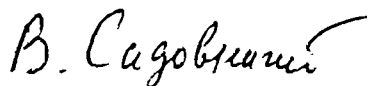
Вы открыли одну из замечательных книг, изданных в серии «Классический университетский учебник», посвященной 250-летию Московского университета. Серия включает свыше 150 учебников и учебных пособий, рекомендованных к изданию Учеными советами факультетов, редакционным советом серии и издаваемых к юбилею по решению Ученого совета МГУ.

Московский университет всегда славился своими профессорами и преподавателями, воспитавшими не одно поколение студентов, впоследствии внесших заметный вклад в развитие нашей страны, составивших гордость отечественной и мировой науки, культуры и образования.

Высокий уровень образования, которое дает Московский университет, в первую очередь обеспечивается высоким уровнем написанных выдающимися учеными и педагогами учебников и учебных пособий, в которых сочетаются как глубина, так и доступность излагаемого материала. В этих книгах аккумулируется бесценный опыт методики и методологии преподавания, который становится достоянием не только Московского университета, но и других университетов России и всего мира.

Издание серии «Классический университетский учебник» наглядно демонстрирует тот вклад, который вносит Московский университет в классическое университетское образование в нашей стране и, несомненно, служит его развитию.

Решение этой благородной задачи было бы невозможным без активной помощи со стороны издательств, принявших участие в издании книг серии «Классический университетский учебник». Мы расцениваем это как поддержку ими позиции, которую занимает Московский университет в вопросах науки и образования. Это служит также свидетельством того, что 250-летний юбилей Московского университета — выдающееся событие в жизни всей нашей страны, мирового образовательного сообщества.



*Ректор Московского университета,
академик РАН, профессор*

В. А. Садовничий

Предисловие

В этой книге содержится материал заключительного раздела курса общей физики. Ее цель — дать описание физики атомного ядра и физики частиц с единых позиций. В традиционных курсах общей физики изложение физики микромира обычно начинается с изложения строения атомного ядра, явления радиоактивности, ядерных моделей и лишь затем, по существу в отрыве от этого материала, излагается физика элементарных частиц. Развитие физики в XX веке показало, что, несмотря на многообразие физических явлений, в их основе лежит небольшое число фундаментальных частиц и взаимодействий, из которых и выстраивается физический мир. Взаимодействие фундаментальных степеней свободы описывается физической теорией, которая называется Стандартной моделью. Мы решили изложить материал, исходя из общих принципов формирования структуры материи, начиная с ее наиболее фундаментальных основ.

Книга написана на основе курса лекций, которые читаются на физическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. Содержание книги соответствует программе Государственного образовательного стандарта. Отбор материала, последовательность и форма изложения оригинальны и соответствуют стилю университетского физического образования и традициям физического факультета МГУ. Изложение базируется на современном фактическом материале. Приводится описание основных физических экспериментов. Теоретическое изложение материала сопровождается решением задач и примеров, что позволяет глубже усвоить изучаемый материал. Так как в книге основное внимание уделено физике явления, ряд материалов излагается не столь подробно. Однако необходимо иметь в виду, что в соответствии с программой изучение курса общей физики сопровождается семинарскими занятиями и практикумом. При написании книги было учтено, что студенты еще не знакомы с основами квантовой механики. Поэтому в одной из глав излагаются основные понятия и соотношения квантовой физики. При изложении материала мы старались разъяснить физическую суть явлений и по возможности избегать математических выводов уравнений и опустили некоторые детали, существенные для более углубленного изучения предмета.

Исследования в физике ядра и частиц породили принципиально новые глубокие концепции описания явлений, происходящих в микромире. На понимание их сущности и направлено основное содержание книги. В ней наряду с явлениями микромира рассматриваются некоторые вопросы эволюции Вселенной. Несмотря на огромное различие масштабов

явлений физики микромира и космологии, последние нельзя понять без знания первых. Поэтому включение этого материала в книгу является необходимым. Углубленный курс современной астрофизики читается студентам физического факультета МГУ вслед за курсом «Физика ядра и частиц», что создает хорошие возможности для более глубокого усвоения студентами обсуждаемых в этих двух курсах общих вопросов.

В приложения вынесен ряд справочных материалов, среди которых таблицы изотопов, физические константы и единицы, наиболее важные открытия физики микромира, сформировавшие ее современное понимание, и список Нобелевских лауреатов по физике.

При написании книги многие наши коллеги оказали нам помощь в обсуждении отдельных вопросов, сообщили новые экспериментальные данные, прочитали отдельные места рукописи. В особенности нам хотелось поблагодарить Е. А. Романовского, В. В. Балашова, В. Г. Неудачина, А. Ф. Тулинова, И. В. Ракобольскую, Л. Д. Блохинцева, А. М. Черепашука, Н. В. Никитина, Н. Н. Калмыкова, Э. И. Кэбина, В. А. Ушканова.

Авторы признательны Д. В. Лосеву за большую помощь при подготовке рукописи к печати.

Глава 1

Элементарные частицы

§ 1. Вводные замечания

Окружающий нас мир — Вселенная — поражает, прежде всего, несоизмеримостью своих пространственных масштабов, непостижимой с точки зрения обычного человеческого опыта. Действительно, со стороны бесконечно больших величин, мы видим в настоящее время структуры, удаленные от Земли на 10–15 млрд световых лет, т. е. примерно на 10^{28} см. Со стороны другой бесконечности, со стороны бесконечно малых, наша цивилизация может исследовать расстояния до 10^{-17} см.

Таким образом, масштабы пространственных размеров исследуемых нами структур мира отличаются в 10^{45} раз! В этом фантастическом интервале размеров располагаются фундаментальные частицы (на нижнем его уровне), адроны, атомные ядра, атомы и молекулы, макроскопические структуры и, наконец, космические и космологические объекты.

Второй поразительной чертой Вселенной является огромное разнообразие ее структур и явлений. Нет нужды специально иллюстрировать это разнообразие — достаточно, например, вспомнить практически бесконечное многообразие органического мира, мира минералов, земных структур, явлений атмосферы и, наконец, космических и космологических явлений. С большим трудом, даже обладая современной информацией, можно заставить себя поверить, что в основе всего этого удивляющего разнообразия лежит ограниченное число универсальных физических законов. Тем не менее это так. Мы увидим, что в основе этого бесконечного разнообразия лежит ограниченный набор фундаментальных частиц, взаимодействие между которыми приводит сначала к существованию адронов и атомных ядер, затем к миру атомов и молекул, бесчисленные соединения которых формируют многообразие органических структур и минералов, а бесконечное тиражирование атомов и молекул создает все многообразие макроскопических структур мира.

Вопрос о том, как устроен этот мир, был основным вопросом физики на протяжении всей истории человечества. Он имеет много граней, и если вдуматься, то оказывается, что совсем не просто даже грамотно поставить его. Огромной заслугой древних мыслителей явилась его конструктивная формулировка. Именно, среди его множества граней они вычленили



Рис. 1.1. Размеры во Вселенной (художник В. А. Ушканов)

основополагающую проблему — проблему конечной и бесконечной делимости материи. По этому кардинальному вопросу древние мыслители — в основном древние греки, — не имея способов его экспериментального решения, разделились на два лагеря. Одни из них считали, что мир является бесконечно делимым. Впоследствии эта концепция явилась основой введения в физику представления о непрерывной среде. В рамках второго течения мысли считалось, что в процессе деления материи мы неизбежно достигнем предела, дальше которого деление становится невозможным. Эти конечные кирпичики материи были названы Демокритом *атомами*. В настоящее время мы знаем, что в конечном счете прав оказался Демокрит, и непостижимое разнообразие мира основывается, как это ни странно, на конечном числе элементарных сущностей. Однако, скорее всего, в данном случае следует подчеркивать не победу одной из этих концепций, а чрезвычайную плодотворность обоих течений мысли. Достаточно, например, сказать, что математическое представление о «сплошной среде» — непрерывном пространстве — строится как предельное множество «атомов» — точек, не имеющих собственных размеров.

Весь девятнадцатый век прошел под знаком триумфального шествия атомизма. Было установлено существование атомов и молекул. Д. И. Менделеевым была открыта периодическая система химических элементов, которая впервые показала существование симметрии в микромире и, как мы теперь понимаем, в действительности указывала на более глубокие симметричные свойства мира.

Второй гранью вопроса о строении мира является вопрос о движении (динамике) и взаимодействии конечных структурных единиц материи. В XIX в. основой рассмотрения этих вопросов была ньютоновская классическая физика. На микроскопическом уровне основной чертой классической физики является способ задания *состояний точечных атомов* — в любой момент времени они задаются значениями их координат и импульсов.

В настоящее время мы знаем, что атомы и молекулы, как последние структуры с определенными химическими свойствами, не являются конечными кирпичиками мироздания: есть более фундаментальные составляющие — атомные ядра, нуклоны и, в конце концов, кварки, лептоны и переносчики взаимодействий. Однако на рубеже XIX и XX столетий не было инструментов, с помощью которых можно было бы обнаружить эти более глубокие структурные объекты. Поэтому развитие физики происходило более естественным образом: началось интенсивное исследование структуры атомов и очень быстро были открыты атомные ядра и создана физическая теория — квантовая механика, без которой нельзя понять главных закономерностей структуры атомов и молекул.

§ 2. Кванты

В 1900 г. была опубликована работа М. Планка, посвященная проблеме теплового излучения тел. Планк моделировал вещество как совокупность гармонических осцилляторов различной частоты ν . Предположив, что излучение происходит не непрерывно, а порциями — квантами с энергией $h\nu$, он получил формулу для распределения энергии по спектру теплового излучения, которая хорошо согласовывалась с опытными данными

$$\rho(T, \nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}, \quad (1.1)$$

где h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, ν — частота излучения.

Так впервые в физике появилась новая фундаментальная константа — h , *постоянная Планка*:

$$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}.$$

В квантовой теории чаще используют константу

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,58 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с},$$

которая также называется *приведенной постоянной Планка*. Далее в тексте будем в основном использовать эту константу.

Закон распределения Планка для излучения абсолютно черного тела

Плотность энергии в интервале dv при частоте ν : $dU(\nu) = \rho(\nu) dv$,

$$\rho(T, \nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Закон Рэлея—Джинса (низкочастотный предел распределения Планка)

$$\rho(T, \nu) \approx \frac{8\pi\nu^2 kT}{c^3}, \quad h\nu \ll kT.$$

Закон Стефана—Больцмана (полная плотность энергии)

$$U = \int_0^{\infty} d\nu \rho(\nu) = \alpha T^4, \quad \alpha = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3}.$$

Закон Вина (высокочастотный предел распределения Планка)

$$\rho(T, \nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/(kT)}, \quad h\nu \gg kT.$$

Гипотеза Планка о квантовой природе теплового излучения противоречила основам классической физики и определила границы ее применимости.

Через пять лет А. Эйнштейн, обобщив идею Планка, показал, что квантованность является общим свойством электромагнитного излучения. Согласно идеям Эйнштейна, электромагнитное излучение состоит из квантов, названных позднее фотонами. Каждый фотон имеет определенную энергию E и импульс \vec{p} :

$$E = \hbar\omega = h\nu, \quad \vec{p} = \frac{\hbar}{\lambda} \vec{n}, \quad (1.2)$$

где λ , ω , ν — приведенная длина волны и частоты фотона (первая из них — круговая),

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi}, \quad \omega = 2\pi\nu, \quad (1.3)$$

\vec{n} — единичный вектор в направлении распространения волны.

Следует помнить, что истинной длиной волны является λ , а не λ . Последняя величина обычно используется в формулах вместо λ из соображений удобства, поскольку позволяет избежать многократного использования множителя 2π .

Квантовая теория возникла как единственный способ решения тех проблем, которые накапливались в физике на протяжении десятилетий.

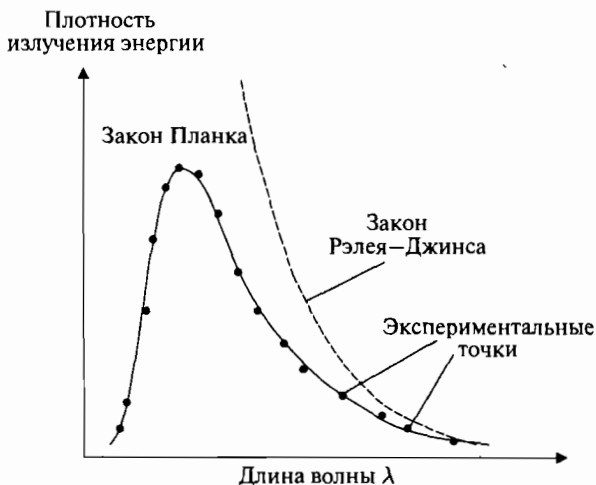


Рис. 1.2. Распределение энергии по спектру теплового излучения

В качестве «первого звонка» укажем замечательные эксперименты А. Г. Столетова по выбиванию электронов из металлов электромагнитным излучением. Было установлено, что энергии вылетающих электронов не зависят от интенсивности излучения и определяются только его частотой. Здесь так и напрашивается современная формула для определения кинетической энергии электрона E , вылетающего из металла под действием фотона с энергией $\hbar\omega$:

$$\hbar\omega = \varphi + E, \quad (1.4)$$

где φ — работа выхода металла. Эта формула была написана Эйнштейном в 1905 г. примерно через полтора десятка лет после первых экспериментов Столетова. Представления о квантованности электромагнитного излучения позволили объяснить закономерности фотоэффекта.

Пример. Пластина серебра облучается светом с длиной волны $\lambda = 160 \text{ \AA}$. Работа выхода для серебра $\varphi = 4,7 \text{ эВ}$. Определить кинетическую энергию вылетающего электрона.

Решение.

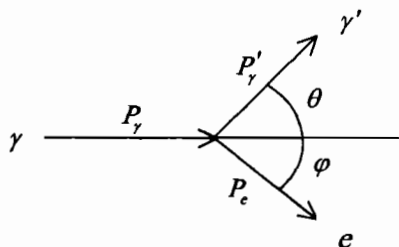
$$E = \hbar\omega - \varphi = \frac{\hbar c}{\lambda} - \varphi = 12,4 \text{ эВ} - 4,7 \text{ эВ} = 7,7 \text{ эВ}.$$

§ 3. Эффект Комптона

На основе квантовой теории А. Комптоном было объяснено явление упругого рассеяния электромагнитного излучения на свободных электронах, сопровождающееся увеличением длины волны излучения. Увеличение длины волны излучения в результате упругого рассеяния фотонов

Эффект Комптона

Упругое рассеяние фотона на электроне:



Законы сохранения энергии и импульса:

$$E_\gamma + E_0 = E'_\gamma + E_e,$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}'_\gamma + \vec{P}_e,$$

$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda}$ — энергия налетающего фотона,

$E_0 = mc^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ — энергия покоя электрона,

$E'_\gamma = \frac{hc}{\lambda'}$ — энергия рассеянного фотона,

E_e — энергия электрона отдачи,

$P_\gamma = \frac{h}{\lambda}$ — величина импульса налетающего фотона,

$P'_\gamma = \frac{h}{\lambda'}$ — величина импульса рассеянного фотона,

P_e — величина импульса электрона отдачи,

θ — угол рассеяния фотона,

φ — угол рассеяния электрона отдачи $\left(\operatorname{tg} \varphi = \frac{\operatorname{ctg}(\theta/2)}{1 + E_\gamma/(mc^2)} \right)$,

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta),$$

$$\lambda_0 = \frac{h}{mc} = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ см} = 0,024 \text{ \AA}.$$

на покоящемся электроне носит название *эффекта Комптона*. Из законов сохранения энергии и импульса следует формула Комптона для изменения длины волны $\Delta\lambda$ фотона

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta), \quad (1.5)$$

где λ и λ' — соответственно длины волн падающего и рассеянного фотона, $\lambda_0 = h/(mc) = 2,4 \cdot 10^{-10}$ см = 0,024 Å — комптоновская длина волны электрона, θ — угол рассеяния фотона.

Из формулы (1.5) видно, что изменение длины волны $\Delta\lambda$ фотона не зависит от длины волны падающего фотона. Оно определяется только углом рассеяния фотона θ . При комптоновском рассеянии увеличивается длина волны фотона, т. е. уменьшается его частота. Это уменьшение частоты, очевидное с точки зрения корпускулярной теории (уменьшение энергии фотона происходит за счет передачи части энергии электрону отдачи), не удавалось объяснить в классической электродинамике, где частота света при рассеянии не должна изменяться.

Пример. Фотон с длиной волны $\lambda = 0,024$ Å рассеивается на покоящемся электроде под углом $\theta = 60^\circ$. Рассчитать длину волны рассеянного фотона.

Решение. Изменение длины волны рассеянного фотона

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos\theta) = 0,024(1 - 0,5) \text{ \AA} = 0,012 \text{ \AA}.$$

Длина волны рассеянного фотона

$$\lambda' = \lambda + \Delta\lambda = 0,036 \text{ \AA}.$$

§ 4. Корпускулярно-волновой дуализм

Открытие двойственной природы электромагнитного излучения — корпускулярно-волнового дуализма — оказало значительное влияние на развитие квантовой физики, объяснение природы материи. Важным этапом в становлении современного понимания структуры материи стала выдвинутая де Бройлем гипотеза об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Согласно этой гипотезе не только фотоны, но и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также и волновыми свойствами. Де Бройль предположил, что каждой частице, движущейся с импульсом p , следует приписать определенную длину волны (дебройлевская длина волны). Соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, те же, что были установлены ранее для фотонов:

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k = \frac{\hbar}{\lambda}. \quad (1.6)$$

Пример. Рассчитать длины волн λ протона и электрона с кинетической энергией $E = 100$ МэВ.

Решение. Протон нерелятивистский ($E_p \ll m_p c^2$). В этом случае

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} = \frac{\hbar c}{\sqrt{2mc^2 E}}.$$

Учитывая, что

$$\hbar c = 197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \approx 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм},$$

имеем

$$\lambda_p = \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_M}{\sqrt{2 \cdot 938,3 \text{ МэВ} \cdot 100 \text{ МэВ}}} \approx 0,5 \Phi_M = 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Электрон релятивистский ($E_e \gg m_e c^2$). В этом случае

$$\lambda_e = \frac{\hbar c}{p_e c} = \frac{\hbar c}{E_e} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_M}{100 \text{ МэВ}} = 2 \Phi_M = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Пример. Длина волны фотона $\lambda = 3 \cdot 10^{-11}$ см. Вычислить импульс p фотона.

Решение.

$$p = \frac{\hbar}{\lambda} = \frac{\hbar c}{\lambda c} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_M}{300 \Phi_M \cdot c} = 0,66 \text{ МэВ}/c.$$

Прямыми опытами, подтверждающими идею корпускулярно-волнового дуализма, были опыты по дифракции электронов на монокристаллах. Позднее наблюдалась дифракция и других частиц. Метод дифракции частиц в настоящее время широко используется в изучении строения и свойств вещества. Экспериментальное подтверждение идеи корпускулярно-волнового дуализма привело к пересмотру привычных представлений о движении частиц и способа описания частиц. Для классических материальных точек характерно движение по определенным траекториям, так что их координаты и импульсы в любой момент времени точно известны. Для квантовых частиц это утверждение неприемлемо, так как для квантовой частицы импульс частицы связан с ее длиной волны, а говорить о длине волны в данной точке пространства бессмысленно. Поэтому для квантовой частицы нельзя одновременно точно определить значения ее координат и импульса. Если частица занимает точно определенное положение в пространстве, то ее импульс полностью неопределен, и, наоборот, частица с определенным импульсом имеет полностью неопределенную координату. Неопределенность в значении координаты частицы Δx и неопределенность в значении компоненты импульса частицы Δp_x связаны соотношением неопределенностей, установленным В. Гейзенбергом в 1927 г.

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar. \quad (1.7)$$

Из принципа неопределенности следует, что в области квантовых явлений неправомерна постановка некоторых вопросов, вполне естественных для классической физики, и в частности не имеет смысла говорить о движении частицы по определенной траектории. Необходим принципиально новый подход к описанию физических систем. Не все физические величины, характеризующие систему, могут быть измерены одновременно. Так, если время жизни некоторого состояния равно Δt , то его энергия не может быть измерена с точностью, большей, чем $\Delta E \approx \hbar/\Delta t$. Записанное в другой, эквивалентной форме,

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (1.8)$$

это соотношение обычно называют соотношением неопределенностей энергия-время.

Пример. Время жизни τ ядра в возбужденном состоянии составляет $6,7 \cdot 10^{-10}$ с. Возбужденное состояние ядра — это такое состояние, в котором оно имеет энергию больше, чем в основном состоянии, когда его энергия минимальна. Неопределенность в энергии ΔE возбужденного состояния можно рассчитать, используя в соотношении неопределенностей Гейзенберга в качестве Δt время жизни ядра в возбужденном состоянии. Тогда

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\tau} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}}{6,7 \cdot 10^{-10} \text{ с}} = 10^{-6} \text{ эВ}.$$

Энергию ΔE называют шириной Γ уровня возбужденного состояния ядра. Для атомного ядра или частицы, имеющей конечное время жизни τ , неопределенность в энергии $\Delta E = \Gamma \approx \hbar/\tau$. Измеряя величину Γ , можно рассчитать время жизни короткоживущих частиц.

§ 5. Атомные ядра

Классическая физика была основана на ряде блестящих экспериментов, среди которых особое место занимают эксперименты Г. Кавендиша, Ш. Кулона и М. Фарадея. Ими были установлены законы гравитационного и электромагнитного взаимодействий макроскопических тел. Однако технология эксперимента, которая использовалась Кавендишем, Кулоном и Фарадеем, в микрофизике неприменима из-за малых размеров исследуемых объектов.

Новая технология эксперимента, применимая для исследования микросистем, была предложена Э. Резерфордом и начинается с его опытов. Резерфорд первым разработал и применил способ исследования микросистем с помощью рассеяния «микросистемно-мишени» «частицы-снаряда». В своем первом эксперименте Резерфорд использовал рассеяние α -частиц (ядер атомов гелия-4, испускаемых некоторыми тяжелыми ядрами) на атомах, для того чтобы установить, как устроен атом. Именно, выяснив, что вероятность рассеяния α -частиц на атоме как функция угла рассеяния θ подчиняется формуле для рассеяния ее на кулоновском центре, теперь называемой *формулой Резерфорда* —

$$\text{вероятность рассеяния} \sim \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_\alpha Z_\pi e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (1.9)$$

он установил, что в атоме имеется точечный кулоновский центр — атомное ядро, — сосредотачивающий в себе почти всю массу атома. В формуле (1.9) Z_α, Z_π — заряды (в единицах элементарного заряда) α -частицы и ядра-мишени, E — кинетическая энергия α -частицы.

Пример. α -частица ($Z_\alpha = 2$) с кинетической энергией $E = 5$ МэВ испытывает лобовое столкновение с ядром золота ($Z_\pi = 79$). Рассчитать расстояние максимального сближения α -частицы с ядром золота.

Решение. На расстоянии максимального сближения α -частицы с ядром ее кинетическая энергия полностью превращается в потенциальную энергию кулоновского отталкивания

$$E = \frac{Z_\alpha e Z_n e}{R}.$$

Откуда

$$R = \frac{Z_\alpha e Z_n e}{E} = \frac{2 \cdot 79 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЕ})^2}{5 \cdot 10^6 \text{ эВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/эВ}} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Для характеристики вероятности процессов в микромире пользуются понятиями *полного эффективного сечения* σ и *дифференциального эффективного сечения* $d\sigma/d\Omega$. Именно эту величину позволяет рассчитать формула Резерфорда (1.9). Укажем, как можно использовать понятие дифференциального сечения для описания вероятности процесса взаимодействия частиц. Если мишень содержит M ядер и вся помещена в поток частиц с плотностью j (j — число частиц, падающих в единицу времени на единицу поперечной площади мишени), то число $dN(\theta)/d\Omega$ частиц, рассеиваемых мишенью в единицу времени на угол θ в пределах телесного угла $d\Omega$, дается выражением

$$\frac{dN(\theta)}{d\Omega} = jM \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}. \quad (1.10)$$

Полное число частиц, рассеиваемых мишенью в единицу времени под всеми углами, определяется из соотношения

$$N = \int_0^{4\pi} \frac{dN}{d\Omega} d\Omega = jM \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = jM\sigma, \quad (1.11)$$

где

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

— полное эффективное сечение. В свою очередь $M = nS\ell$, где n — концентрация ядер мишени (их число в единице объема), S — облучаемая поперечная площадь мишени, ℓ — ее толщина в направлении падающего на мишень пучка частиц.

Пример. Протон (ядро атома водорода) с кинетической энергией $E = 2$ МэВ налетает на неподвижное ядро $^{197}_{79}\text{Au}$. Определить дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ на угол $\theta = 60^\circ$. Как изменится величина дифференциального сечения рассеяния, если в качестве рассеивающего ядра выбрать $^{27}_{13}\text{Al}$?

Решение. Дифференциальное сечение рассеяния на угол θ определяется формулой Резерфорда (1.9), в которой заряд α -частицы $Z_\alpha = 2$ надо заменить на заряд протона $Z_p = 1$, а в качестве Z_n использовать заряд ядра золота $Z_{\text{Au}} = 79$. В итоге

для рассеяния протонов на ядре золота имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{1 \cdot 79 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{4 \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \right)^2 \cdot \frac{1}{(1/2)^4} = \\ &= 3,2 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2/\text{ср} = 3,2 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2/\text{ср} = 32 \text{ барн/ср}, \end{aligned}$$

где использована единица площади 1 барн = 10^{-24} см².

Из формулы Резерфорда следует, что отношение дифференциальных сечений рассеяния при замене ядра $^{197}_{79}\text{Au}$ на $^{27}_{13}\text{Al}$ будет определяться отношением квадратов зарядов этих ядер:

$$R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Au}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Al}} = \frac{Z_{\text{Au}}^2}{Z_{\text{Al}}^2} = \frac{79^2}{13^2} \approx 37,$$

т. е. при одинаковых условиях сечение (и вероятность) рассеяния на золоте будет в 37 раз больше, чем на алюминии.

Проанализировав опытные данные по рассеянию α -частиц, Резерфорд установил, что размер ядра $R < 5 \cdot 10^{-12}$ см. Наиболее распространенный метод исследования атомных ядер — рассеяние на ядрах различных частиц и ядер, ускоренных до высоких энергий. Если длина волны де Бройля частицы меньше размеров атомного ядра, то из данных по рассеянию можно получить информацию о распределении плотности материи (частиц) в атомном ядре и исследовать внутреннюю структуру атомных ядер. Так, более точные данные о размерах атомных ядер были получены впоследствии из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах. Эти эксперименты показали, что радиусы ядер R растут с увеличением массового числа A (суммарного числа протонов и нейтронов в ядре) и хорошо описываются соотношением:

$$R \approx 1,2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (1.12)$$

§ 6. Радиоактивность

Открытие атомных ядер и последующее изучение ядерных явлений радикально изменило представление об окружающем нас мире, обогатило науку новыми концепциями. В этом отношении открытие атомных ядер в 1911 г. явилось началом этапа исследования субатомной структуры материи. Однако само атомное ядро заявило о себе гораздо раньше. В 1896 г. А. Беккерель неожиданно обнаружил неизвестное ранее излучение, которое испускали соли урана (рис. 1.3). Тогда считалось, что это излучение связано с атомными процессами. Лишь с открытием атомных ядер стало ясно, что это внутриядерный процесс — взаимное превращение ядер химических элементов. Так было открыто явление радиоактивности.

В 1898 г. Марии и Пьеру Кюри удалось выделить 1 г радиоактивного вещества из тонны урановой соли. Это вещество было названо полонием. В 1903 г. эта работа была удостоена Нобелевской премии по физике.

В 1911 г. М. Кюри получила вторую Нобелевскую премию (по химии) за открытие и выделение естественной радиоактивности элемента радия. Резерфорд обнаружил, что излучение радиоактивных веществ в магнитном поле можно разделить на α -частицы (ядра гелия) и β -частицы (электроны). Несколько позже П. Виллард обнаружил еще одну компоненту излучения радиоактивных источников — γ -лучи, которые не отклонялись магнитным полем. Излучение радиоактивных источников стало активно использоваться для изучения строения атома и атомных ядер. С помощью α -частиц можно было превращать стабильные ядра в радиоактивные. В 1935 г. Нобелевская премия по химии была присуждена Ф. Жолио-Кюри и И. Жолио-Кюри за открытие искусственной радиоактивности и синтез новых радиоактивных элементов.

Э. Ферми решил использовать нейтроны для получения искусственных радиоактивных элементов. Было обнаружено, что замедленные до комнатных температур нейтроны начинают сильно поглощаться атомными ядрами. Ферми первым обнаружил радиоактивность веществ под действием нейтронов. В 1938 г. Э. Ферми была присуждена Нобелевская премия по физике за демонстрацию существования радиоактивных элементов, полученных с помощью нейтронного облучения, и за открытие реакций, вызванных медленными нейтронами.

Подавляющее большинство известных сегодня атомных ядер (≈ 3000) являются радиоактивными.

Процесс радиоактивного распада (как и все процессы в микромире) это случайный (статистический) процесс, и, характеризуя его скорость, следует помнить, что речь идет лишь о вероятности его протекания. Атомные ядра одного сорта распадаются за разное время. Однако среднее время жизни τ ядер или частиц определенного сорта, вычисленное по наблюдению очень большого числа распадов, оказывается не зависящим от способа получения этих ядер (частиц) и от внешних условий, таких как температура, давление, агрегатное состояние. Поэтому среднее время жизни ядра или частицы (как и любая другая величина, выражающаяся через нее) является физической характеристикой скорости их распада.

Величина, обратная τ , называется *постоянной распада* и обычно обозначается λ . Таким образом,

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{\Gamma}{\hbar}. \quad (1.13)$$

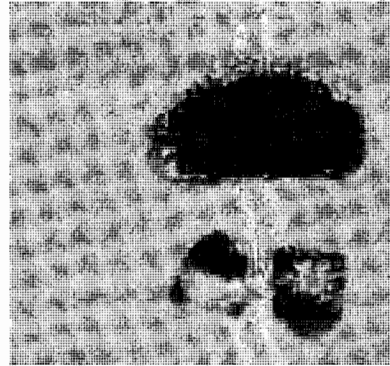


Рис. 1.3. Первое свидетельство радиоактивного распада атомных ядер, обнаруженное Беккерелем в 1896 г. На фотопластинке отчетливо видны потемнения, образовавшиеся в результате того, что Беккерель положил на нее образцы урановой соли

Ее физический смысл — вероятность распада радиоактивного ядра (частицы) в единицу времени.

Закон радиоактивного распада показывает, как со временем t меняется (в среднем) число радиоактивных ядер в образце или нестабильных частиц в их пучке. Если в нем в момент t имеется большое число N радиоактивных ядер (частиц), то к моменту $t + dt$, в соответствии со смыслом λ , распад испытают в среднем $\lambda N dt$ ядер (частиц). Поэтому изменение их числа dN определяется соотношением

$$dN = -\lambda N dt. \quad (1.14)$$

Знак минус означает, что общее число радиоактивных ядер (частиц) уменьшается в процессе распада. Интегрируя соотношение (1.14), получим закон радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.15)$$

где N_0 — число радиоактивных ядер (частиц) в произвольно выбранный начальный момент $t = 0$. Закон (1.15) относится к статистическим средним и справедлив лишь при достаточно большом числе распадающихся ядер или частиц.

В соответствии с определением математического ожидания среднее время жизни ядра или частицы вычисляется по формуле

$$\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt \Big/ \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} = \tau,$$

т. е. мы приходим к соотношению (1.13).

Обычно для характеристики скорости радиоактивного распада атомных ядер используют величину, называемую *периодом полураспада* и обозначаемую $t_{1/2}$. Период полураспада — это время, за которое число радиоактивных ядер или частиц уменьшается вдвое. Согласно (1.15)

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}.$$

Откуда

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (1.16)$$

Активность образца A , т. е. число распадов в единицу времени, является производной от N по времени, взятой с обратным знаком:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (1.17)$$

Активность образца, очевидно, уменьшается со временем по тому же экспоненциальному закону (1.15), что и число нестабильных ядер (частиц).

Ее измеряют либо в *беккерелях*, либо в *кюри*:

$$1 \text{ Бк (беккерель)} = 1 \text{ распад в секунду,}$$

$$1 \text{ Ки (кюри)} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.}$$

1 Ки — это активность 1 г радия.

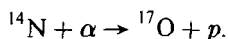
Распад ядра может происходить как из основного (самого низкого по энергии состояния), так и из более высоких (возбужденных) состояний. Энергия распадающейся системы, в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга, не может быть точно определена. Всякое распадающееся состояние, живущее в среднем время τ , описывается волновой функцией $\psi(t)$, квадрат модуля которой убывает со временем по тому же экспоненциальному закону радиоактивного распада (1.15)

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 e^{-t/\tau}.$$

Ядро или частица в любом состоянии с $\tau \neq \infty$ имеет энергетическую неопределенность $\Delta E \approx \Gamma$, которая связана с τ соотношением неопределенностей $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ (Γ — ширина уровня на половине высоты).

§ 7. Ядерные реакции

В 1919 г., продолжая эксперименты по рассеянию α -частиц на различных мишенях, Резерфорд обнаружил, что при бомбардировке ядер азота α -частицами из них вылетают положительно заряженные частицы. Величина заряда этих частиц по абсолютной величине была равна величине заряда электрона, но противоположна по знаку. Масса частицы была почти в 2 000 раз больше массы электрона. Повторение опыта на других мишенях показало, что положительно заряженные частицы вылетают и из других атомных ядер. Обнаруженные частицы были названы протонами. Ядерная реакция, в которой впервые были обнаружены протоны:



Уже первый взгляд на написанную реакцию свидетельствует о том, что Резерфорду удалось осуществить то, что в течение многих веков пытались сделать алхимики, — превратить одно вещество в другое. Ядро азота превращалось в ядро кислорода. Это была первая ядерная реакция, осуществленная искусственно в лабораторных условиях. В то же время стало ясно, что протоны следует считать элементарными частицами, входящими в состав атомного ядра.

В 1930–1932 гг., продолжая эксперименты по облучению тонких фольг из различных материалов α -частицами, В. Боте и Г. Беккер обнаружили сильно проникающее излучение из бериллиевой мишени, состоящее из нейтральных частиц. Первоначально выдвинутая гипотеза о том, что это фотоны высокой энергии, не выдержала проверки. Лишь в 1932 г. Д. Чедвик показал, что это новая, до сих пор неизвестная нейтральная

частица с массой, приблизительно равной массе протона. Обнаруженная частица была названа нейтроном. Реакция, в которой был открыт нейтрон:



Сразу после открытия нейтрона Д. Иваненко, В. Гейзенберг и Э. Майорана независимо выдвинули гипотезу, что атомное ядро состоит из нейтронов и протонов. Эта модель выдержала испытания временем и, как показывают экспериментальные наблюдения, в обычных условиях отклонения от протонно-нейтронной модели, обусловленные внутренней структурой нуклонов, невелики. Протоны и нейтроны в атомном ядре связаны особыми силами, для которых характерна большая величина и малый радиус действия $\approx 10^{-13}$ см. Ядерные силы существенно превосходят силы электростатического (кулоновского) отталкивания протонов и обуславливают большую плотность вещества ядра $\approx 10^{14}$ г/см³. Этот новый тип взаимодействия, связывающий нейтроны и протоны, назвали сильным или ядерным взаимодействием. Эти два названия долгое время считали синонимами. Сегодня мы знаем, что протоны и нейтроны состоят из более фундаментальных частиц — кварков. Сильное взаимодействие связывает кварки внутри нуклона, а ядерное взаимодействие, связывающее нейтроны и протоны внутри ядра, является следствием сильного взаимодействия. Ядерное взаимодействие приводит к образованию атомных ядер. В атомных ядрах протоны и нейтроны оказываются связанными. В ядре происходит радикальное изменение свойств нейтрона и протона. Свободный нейтрон, являясь нестабильной частицей, внутри ядра может стать стабильным. И наоборот, стабильный в свободном состоянии протон внутри ядра может распасться, превращаясь в нейтрон. Протон и нейтрон ведут себя по отношению к ядерному взаимодействию совершенно одинаково. Ядерное взаимодействие не зависит от электрического заряда частицы, оно не делает различия между протоном и нейтроном. Поэтому протон (p) и нейтрон (n) были объединены общим названием *нуклон*. Так в ядерной физике появилась новая симметрия — изоспиновая. Протон и нейтрон — два состояния одной частицы — нуклона. Только электромагнитное взаимодействие может различить протон и нейтрон. Протоны и нейтроны образуют атомные ядра всех химических элементов. Число протонов в ядре определяет атомный номер Z химического элемента и, следовательно, число электронов в атоме. Атомные ядра, имеющие одинаковое число протонов Z и разное количество нейтронов N , называются изотопами. Например, изотопы кислорода ${}^{16}\text{O}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$ имеют 8 протонов и соответственно 8, 9 и 10 нейтронов. Суммарное число протонов и нейтронов в атомном ядре называют массовым числом A :

$$A = N + Z.$$

Как Резерфорд доказал, что в реакции ${}^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$ ядро ${}^{14}\text{N}$ превращается в ядро ${}^{17}\text{O}$? Это было сделано на основе законов сохранения электрического заряда и числа нуклонов. Суммарный электрический заряд

частиц в начальном состоянии равен +9, так как заряд ядра азота равен +7 и α -частицы +2. В конечном состоянии был обнаружен протон с зарядом +1. Следовательно, образовавшееся ядро должно содержать 8 протонов, т. е. это был кислород. Аналогично из закона сохранения числа нуклонов получаем, что в ядре кислорода должно быть 17 нуклонов.

Законы сохранения электрического заряда и числа нуклонов сыграли очень большую роль в ядерной физике. С помощью этих законов по продуктам реакции были идентифицированы различные атомные ядра, образующиеся в ядерных реакциях.

Пример. В ядерной реакции ${}^{10}\text{B} + n \rightarrow X + {}^4\text{He}$ образуется неизвестное ядро X. Определить его электрический заряд и число нуклонов.

Решение. Из законов сохранения электрического заряда и числа нуклонов имеем:

$$5 + 0 = Z_X + 2, \quad 10 + 1 = A_X + 4.$$

Следовательно $Z_X = 3$, $A_X = 7$. Таким образом, неизвестное ядро — это изотоп ${}^7_3\text{Li}$.

§ 8. Спин

Когда Д. И. Менделеев показал, что все химические элементы можно расположить в виде периодической таблицы, состоящей из колонок элементов с одинаковыми химическими свойствами, он не знал, почему элементы попадали в эти колонки, не знал причину сходства их химических свойств. В 1897 г. Дж. Дж. Томсон, изучая свойства электрического тока в газах, показал, что электрический ток представляет собой поток очень легких отрицательно заряженных частиц, которые отклонялись под действием электрического поля. Масса этих частиц была определена как $\approx \frac{1}{1840}$ часть массы атома водорода. Эти легкие отрицательно заряженные частицы были названы электронами. За экспериментальное доказательство существования электронов в 1906 г. Дж. Дж. Томсон был удостоен Нобелевской премии по физике.

Открытие электрона натолкнуло на мысль, что электроны входят в состав атома, и практически сразу же стала ясна причина периодичности свойств химических элементов. Порядковый номер элемента определяет количество электронов в атоме. Было обнаружено, что излучение атомов характеризуется целым набором длин волн, что было объяснено расположением электронов по оболочкам вокруг положительно заряженного ядра. В 1925 г. В. Паули сформулировал принцип, который объяснил, как происходит заполнение электронных оболочек в атоме. Похожесть свойств химических элементов определяется тем, что они имеют одинаковое строение внешних электронных оболочек. Излучение атома возникает при переходе электронов с более высоко расположенной по энергии оболочки на низшую, т. е. излучение атомов определяется расположением его

электронных оболочек. Анализируя спектральные линии атомов, С. Гаудсмит и Д. Уленбек обнаружили, что многие спектральные линии в атомных спектрах состоят из двух близко расположенных линий. Например, первая линия серии Бальмера в атоме водорода, которая проявляется при переходах между уровнями с $N = 3$ и $N = 4$, должна наблюдаться как одиночная линия с длиной волны $\lambda = 6\,563 \text{ \AA}$. Однако на самом деле наблюдались две линии с расстоянием между ними $\Delta\lambda = 1,4 \text{ \AA}$. Это расщепление первоначально связывалось с еще одной дополнительной классической степенью свободы электрона — вращением. Предполагалось, что электрон можно рассматривать как классический вращающийся волчок, обладающий моментом количества движения — спином (от *англ.* spin — вращаться) и величина спина связывалась с характером такого вращения. На самом деле, как выяснилось позже, спин имеет квантовую природу и не связан с какими-либо перемещениями частицы в пространстве.

Величина вектора спина \vec{S} определяется квантово-механическим соотношением $\vec{S}^2 = \hbar^2 s(s + 1)$, где величина s , характерная для каждой частицы, называется ее спиновым квантовым числом. Именно это число и принято называть спином частицы. Оно может принимать как целые значения, включая ноль, так и полуцелые. Например, спин электрона, протона, нейтрона, нейтрино равен $1/2$. Спин фотона равен 1.

Атомное ядро, являющееся составной системой нейтронов и протонов, также характеризуют спиновым квантовым числом J . В этом случае вектор спина \vec{J} определяется как вычисляемая по правилам квантовой механики сумма векторов спинов \vec{S} нейтронов и протонов и векторов их орбитальных моментов количества движения \vec{L} :

$$\vec{J} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \dots + \vec{S}_A + \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \dots + \vec{L}_A.$$

Ядро при этом считается неподвижным.

В несферическом ядре полный момент количества движения нуклонов не сохраняется. Сохраняется только его составляющая вдоль оси симметрии ядра. За счет квантовых флуктуаций вектора спина ядра относительно этой оси любая его составляющая на ось, перпендикулярную оси симметрии, усредняется до нуля, и ее не нужно рассматривать.

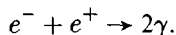
Спин частицы и атомного ядра является единственной величиной, характеризующей их пространственную ориентацию. Поскольку пространственная ориентация несферического ядра определяется также его осью симметрии, то это означает, что усредненный за счет квантовых флуктуаций спин такого ядра и другие его векторные характеристики, такие как магнитный момент, направлены вдоль этой оси.

§ 9. Позитрон. Взаимные превращения частиц

Открытие позитрона — частицы, по своим характеристикам идентичной электрону, но с противоположным знаком электрического заряда (у позитрона он положительный) — было исключительно важным собы-

тием в физике. Еще в 1928 г. П. Дирак предложил уравнение для описания релятивистского электрона. Оказалось, что уравнение Дирака имеет два решения, одно с положительной, другое с отрицательной энергией. Состояние с отрицательной энергией описывает частицу, аналогичную электрону, но имеющую положительный электрический заряд.

Позитрон был первой обнаруженной частицей из целого класса частиц, которые получили название *античастицы*. До открытия позитрона казалась загадочной различная роль положительных и отрицательных зарядов в природе. Почему существует тяжелый положительно заряженный протон, и нет тяжелой частицы с массой протона и отрицательным зарядом? Зато существует легкий отрицательно заряженный электрон. Открытие позитрона по существу восстановило зарядовую симметрию для легких частиц. В квантовой теории поля электрон и позитрон полностью равноправные частицы. Другая неожиданность — позитрон является стабильной частицей и может в пустом пространстве существовать бесконечно долго. Однако при столкновении электрона и позитрона происходит их аннигиляция. Электрон и позитрон исчезают, и вместо них рождаются два γ -кванта (фотона):



Таким образом, происходит превращение частиц с массой, отличной от нуля (масса электрона $mc_e^2 = 0,511$ МэВ), в частицы с нулевой массой (фотоны).

Наряду с процессом аннигиляции был обнаружен и процесс рождения пары частиц — электрона и позитрона. Электрон-позитронные пары легко рождались γ -квантами с энергией несколько МэВ в кулоновском поле атомного ядра.

В классической физике понятия частицы и волны резко разграничены — одни физические объекты являются частицами, а другие — волнами. Превращение пары электрон—позитрон в фотоны стало дополнительным подтверждением представления о том, что между излучением и веществом много общего. Процессы аннигиляции и рождения пар заставили по-новому осмыслить, что же такое элементарная частица. Элементарная частица перестала быть неизменным «кирпичиком» в строении материи.

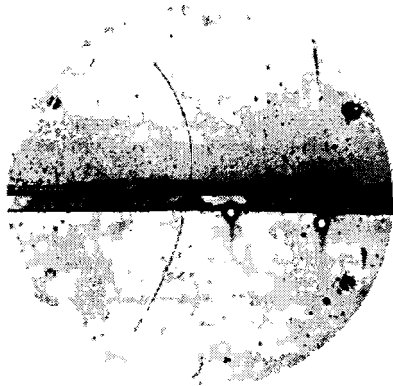


Рис. 1.4. Наблюдение позитрона в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Тонкая изогнутая прерывистая линия, идущая снизу вверх — трек позитрона. Темная полоса, пересекающая трек посередине, слой вещества, в котором позитрон теряет часть энергии и по выходе из которого движется с меньшей скоростью. Поэтому трек искривлен сильнее

Возникла новая чрезвычайно глубокая концепция взаимного превращения элементарных частиц. Оказалось, что элементарные частицы могут рождаться и исчезать, превращаясь в другие элементарные частицы.

Открытие нейтрона, казалось, внесло ясность в строение вещества. Все элементарные частицы, необходимые для построения атома, — протон, нейтрон, электрон — были известны. Однако вновь возникла проблема. Если в составе атомного ядра нет электронов, то откуда же берутся электроны, которые наблюдаются при радиоактивном распаде ядер?

§ 10. Нейтрино

Ответ на этот вопрос был дан в 1932 г. Э. Ферми в разработанной им теории β -распада. β -распад в определенном смысле аналогичен испусканию фотонов возбужденными атомами. Ни электронов в ядре, ни фотонов в атоме нет до момента излучения. И фотон, и электрон образуются в процессе распада. Изучение процесса β -распада показало, что испускание электронов вызвано не электромагнитным и не ядерным взаимодействиями, а новым типом взаимодействия, до сих пор неизвестным в физике. Это взаимодействие было названо *слабым взаимодействием*. Изучение процессов, происходящих в результате этого взаимодействия, принесло в физику много неожиданных и сенсационных открытий.

Изучение явления β -распада поставило перед физиками серьезную проблему. Экспериментальные факты казались несовместимыми с законами сохранения энергии, импульса и момента количества движения. Так, например, суммарная энергия электрона и образовавшегося в результате распада ядра была меньше энергии начального ядра. Н. Бором даже было высказано предположение, что при β -распаде закон сохранения энергии выполняется в среднем, т. е. после усреднения по большому числу распадов. В отдельных актах распада он может нарушаться. Часть энергии исчезала. Электроны, образующиеся в результате β -распада, имели непрерывный энергетический спектр — от нулевой до некоторой определенной энергии (рис. 1.5).

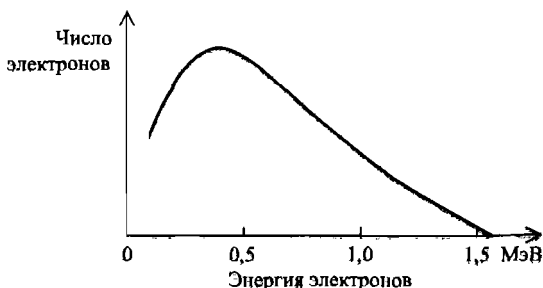


Рис. 1.5. Пример непрерывного спектра электронов β -распада

Для того чтобы спасти законы сохранения, В. Паули еще в 1930 г. высказал предположение, что в процессе β -распада наряду с электроном, который легко наблюдается, должна рождаться еще одна очень легкая (и неуловимая) частица с нулевым зарядом и спином $1/2$. Эта частица была названа нейтрино. Поскольку нейтрино испускалось вместе с электроном в процессе β -распада, оно могло уносить недостающую энергию и импульс. Для того чтобы проверить гипотезу Паули, необходимо было обнаружить нейтрино экспериментально. Однако свойства нейтрино, предсказанные Паули, делали обнаружение этой частицы чрезвычайно трудной задачей. Дело в том, что нейтрино должно было очень слабо взаимодействовать с веществом. Оно могло пролетать тысячи километров вещества без взаимодействия. Сечение взаимодействия нейтрино с энергией несколько МэВ с атомными ядрами крайне мало: $\approx 10^{-43}$ см². Экспериментальные попытки непосредственно зарегистрировать нейтрино продолжались почти четверть века. Лишь в 1956 г. в результате очень сложного эксперимента Ф. Райнесу и К. Коуэну удалось зарегистрировать антинейтрино. Оно было зарегистрировано с помощью реакции



Источником антинейтрино служил атомный реактор, в котором антинейтрино образуются в большом количестве. Гипотеза Паули получила блестящее подтверждение. С колоссальной проникающей способностью нейтрино связано развитие таких направлений в науке, как нейтринная астрофизика и нейтринная геофизика. Нейтрино несут информацию о процессах в центре Солнца, о процессах, происходящих в ранней Вселенной, о конечных стадиях эволюции звезд.

§ 11. Пионы — кванты ядерного поля

Наличие в атомном ядре нейтронов и протонов поставило перед физиками проблему изучения природы сил, связывающих эти частицы в ядре. В 1935 г. Х. Юкава предсказал новую частицу — квант ядерного поля. Согласно гипотезе Юкавы взаимодействие между нуклонами возникает в результате испускания и поглощения ими частиц — квантов ядерного поля (рис. 1.6, справа). Они создают ядерное поле по аналогии с электромагнитным полем, которое возникает как следствие обмена фотонами между двумя зарядами (рис. 1.6, слева) и потенциал которого, как известно, имеет радиальную зависимость

$$U_{\text{эл}}(r) \sim \frac{1}{r}.$$

Взаимодействие между нуклонами, возникающее в результате обмена частицей массы m , приводит к появлению потенциала с радиальной зависимостью

$$U_{\text{я}}(r) \sim \frac{e^{-(mc/\hbar)r}}{r}.$$



Рис. 1.6. Электромагнитное (слева) и ядерное (справа) взаимодействия как обмен соответствующими квантами поля

Принимая во внимание известные факты, что ядерные силы — короткодействующие и имеют характерный радиус действия $\approx 1 \text{ Фм}$ (10^{-13} см), Юкава оценил массу квантов ядерного поля (в энергетических единицах mc^2) $\approx 200 \text{ МэВ}$.

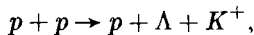
Предсказанная Юкавой частица должна была занимать по массе промежуточное значение между электроном и протоном и была названа мезоном от греческого слова *mésos* — средний. После предсказания свойств мезона начались энергичные поиски этой частицы. И уже через два года, в 1937 г., в космических лучах с помощью камеры Вильсона была обнаружена частица с массой, равной примерно 200 массам электрона. Вначале считалось, что это и есть предсказанный Юкавой мезон. Однако более детальное исследование свойств этой частицы показало, что обнаруженные в космических лучах частицы взаимодействуют с нейтронами и протонами недостаточно сильно, как это должно быть для переносчиков ядерного взаимодействия. Они не захватывались атомными ядрами, а распадались с испусканием электронов. Первоначальный энтузиазм сменился некоторым разочарованием. Однако в 1947 г. также в космических лучах была обнаружена еще одна частица, которая сильно взаимодействовала с протонами и нейтронами. Она и была той самой частицей, которую предсказал Юкава. Ее назвали π -мезоном или пионом. Существует три разновидности π -мезонов: отрицательно заряженный π^- -мезон с массой $\approx 140 \text{ МэВ}$, его положительно заряженная античастица π^+ -мезон, и нейтральный π^0 -мезон с массой $\approx 135 \text{ МэВ}$. Они одинаковым образом ведут себя относительно ядерных взаимодействий. Пионы, нейтроны и протоны принадлежат к одному классу частиц, называемых *адронами*. Их отличительная черта — участие в ядерных взаимодействиях. Частица, обнаруженная в 1937 г., была названа мюоном.

Упомянутых выше частиц вполне достаточно для описания молекулярной, атомной и в значительной степени ядерной структуры вещества, а также явления радиоактивности. Описание всех происходящих в природе явлений имело вполне замкнутый вид. «Элементарными» частицами к 1950 г. были протон, нейтрон, электрон, пион, фотон, нейтрино и мюон. Из протонов и нейтронов состояло атомное ядро. Пионы нужны были для того, чтобы связать протоны и нейтроны в атомном ядре. Для построения атома к атомному ядру необходимо было добавить электроны.

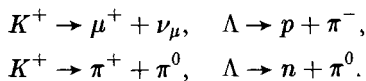
Фотоны появлялись при переходе атома из одного состояния в другое. Для объяснения β -распада необходимо было нейтрино. Но его пока не удалось обнаружить. Некоторые недоумения вызывал лишь мюон, который по своим взаимодействиям очень напоминал электрон, но только был в 200 раз тяжелее. Как стало ясно позднее, электрон, мюон и открытый в 1975 г. таон вместе с соответствующими им нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ образуют совершенно обособленный класс частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях. Эти частицы были названы *лептонами*. Лептоны — частицы, которые участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях (о гравитационном взаимодействии, в котором участвуют все частицы, мы здесь не упоминаем). Вся совокупность информации, которой мы располагаем о лептонах, говорит о том, что эти частицы не имеют внутренней структуры и размер их меньше 10^{-17} см.

§ 12. Странные частицы

В течение 10 лет, последовавших за открытием пиона в 1947 г., в космических лучах и в экспериментах на вновь построенных ускорителях высоких энергий стали обнаруживать новые частицы и таблица элементарных частиц начала быстро пополняться. За это время их было открыто свыше 30. Первыми из открытых частиц были K -мезоны или каоны, частицы с массой ≈ 500 МэВ. Затем были обнаружены частицы тяжелее протона — Λ и Σ . Была обнаружена странная особенность поведения вновь открытых частиц — они рождались парами, хотя не были частицей и античастицей. Здесь была какая-то другая неизвестная до сих пор закономерность. Так, например, при столкновении двух протонов происходила реакция

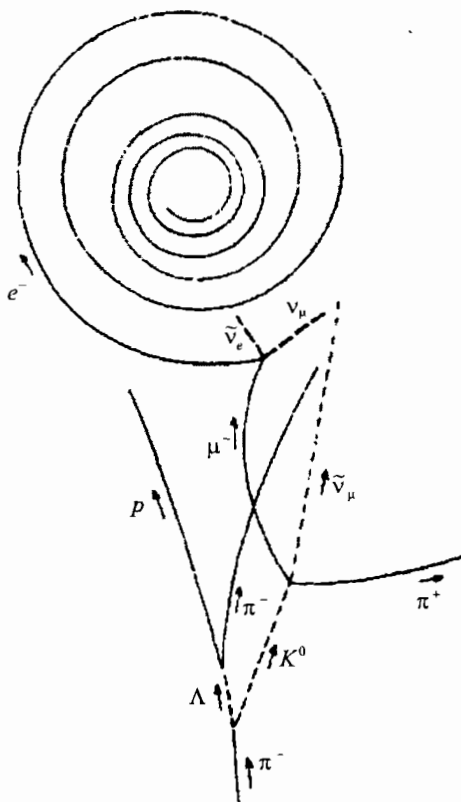


в которой рождались две странные частицы — Λ -частица и K^+ -мезон. Образовавшиеся странные частицы затем распадались на мюоны, нуклоны, пионы и нейтрино

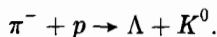


Вторая особенность поведения странных частиц — их большое время жизни — поставила перед физиками новую загадку. В результате распада Λ -частиц образуются сильно взаимодействующие частицы p и π^- или n и π^0 . Поэтому казалось, что время жизни странных частиц должно быть $\approx 10^{-22}$ – 10^{-23} с. На самом же деле их время жизни оказалось $\approx 10^{-10}$ с, что характерно для слабого взаимодействия. Слабое взаимодействие должно было преподносить сюрпризы.

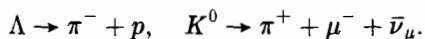
Для того чтобы объяснить такое поведение странных частиц, было высказано предположение, что странная частица является носителем еще одного нового квантового числа, которое было названо *странность*,



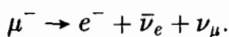
При взаимодействии π^- -мезона с протоном в пузырьковой камере образуются две нейтральные странные частицы Λ и K^0 :



Они распадаются в результате слабого взаимодействия:



Образующийся отрицательный мюон в свою очередь также в результате слабого взаимодействия распадается:



Траектории заряженных частиц искривляются под действием приложенного магнитного поля. Особенно это отчетливо видно у электрона, радиус кривизны траектории которого уменьшается, по мере того как он теряет энергию. Нейтральные частицы, которые не оставляют следов в пузырьковой камере, показаны штриховыми линиями.

и сформулирован еще один закон сохранения. Странность сохраняется в сильных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых взаимодействиях. Это позволило сразу объяснить и парное рождение странных частиц в реакции сильного взаимодействия, и большое время их жизни в результате распада, происходящего за счет слабого взаимодействия. Так началась серия открытий, обнаруживших новую область явлений, проявляющихся в условиях, когда вещество подвергается воздействию с энергиями порядка нескольких сотен МэВ и больше.

Среди вновь открытых странных частиц оказались частицы, имеющие массу больше массы нуклона. Эти частицы были названы *гиперонами*. К ним относятся Λ , Σ^0 , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^- . Сходство гиперонов с нуклонами состоит в том, что все гипероны с течением времени распадаются, превращаясь в конечном итоге в нуклоны. Так сохранение числа нуклонов, впервые обнаруженное в ядерных реакциях, перешло в сохранение числа нуклонов и гиперонов и затем, с открытием резонансов, — в сохранение числа барионов.

§ 13. Резонансы. Возбужденные состояния нуклона

В начале 1960-х гг. была открыта еще одна группа частиц, которая получила название резонансов.

Резонансы — короткоживущие возбужденные состояния адронов, распадающиеся в результате сильного взаимодействия. Характерное время жизни резонанса $10^{-22} - 10^{-24}$ с.

Впервые резонансы наблюдались в сечении реакции взаимодействия π -мезонов с нуклонами (рис. 1.7). Резонансы стали активно исследовать и открывать в связи с развитием метода водородных пузырьковых камер, в которых стало возможно непосредственно наблюдать продукты распада резонансов.

Масса резонансной частицы m определяется из релятивистского инварианта

$$mc^2 = (E^2 - c^2 p^2)^{1/2},$$

где E и p — суммарная энергия и суммарный импульс π -мезона и нуклона. Максимумы в сечении πN -рассеяния интерпретируются как появление нестабильной частицы — резонанса с вполне определенными квантовыми характеристиками — массой, зарядом, спином, изоспином и др.

Нуклонные резонансы можно рассматривать как возбужденные состояния протона и нейтрона (рис. 1.8). Так, самый нижний по энергии резонанс в сечениях реакций π - p , возникающий при кинетической энергии пиона ≈ 190 МэВ, соответствует состоянию нуклона с энергией возбуждения ≈ 300 МэВ и спином $J = 3/2$. Масса этого резонанса ≈ 1232 МэВ, и ему соответствует квартет барионов Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++} , объединяемых

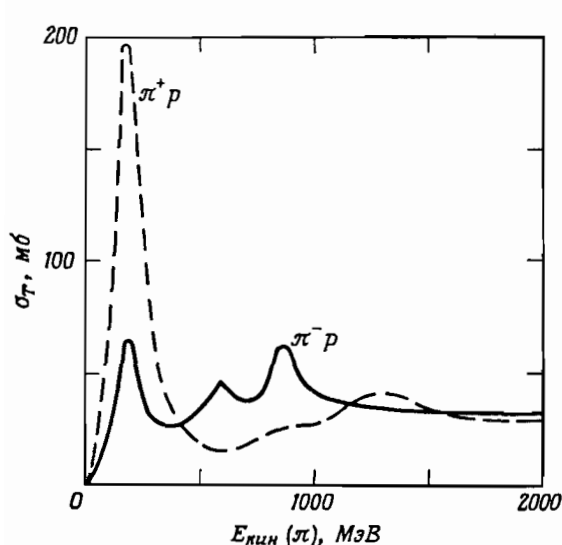


Рис. 1.7. Зависимость полных сечений реакций π - p от кинетической энергии пиона

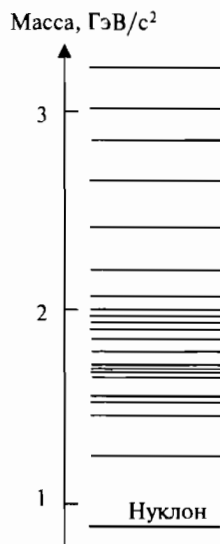


Рис. 1.8. Возбужденные состояния нуклона

названием Δ -резонансы. Наличие нуклонных резонансов — это свидетельство их сложной внутренней структуры. Низкорасположенные нуклонные резонансы в основном распадаются по каналу (n или p) + π . Время жизни резонанса определяется по ширине его распада Γ , используя соотношение неопределенностей $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$. Большинство известных адронов являются резонансами.

§ 14. Античастицы

В течение длительного времени электрон и позитрон были единственными известными частицами, образующими пару частица (e^-) и античастица (e^+). Имеют ли другие частицы своих двойников — античастицы? Это был не праздный вопрос, так как электрон и позитрон не участвуют в сильных взаимодействиях, т. е. они входят в класс лептонов. Большинство же вновь открытых частиц входят в другой класс частиц — адронов. Адроны — частицы, участвующие в сильных взаимодействиях. Поэтому необходимо было выяснить, есть ли у адронов античастицы. Наиболее удобной античастицей, для того чтобы ответить на этот вопрос, был антипротон.

Свойства антипротона были предсказаны еще во времена открытия позитрона. Однако, для того чтобы обнаружить эту частицу, необходимо было иметь протоны с кинетической энергией больше 6 ГэВ. Такой ускоритель был специально построен, и начались эксперименты по обнаружению

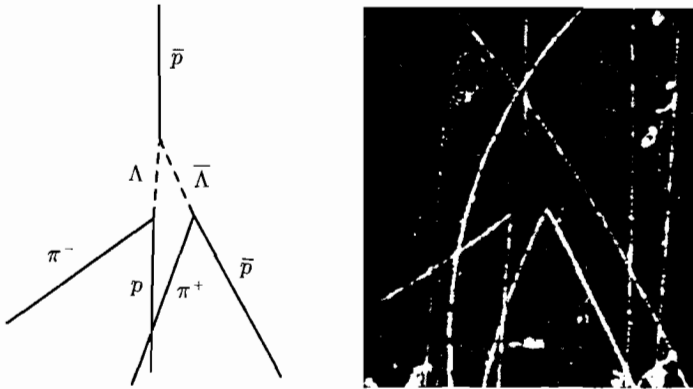
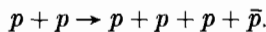


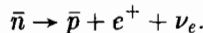
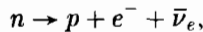
Рис. 1.9. Образование пары $\Lambda\bar{\Lambda}$ при столкновении $p\bar{p}$ в пузырьковой камере. Справа — фотография, слева — результат ее расшифровки

антипротона и антинейтрона. В 1955 г. удалось получить и идентифицировать антипротоны, образующиеся в реакции



Античастицы обычно обозначают как частицы с черточкой наверху. В 1956 г. был открыт антинейтрон. Пятидесятые годы завершились открытием антигиперонов (рис. 1.9).

Сейчас почти ни у кого не вызывает сомнения тот факт, что каждая частица имеет «двойника» — античастицу. Античастицы обладают рядом характеристик, имеющих те же численные значения, что и частицы, и некоторые характеристики с противоположным знаком. Так, частица и античастица имеют одинаковые массы, времена жизни; противоположные знаки электрических зарядов, магнитных моментов и др. Схемы распада частиц и античастиц — зарядово-сопряженные, т. е. отличаются лишь заменой частиц на античастицы, например,



В некоторых случаях частица и античастица тождественны. Такие частицы называются истинно нейтральными частицами. Истинно нейтральными частицами являются γ -квант, π^0 -мезон и др.

Наиболее сложной формой антивещества, полученной и идентифицированной в лабораторных условиях, являются антиядра трития и гелия. Эти эксперименты были выполнены на ускорителе в Протвино (Россия) в 1970-х гг. В 1998 г. были получены атомы антиводорода.

В настоящее время экспериментально обнаружены античастицы большинства известных частиц. Частицы и античастицы равноправны. Можно было бы считать позитрон частицей, а электрон античастицей. Из античастиц можно построить антивещество точно так же, как из частиц —

вещество. Однако в окружающей нас Вселенной присутствуют только частицы, так как аннигиляция приводит к тому, что античастицы, попадая в нашу Вселенную, быстро погибают. Антивещество может существовать так же долго, как и вещество, если они не вступают во взаимодействие. Одна из нерешенных на сегодня проблем — существуют ли антимирры, состоящие из античастиц?

§ 15. Кварки — частицы, из которых состоят адроны

К середине шестидесятых годов XX в. число обнаруженных сильновзаимодействующих элементарных частиц — адронов — перевалило за 100. Возникла уверенность, что наблюдаемые частицы не отражают предельный элементарный уровень организации материи.

В 1964 г. независимо друг от друга М. Гелл-Манн и Д. Цвейг предложили модель кварков — частиц, из которых могут состоять адроны. Эксперименты по рассеянию электронов и пионов на нуклонах показали, что нейтрон и протон, в отличие от лептонов, имеют сложную внутреннюю структуру. Поэтому гипотеза о новых фундаментальных частицах, из которых можно строить адроны, казалась вполне правдоподобной. Однако для того чтобы объяснить наблюдаемые свойства адронов, кваркам пришлось приписать довольно необычные свойства. Кварки должны были иметь дробный электрический заряд $+2/3$ или $-1/3$ (в единицах элементарного заряда, т. е. заряда позитрона). Так, u -кварк имеет электрический заряд $+2/3$, d - и s -кварки имеют электрические заряды $-1/3$.

Барions «конструировались» из трех кварков, мезоны — из кварка и антикварка. Все обнаруженные до 1974 г. адроны можно было описать, составляя их из кварков всего лишь трех типов — u , d , s . Так, например, протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка, т. е. его структура uud . Нейтрон имеет структуру udd . Λ -гиперон — это комбинация uds . π^+ -мезон состоит из кварка u и антикварка \bar{d} , т. е. его структура $u\bar{d}$. π^- — это кварковая комбинация $\bar{u}d$. При этом трехкварковая модель адронов казалась достаточно замкнутой — практически каждой комбинации кварков (антикварков) соответствовала обнаруженная частица.

Однако 1974 г. завершился для физиков сенсацией. Одновременно две группы физиков объявили о наблюдении новой частицы. Теперь ее называют J/ψ -мезоном. Масса обнаруженной частицы была $\approx 3,1$ ГэВ. Причиной сенсации было необычайно большое время жизни J/ψ -мезона. Оказалось, что его время жизни почти в 1 000 раз больше, чем у известных частиц такой же массы. Дальнейшие исследования показали, что причиной такого долгожития является то, что в его состав входит новый неизвестный ранее c -кварк, названный очарованным кварком. Было высказано предположение, что J/ψ это мезон, состоящий из c -кварка и \bar{c} -антикварка, т. е. это частица с так называемым скрытым очарованием. Так же как с s -кварком

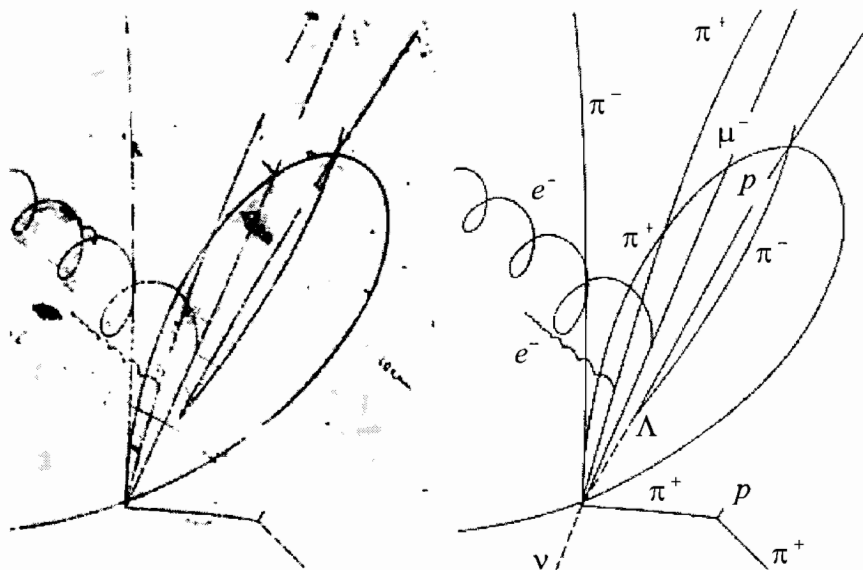
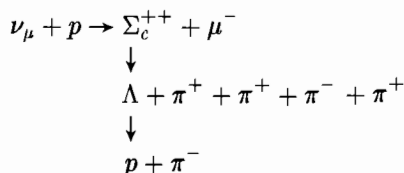


Рис. 1.10. Рождение и распад очарованного бариона Σ_c^{++}

связано квантовое число s — странность, c -кварк несет новое квантовое число c , названное charm или очарование (результатирующее значение квантового числа очарование для J/ψ , т. е. системы $c\bar{c}$, равно нулю). Очарованный кварк должен порождать новое семейство адронов, имеющих в своем составе c -кварк или его античастицу \bar{c} . Все эти частицы тяжелые, так как масса очарованного кварка больше массы странного кварка.

На рис. 1.10 показана фотография события в пузырьковой камере лаборатории Брукхевена (США), на которой впервые зафиксировано рождение очарованного бариона Σ_c^{++} . В правой части рисунка показана схема распада, соответствующая фотографии в пузырьковой камере. Траектории частиц, не оставляющие треков в пузырьковой камере, показаны штриховыми линиями, заряженные частицы показаны сплошными линиями. Нейтрино, идущее снизу, взаимодействует с протоном:



В результате взаимодействия возникает 5 заряженных частиц — отрицательно заряженный мюон, 3 положительно заряженных и 1 отрицательно заряженный пион и одна нейтральная частица Λ -гиперон. Спирали —

это электроны, движущиеся в магнитном поле. Λ -гиперон образует характерную вилку, распадаясь на протон и отрицательно заряженный пион. Анализ треков приводит к выводу, что Λ -гиперон и четыре пиона образовались в результате распада очарованного бариона Σ_c^{+++} с массой около 2,4 ГэВ. Его распад происходит настолько быстро, что заметного трека Σ_c^{+++} в пузырьковой камере не видно. Однако о его образовании можно заключить из анализа кинематики образовавшихся в результате распада частиц.

Итак, кварков стало 4, но на этом открытие новых кварков не завершилось. В 1977 г. были открыты нейтральные мезоны с массами около 10 ГэВ. Они получили название ипсилон-мезонов. Для их обозначения используется буква Υ . Так же как и J/ψ -мезоны, они наблюдались в реакции образования мюонных пар в протон-ядерных столкновениях и на электронно-позитронных коллайдерах, и, так же как J/ψ -мезоны, они были долгоживущими (ширина распада Υ -мезона 54 кэВ). Открытие семейства ипсилон-мезонов означало открытие пятого кварка b (от английских слов bottom — нижний или beautiful — красивый). В состав Υ -мезона входят b -кварк и \bar{b} -антикварк, и поэтому он обладает скрытой красотой.

После почти двадцатилетних поисков, в 1995 г. был открыт шестой, самый «тяжелый» кварк — t -кварк (его обозначение происходит от английского *top* — верхний).

Таким образом, на этом этапе развития наших представлений о структуре материи на первый план выходят «новые элементарные частицы» — кварки. Все известные в настоящее время адроны могут быть сконструированы из шести кварков:

$$\begin{array}{ccc} u, & c, & t, \\ d, & s, & b. \end{array}$$

Каждый кварк имеет еще одно квантовое число — *цвет*, которое может принимать три значения: *красный, синий, зеленый*. Это чисто условные названия. Главное, что каждый кварк имеет еще одно дополнительное квантовое число, которое может принимать три значения. Сильное взаимодействие кварка не зависит от его цветового состояния, т. е. оно одинаково для всех трех цветов. Так появилась еще одна симметрия — цветовая симметрия сильного взаимодействия.

Передний край физики микромира сместился на новый уровень — в область физики кварков и лептонов. На современном уровне познания кварки и лептоны считаются фундаментальными частицами вещества. Они имеют полуцелый спин и являются фермионами. Кварки и лептоны образуют вещество во Вселенной.

§ 16. Калибровочные бозоны

Во времена Ньютона было известно лишь одно взаимодействие между частицами вещества — гравитационное. Со временем стало ясно, что существуют еще по крайней мере три других взаимодействия — сильное,

слабое и электромагнитное. Эти взаимодействия различаются своей селективностью по отношению к частицам вещества.

Гравитационное взаимодействие связывает все частицы вещества. Сильное взаимодействие делит вещество на адроны (сильно взаимодействующие частицы) и лептоны (частицы, не подверженные сильному взаимодействию). Электромагнитное взаимодействие делит частицы на заряженные и нейтральные. Слабые взаимодействия делят частицы на «левовинтовые» и «правовинтовые» (смысл этих понятий пока оставим без разъяснений). В слабых взаимодействиях не выполняется целый ряд законов сохранения, которые справедливы в мире сильных и электромагнитных взаимодействий.

Кроме кварков и лептонов, существуют частицы с целым значением спина, переносящие взаимодействие между фундаментальными частицами. Эти частицы получили название калибровочных бозонов. Это γ -квант — квант электромагнитного поля, W^+ , W^- и Z -бозоны — кванты слабого поля и 8 глюонов (их обозначают буквой g) — кванты поля сильного взаимодействия.

§ 17. Стандартная модель

Мы видим, что субъядерный мир состоит из большого числа частиц, и представляется очевидным, что большинство из них не могут быть истинно элементарными частицами — фундаментальными частицами. В конце 60-х — начале 70-х гг. прошлого века после открытия кварков пришло осознание того, что число истинно элементарных (фундаментальных) частиц на самом деле невелико — это лептоны, кварки и калибровочные бозоны. Принципиально новым достижением явилось понимание чрезвычайно глубокой роли симметрий в физике. Более того, можно сказать, что калибровочные бозоны играют подчиненную роль по отношению к фундаментальным симметриям, именно, реализация постулированных симметрий может быть осуществлена только с помощью этих бозонов. Таким образом, в мире элементарных сущностей появился новый объект — фундаментальные симметрии, по отношению к которым фундаментальные частицы занимают подчиненное положение. В этом смысле существование калибровочных бозонов становится понятным — они необходимы для реализации определенной симметрии, являющейся истинно элементарной сущностью. Пока еще, однако, симметричный смысл существования фермионов остается неясным. Возможно, что истинный смысл существования фермионов выяснится в теории суперструн.

Открытие фундаментальных симметрий и способов их математической реализации предопределило тип взаимодействия фермионов и калибровочных бозонов. Фундаментальные частицы вместе с взаимодействием между ними образуют некоторый базис современной физики элементарных частиц, как оказалось способный описать мир явлений от космических масштабов до относительных расстояний 10^{-17} см. Этот

теоретический базис обычно называется *Стандартной моделью* и является своеобразной точкой отсчета в дальнейшем развитии физики. Физические явления, которые не укладываются в рамки Стандартной модели, свидетельствовали бы о ее ограниченности и выходе в *постстандартную физику*.

§ 18. Диаграммы Фейнмана

До сих пор мы не конкретизировали механизм взаимодействия в мире частиц, ограничиваясь интуитивным пониманием термина «взаимодействие». В нерелятивистской физике взаимодействие между частицами обычно задается потенциалом, т. е. некоторой дополнительной сущностью. В физике фундаментальных частиц фундаментальное взаимодействие сводится к точечному испусканию и поглощению одного калибровочного бозона фермионом, а также к элементарному акту рассеяния фотонов, глюонов и W -, Z -бозонов. В квантовой физике конечные результаты взаимодействия (в общем случае превращения) фундаментальных частиц возникают как последовательное повторение элементарных актов взаимодействия. Стандартная модель позволяет предсказать результат этого взаимодействия. При этом используется специальная техника, разработанная Р. Фейнманом, которая носит название *диаграмм Фейнмана*.

Диаграммы Фейнмана — универсальный графический способ изображения развития во времени превращения элементарных частиц в терминах элементарных актов взаимодействия, дополненный алгоритмом расчета вероятности этих превращений. Своеобразие фейнмановской техники состоит в том, что, с одной стороны, эта техника является громоздкой и сложной, а с другой — внешней стороны, — простой и наглядной. Мы будем использовать эту вторую особенность диаграммной техники, причем как своеобразный язык понимания сущности физических явлений.

На диаграммах Фейнмана частицы изображаются линиями. Точки (вершины), из которых выходят эти линии (или в которые приходят), показывают места локальных взаимодействий частиц, сводящихся к их испусканию и поглощению. Основанные на таком изображении процессы преобразования частиц как будто бы реально развиваются («развернуты») во времени. Чтобы понимать, как развиваются процессы во времени, необходимо условиться о направлении течения времени, которое определяет, где находится начальное и где конечное состояния. Будем считать, как это обычно принято, что время течет слева направо. Это значит, что начальное состояние находится слева, конечное — справа. Именно, свободные лептоны и кварки будем изображать отрезком сплошной линии, рядом с которой будем указывать название фермиона либо антифермиона. Так, первая линия на рис. 1.11 изображает распространение электрона, вторая — позитрона, третья — кварка, четвертая — антипротона.

На диаграммах Фейнмана распространение частиц может также указываться направленными стрелками. При этом античастицы указываются как бы распространяющимися вспять по времени (рис. 1.11, справа). Фо-

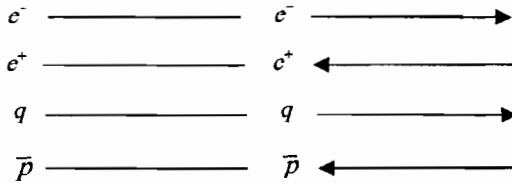


Рис. 1.11. Изображение электрона, позитрона, кварка и антипротона

тоны будут изображаться волнистой линией, Z - и W -бозоны — пунктиром, а глюоны g — «пружинкой» (рис. 1.12).

На рис. 1.13 показана простейшая диаграмма Фейнмана рассеяния электронов за счет электромагнитного взаимодействия. Ось времени t направлена слева направо. Координатная ось x , условно показывающая положение частиц в пространстве, направлена снизу вверх. Обычно эти оси на диаграммах не показываются. Диаграмма «читается» так. До взаимодействия ($t < t_1$) сближались два свободных электрона e_1 и e_2 . Им отвечают незамкнутые слева линии. В вершине 1, в момент t_1 электрон e_1 испустил фотон (переносчик электромагнитного взаимодействия). Фотон, изображенный волнистой линией, распространяется в сторону электрона e_2 и в вершине 2 в момент t_2 поглощается им. Далее электроны разлетаются, не испытывая больше никаких взаимодействий. Каждому элементу диаграммы отвечает известная функция или множитель, которые по определенным правилам объединяются в математическое выражение, дающее вероятность процесса взаимодействия двух электронов.

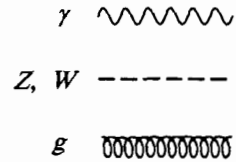


Рис. 1.12. Изображение фотона, Z - и W -бозонов и глюона

В заключение коротко рассмотрим парадоксальный вопрос об испускании и поглощении частиц, предполагаемый в диаграммах Фейнмана. Дело в том, что законы сохранения энергии и импульса в подавляющем большинстве случаев запрещают испускание и поглощение частиц. Тем не менее диаграммы Фейнмана имеют физический смысл, поскольку квантовая теория допускает временное нарушение закона сохранения энергии. Промежуточная частица, перебрасываемая от одной частицы

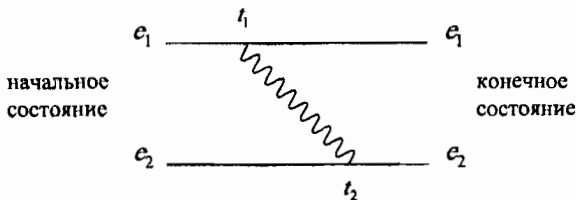


Рис. 1.13. Простейшая диаграмма Фейнмана рассеяния электронов

к другой, может существовать только ограниченное время, и потому становится возможным испускание такой частицы. Промежуточные частицы такого типа называются *виртуальными*.

Свободным с одной стороны линиям, приходящим из $t = -\infty$ и уходящим в $t = +\infty$, отвечают реальные частицы. Внутренним линиям отвечают виртуальные частицы, распространяющиеся от точки рождения до точки поглощения (в данном случае это виртуальный фотон).

Приведенная диаграмма показывает самый простой вариант электрон-электронного рассеяния. Для получения полной вероятности этого процесса необходимо учесть все возможные диаграммы. В дальнейшем мы будем широко использовать диаграммы Фейнмана для иллюстрации различных механизмов взаимодействия частиц, поясняя по мере необходимости отдельные особенности их применения.

Глава 2

Квантовые свойства частиц

Эксперименты по дифракции электронов, идеи де Бройля и Планка породили ряд принципиально новых проблем согласования квантовых представлений с традиционными, классическими. Квантовые понятия отражают фактическую смену представлений о структуре материи, о свойствах ее фундаментальных составляющих. Поиски ответов на эти возникшие вопросы привели к новому пониманию природы материи и становлению квантовой физики.

§ 1. Состояния в классической и квантовой физике

Сопоставление способов описания частицы в классической и квантовой физике приведено в табл. 2.1.

Состояние частицы в классической физике в любой момент времени описывается заданием ее координат и импульсов (x, y, z, p_x, p_y, p_z) . Зная эти величины в момент времени t , можно описать эволюцию системы под действием известных сил во все последующие моменты времени. Подчеркнем, что координаты и импульсы частиц в классической физике сами являются непосредственно измеряемыми величинами, или наблюдаемыми. В квантовой физике, во-первых, изменяется понятие состояния. Наличие у квантовой частицы волновых свойств показывает, что ей следует сопоставить некоторое волновое поле. Амплитуду этого волнового поля называют *волновой функцией*. Ее можно представить в виде функции координат и времени $\psi(x, y, z, t)$, что отвечает так называемому *координатному представлению*.

Во-вторых, волновая функция не является непосредственно наблюдаемой величиной. Наблюдаемыми являются билинейные комбинации волновых функций. Вследствие этого возникает своеобразное двухступенчатое описание физических объектов: сначала нужно найти волновую функцию, а затем, уже по ней, определить значения наблюдаемых. Как мы увидим далее, это, в частности, приводит к усложнению проявления симметрий в квантовой теории. Волновые функции и наблюдаемые по-

Таблица 2.1

Классическая физика	Квантовая физика
1. Описание состояния	
$(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$	$\psi(x, y, z, t)$
2. Изменение состояния во времени	
$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}}$	$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}\psi$
3. Измерения	
x, y, z, p_x, p_y, p_z	$\Delta x \cdot \Delta p_x \approx \hbar$ $\Delta y \cdot \Delta p_y \approx \hbar$ $\Delta z \cdot \Delta p_z \approx \hbar$
4. Детерминизм	4. Статистическая теория
Динамическое (не статистическое) описание	$ \psi(x, y, z, t) ^2$ $\langle F \rangle = \int \psi^* \hat{F} \psi dV$
5. Гамильтониан	
$H = E + U(x, y, z) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(x, y, z)$	$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}(x, y, z) = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{U}(x, y, z)$

разному ведут себя при преобразованиях симметрии. В-третьих, в квантовой теории не все наблюдаемые одновременно могут иметь точно определенные значения. Например, квантовая частица не может иметь одновременно определенные значения импульса и координаты. Поэтому не имеет смысла говорить о движении частицы по определенной траектории. В общем случае, в заданном состоянии с волновой функцией $\psi(x, y, z, t)$ можно говорить только о вероятностном распределении значений наблюдаемых. Например, вероятность w нахождения частицы в данной точке x, y, z в момент времени t определяется квадратом модуля ее волновой функции

$$w \sim |\psi(x, y, z, t)|^2. \quad (2.1)$$

Следствие этого, в частности, можно говорить только о вероятности реакций, а не о протекании их наверняка. Если частица нестабильная и может распасться несколькими различными способами, то говорят о вероятности распада по различным каналам.

В силу теории сложения вероятностей определение (2.1) необходимо дополнить условием нормировки

$$\int |\psi(x, y, z, t)|^2 dV = 1, \quad (2.2)$$

где интеграл, взятый по всему пространству, — вероятность обнаружить частицу в момент времени t в какой-то точке пространства. Естественно, что этот интеграл должен быть равен единице.

Волновая функция свободно движущейся частицы с энергией E и импульсом p имеет вид

$$\psi(\vec{r}, t) = Ae^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = Ae^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)}. \quad (2.3)$$

Константа A определяется из условия нормировки волновой функции

$$A = (2\pi\hbar)^{-3/2}. \quad (2.4)$$

В тех случаях, когда частица находится в области пространства, где действующие на нее силы равны нулю (свободное движение), энергия частицы может принимать любые значения. Энергетический спектр свободно движущейся частицы непрерывный.

§ 2. Уравнение движения свободной частицы

Можно установить вид дифференциального уравнения, которому удовлетворяет волновая функция свободно движущейся частицы (2.3). Дифференцируя (2.3) по t и по переменным x, y, z , получим

$$\frac{d\psi}{dt} = -\frac{i}{\hbar}E\psi, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\hbar}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)\psi. \quad (2.6)$$

Для свободной частицы

$$\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} = E. \quad (2.7)$$

Сравнивая (2.5) и (2.6), с учетом (2.7) получаем

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{i\hbar}{2m} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right). \quad (2.8)$$

Обычно (2.8) записывается в виде

$$i\hbar \frac{d\psi}{dt} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi, \quad (2.9)$$

где Δ — оператор Лапласа. Уравнение (2.9) в частных производных называется уравнением движения для свободной частицы. В уравнение движения (2.9) входит только такая характеристика, как масса частицы и постоянная Планка \hbar . Уравнение (2.9) является дифференциальным уравнением первого порядка по времени. Поэтому для определения волновой функции в произвольный момент времени t достаточно знать значение волновой функции в начальный момент времени.

§ 3. Физические величины и операторы

В квантовой механике постулируется, что каждой физической величине, описываемой в классической механике в виде функции $F(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ координат и импульсов, ставится в соответствие линейный оператор $\hat{F}(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}, \hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$, действующий на волновую функцию $\psi(x, y, z, t)$. Под оператором \hat{F} в координатном представлении понимается правило, по которому одной функции $\psi(x, y, z, t)$ переменных x, y, z, t сопоставляется другая функция $\chi(x, y, z, t)$ тех же переменных:

$$\chi(x, y, z, t) = \hat{F}\psi(x, y, z, t). \quad (2.10)$$

Например, оператор \hat{F} может означать дифференцирование по какой-либо переменной:

$$\chi(x, y, z, t) = \hat{F}\psi(x, y, z, t) = \frac{\partial\psi(x, y, z, t)}{\partial x}, \quad (2.11)$$

т. е. $\hat{F} = \partial/\partial x$.

Для построения операторов воспользуемся тем, что между операторами, описывающими частицы в квантовой механике, имеют место те же соотношения, что и между их аналогами в классической механике. Например, оператор полной энергии \hat{H} связан с операторами кинетической \hat{E} и потенциальной энергии \hat{U} соотношением $\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}$.

Оператор кинетической энергии

$$\hat{E} = \frac{\hat{p}^2}{2m}.$$

Оператор координаты \hat{x} равен самой координате x , т. е. сводится к умножению на эту переменную: $\hat{x} = x$.

Операторами проекций импульсов являются операторы

$$\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad \hat{p}_y = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \quad \hat{p}_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (2.12)$$

Для того чтобы понять, почему оператор импульса имеет вид (2.12), воспользуемся тем, что движение свободной частицы описывается уравнением

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\psi = E\psi. \quad (2.13)$$

Оператор кинетической энергии \hat{E} должен иметь вид

$$\hat{E} = \frac{\hat{p}^2}{2m},$$

где \hat{p} — оператор импульса.

Уравнение (2.13) можно записать в виде

$$\frac{1}{2m}(\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2)\psi = E\psi.$$

поэтому операторы \hat{p}_x , \hat{p}_y , \hat{p}_z выбирают в виде (2.12).

Гамильтониан

Общий вид:

$$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}.$$

Свободная частица:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta.$$

Частица в одномерной потенциальной яме $U(x)$:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{d^2}{dx^2}\right) + U(x), \quad 0 \leq x \leq L.$$

Гармонический осциллятор:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{d^2}{dx^2}\right) + \frac{m\omega^2 x^2}{2}.$$

Атом водорода:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta - \frac{e^2}{r}.$$

Атом гелия:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{2e^2}{r_1} - \frac{2e^2}{r_2} + \frac{e^2}{r_{12}}.$$

Остальные операторы могут быть построены, используя операторы координаты и импульса и простое правило, которое выполняется в большинстве случаев: в квантовой механике операторы физических величин выражаются друг через друга так же, как сами физические величины в классической физике.

Оператор кинетической энергии \hat{E} :

$$\hat{E} = \frac{\hat{p}^2}{2m} = \frac{1}{2m}(\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2 + \hat{p}_z^2) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta. \quad (2.14)$$

Оператор Гамильтона (гамильтониан) — оператор полной энергии \hat{H} :

$$\hat{H} = \hat{E} + \hat{U}.$$

Если частица движется в потенциальном поле $U(x, y, z)$, то оператор Гамильтона \hat{H} имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + U(x, y, z). \quad (2.15)$$

Оператор момента количества движения \hat{L} :

$$\begin{aligned} \hat{L}_x &= y\hat{p}_z - z\hat{p}_y = \frac{\hbar}{i} \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right), \\ \hat{L}_y &= z\hat{p}_x - x\hat{p}_z = \frac{\hbar}{i} \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right), \\ \hat{L}_z &= x\hat{p}_y - y\hat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (2.16)$$

Оператор квадрата момента количества движения \hat{L}^2 :

$$\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2. \quad (2.17)$$

При решении конкретных физических задач часто приходится иметь дело с полями с центральной симметрией, в которых потенциальная энергия зависит только от расстояния до силового центра. Примером может служить электрон в кулоновском поле протона — атом водорода. В таких случаях удобнее использовать сферическую систему координат. Для этого следует сделать замену переменных

$$x = r \sin \theta \cos \varphi, \quad y = r \sin \theta \sin \varphi, \quad z = r \cos \theta. \quad (2.18)$$

Переход от декартовых координат x, y, z к переменным r, θ, φ в операторах также происходит по обычным правилам замены переменных. Например, в сферической системе координат оператор момента количества движения будет иметь вид

$$\begin{aligned} \hat{L}_x &= \frac{\hbar}{i} \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \operatorname{ctg} \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{L}_y &= \frac{\hbar}{i} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \operatorname{ctg} \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right), \\ \hat{L}_z &= \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}, \\ \hat{L}^2 &= -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]. \end{aligned} \quad (2.19)$$

С каждым оператором \hat{F} в квантовой механике связывается уравнение

$$\hat{F}\psi_n(x) = F_n\psi_n(x), \quad (2.20)$$

определяющее его собственные значения F_n и полную систему ортонормированных функций ψ_n , подчиняющихся определенным граничным

условиям. Совокупность величин F_n определяет спектр возможных значений физической величины F . Функция $\psi_n(x)$ характеризует состояние системы, в котором величина F имеет значение F_n . Одно из важнейших положений квантовой теории: в квантовых системах выполняется принцип суперпозиции. Если квантовая система может находиться в состояниях, описываемых функциями $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$, то линейная комбинация (суперпозиция) волновых функций $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$

$$\psi = \sum_n c_n \psi_n$$

также является волновой функцией, описывающей одно из возможных состояний системы, c_n — произвольные постоянные. Классическими аналогами суперпозиции состояний являются известные фигуры Лиссажу, получающиеся при сложении гармонических колебаний по двум ортогональным осям, или колебания двух одинаковых слабосвязанных маятников.

Квантовая механика является принципиально статистической теорией. Ее предсказания носят вероятностный характер. Можно с любой точностью предсказать вероятность найти электрон в произвольной части атома водорода, но нельзя предсказать, в какие моменты времени электрон в эту часть атома попадает.

Различие между классической статистической теорией и квантовой механикой состоит в следующем. В классической статистической теории предполагается, что в принципе мы можем проследить за судьбой, например, всех молекул газа и точно рассчитать их траектории. Но, так как молекул много, то для расчета макроскопических величин нам достаточно знать не все точные величины, описывающие каждую молекулу, а небольшое количество усредненных характеристик системы. Например, для описания газа, заключенного в сосуде, вводят такие усредненные характеристики, как давление и температура. Для отдельной молекулы газа совершенно бессмысленно говорить о ее температуре. В противоположность этому в квантовом мире статистические свойства не вторичны, а первичны. Статистический характер процессов в микромире проявляется в том, что и результаты измерений в микромире также имеют статистическую природу.

Для получения среднего значения $\langle A \rangle$ физической величины A в состоянии ψ сначала действуют оператором \hat{A} этой величины на волно-

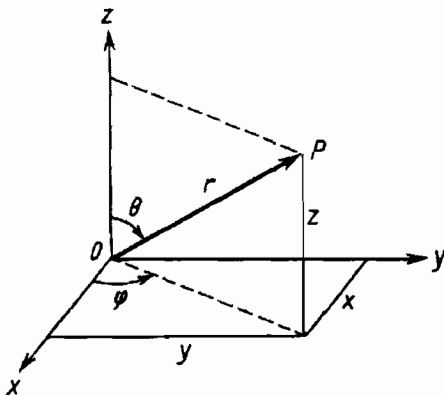


Рис. 2.1. Прямоугольная и сферическая системы координат

вую функцию ψ , затем результат умножают на комплексно сопряженную функцию ψ^* , после чего интегрируют по всем переменным волновой функции

$$\langle A \rangle = \int \psi^* \widehat{A} \psi dV,$$

где $dV = dx \cdot dy \cdot dz$. В частности, средние значения координаты \vec{r} и импульса p_x получаются из соотношений

$$\langle \vec{r} \rangle = \int \psi^* \vec{r} \psi dV, \quad \langle p_x \rangle = \int \psi^* (-i\hbar) \frac{\partial \psi}{\partial x} dV.$$

Средние значения $\langle \vec{r} \rangle$ и $\langle p_x \rangle$ имеют следующий смысл. Если многократно измерять координату \vec{r} в одном и том же состоянии ψ , то среднее от этих измерений будет стремиться к $\langle \vec{r} \rangle$. Аналогично, многократное измерение p_x в этом же состоянии будет давать величину, приближающуюся к $\langle p_x \rangle$.

Например, уравнения для собственных функций и собственных значений операторов \widehat{p}_x , \widehat{p}_y , \widehat{p}_z имеют вид

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi_{p_x}}{\partial x} = p_x \psi_{p_x}, \quad \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi_{p_y}}{\partial y} = p_y \psi_{p_y}, \quad \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi_{p_z}}{\partial z} = p_z \psi_{p_z}. \quad (2.21)$$

Решением первого уравнения (2.21) будет волновая функция ψ_{p_x}

$$\psi_{p_x} = a(y, z) e^{\frac{ip_x x}{\hbar}}, \quad (2.22)$$

где $a(y, z)$ произвольная функция (y, z) . Аналогичные решения имеют и два других уравнения (2.21).

Из соотношения (2.22) видно, что оператор импульса имеет сплошной спектр собственных значений. Волновая функция

$$\psi_p = A e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p} \vec{r}}$$

является собственной функцией операторов \widehat{p}_x , \widehat{p}_y , \widehat{p}_z и описывает состояние с заданным импульсом \vec{p} .

Постоянная A находится из условия нормировки волновой функции:

$$A = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}}.$$

Окончательно для волновой функции ψ_p получим

$$\psi_p = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{p} \vec{r}}.$$

Одним из важных вопросов в квантовой физике является вопрос о том, какие физические величины могут одновременно иметь определенные значения. Для того чтобы две величины F и R могли бы иметь определенные значения в некотором состоянии, описываемом волновой

функцией ψ_n , эта волновая функция, очевидно, должна быть собственной функцией операторов \widehat{F} и \widehat{R} , т. е. должны одновременно удовлетворяться два уравнения

$$\widehat{F}\psi_n(x) = F_n\psi_n(x), \quad \widehat{R}\psi_n(x) = R_n\psi_n(x). \quad (2.23)$$

Это имеет место только в том случае, когда операторы \widehat{F} и \widehat{R} коммутируют, т. е. выполняется соотношение

$$(\widehat{R}\widehat{F} - \widehat{F}\widehat{R}) = 0. \quad (2.24)$$

Таким образом, если квантово-механические операторы, соответствующие двум квантово-механическим величинам, коммутируют, то эти величины могут быть измерены одновременно. Если же операторы не коммутируют, то эти величины одновременно не могут иметь определенных значений. Операторы координат и проекции импульса на различные оси коммутируют между собой. Например,

$$\widehat{x}\widehat{p}_y - \widehat{p}_y\widehat{x} = 0,$$

т. е. величины x и p_y одновременно измеримы.

В то же время операторы \widehat{x} и \widehat{p}_x не коммутируют:

$$\widehat{x}\widehat{p}_x - \widehat{p}_x\widehat{x} = \frac{\hbar}{i}.$$

Поэтому соответствующие им величины x и p_x не имеют одновременно определенных значений.

Пример. Вычислить коммутатор $\widehat{L}_z\widehat{L}_y - \widehat{L}_y\widehat{L}_z$.

Решение. Воспользовавшись соотношениями (2.16), получим

$$\begin{aligned} \widehat{L}_x\widehat{L}_y &= -\hbar^2 \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right) = \\ &= -\hbar^2 \left(y \frac{\partial}{\partial x} + yz \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} - xy \frac{\partial^2}{\partial z^2} - z^2 \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} + xz \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \right). \\ \widehat{L}_y\widehat{L}_x &= -\hbar^2 \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right) \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right) = \\ &= -\hbar^2 \left(zy \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} - z^2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} - xy \frac{\partial^2}{\partial z^2} + x \frac{\partial}{\partial y} + xz \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} \right). \end{aligned}$$

Вычитая из верхнего равенства нижнее, получим

$$\widehat{L}_x\widehat{L}_y - \widehat{L}_y\widehat{L}_x = \hbar^2 \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) = i\hbar\widehat{L}_z.$$

Аналогичные соотношения получим и для следующих коммутаторов. Окончательно для всех вариантов

$$\begin{aligned} \widehat{L}_x\widehat{L}_y - \widehat{L}_y\widehat{L}_x &= i\hbar\widehat{L}_z, \\ \widehat{L}_y\widehat{L}_z - \widehat{L}_z\widehat{L}_y &= i\hbar\widehat{L}_x, \\ \widehat{L}_z\widehat{L}_x - \widehat{L}_x\widehat{L}_z &= i\hbar\widehat{L}_y. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Из соотношений (2.25) следует, что проекции момента количества движения одновременно не могут иметь определенные значения. Исключением является состояние, когда момент количества движения $L = 0$, при этом $L_x = L_y = L_z = 0$. В то же время операторы проекции момента количества движения \widehat{L}_x , \widehat{L}_y и \widehat{L}_z коммутируют с оператором квадрата момента количества движения \widehat{L}^2 :

$$\widehat{L}_x \widehat{L}^2 - \widehat{L}^2 \widehat{L}_x = 0, \quad \widehat{L}_y \widehat{L}^2 - \widehat{L}^2 \widehat{L}_y = 0, \quad \widehat{L}_z \widehat{L}^2 - \widehat{L}^2 \widehat{L}_z = 0,$$

т. е. квадрат полного момента количества движения и одна из его проекций на произвольную ось могут одновременно иметь определенные значения.

§ 4. Уравнение Шрёдингера

В классической механике изменение состояния частицы во времени описывается уравнениями Гамильтона

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial H}{\partial \vec{p}}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial \vec{r}}, \quad (2.26)$$

где H — функция Гамильтона

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(\vec{r}), \quad (2.27)$$

$U(\vec{r})$ — потенциал поля, в котором движется частица (его считаем не зависящим от времени).

Для функции Гамильтона (2.27) уравнения (2.26) имеют вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\vec{p}}{m}, \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}(\vec{r}), \quad (2.28)$$

где $\vec{F}(\vec{r}) = -\partial U / \partial \vec{r}$.

С помощью уравнений (2.28) по заданным значениям величин $\vec{r}(0)$ и $\vec{p}(0)$ в начальный момент времени можно определить значения этих величин $\vec{r}(t)$ и $\vec{p}(t)$ в любой произвольный момент времени t .

В квантовой физике изменение состояния частицы описывается уравнением Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \widehat{H} \Psi, \quad (2.29)$$

где \widehat{H} — оператор Гамильтона — аналог классической функции Гамильтона, в которой \vec{p} и \vec{r} заменены операторами импульса \widehat{p}_x , \widehat{p}_y , \widehat{p}_z и координаты \widehat{x} , \widehat{y} , \widehat{z} :

$$p_x \rightarrow \widehat{p}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad p_y \rightarrow \widehat{p}_y = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y}, \quad p_z \rightarrow \widehat{p}_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z},$$

$$x \rightarrow \widehat{x} = x, \quad y \rightarrow \widehat{y} = y, \quad z \rightarrow \widehat{z} = z, \quad (2.30)$$

$$\widehat{H} = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + U(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(x, y, z).$$

Уравнение Шрёдингера

Зависящее от времени уравнение Шрёдингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi,$$

где \hat{H} — гамильтониан системы.

Разделение переменных. Запишем $\Psi = \psi\theta$, где ψ является функцией координат, а θ функция времени. Если \hat{H} не зависит от времени, тогда уравнение $\hat{H}\Psi = i\hbar\dot{\Psi}$ принимает вид $\theta\hat{H}\psi = i\hbar\psi\dot{\theta}$ или

$$\frac{1}{\psi} \hat{H}\psi = \frac{i\hbar}{\theta} \dot{\theta}.$$

Левая часть является функцией только координат, а правая не зависит от переменной x . Поэтому обе части последнего уравнения должны быть равны одной и той же постоянной, которую обозначим E

$$\frac{1}{\psi} \hat{H}\psi = \frac{i\hbar}{\theta} \dot{\theta} = E.$$

Следовательно,

$$\theta = e^{-\frac{iEt}{\hbar}}, \quad \hat{H}\psi = E\psi \quad \text{и} \quad \Psi = \psi e^{-\frac{iEt}{\hbar}}.$$

Стационарное уравнение Шрёдингера:

Для одномерной системы с массой m в поле с потенциалом $U(x)$:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right) \left(\frac{d^2\psi}{dx^2}\right) + U(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

или

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right) [E - U(x)]\psi(x) = 0.$$

Для трехмерной системы с массой m в поле с потенциалом $U(\vec{r})$:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m}\right) \Delta\psi(\vec{r}) + U(\vec{r})\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}),$$

где Δ — лапласиан.

Так как уравнение Шрёдингера является линейным уравнением первого порядка по времени, то с его помощью по заданному значению волновой функции $\Psi(x, y, z, 0)$ в момент времени $t = 0$ можно найти ее значение в произвольный момент времени t — $\Psi(x, y, z, t)$. Из соотношения (2.29) легко получить уравнение движения свободной частицы (2.9), положив $U(x, y, z) = 0$.

В стационарном состоянии

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y, z)e^{-\frac{i}{\hbar}Et} \quad (2.31)$$

и, поскольку вероятность найти частицу в момент t в точке x, y, z пропорциональна $|\Psi(x, y, z, t)|^2$, то в данном случае она $\sim |\psi(x, y, z)|^2$, т. е. не зависит от времени. Аналогично, вероятность обнаружить то или иное значение физической величины, характеризующей систему, также не меняется со временем, поскольку выражается через квадраты модулей волновых функций.

Уравнение Шрёдингера для стационарного состояния, когда потенциальная энергия частицы явным образом не зависит от времени, можно записать в следующем виде

$$\hat{H}\psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z). \quad (2.32)$$

Это уравнение называют стационарным уравнением Шрёдингера.

Одна из специфических особенностей квантовых систем состоит в том, что энергетические спектры частиц, находящихся в ограниченном объеме пространства, дискретны. В качестве примера стационарного уравнения Шрёдингера рассмотрим частицу в потенциальной яме бесконечной глубины.

§ 5. Частица в прямоугольной яме с бесконечными стенками

Потенциальная энергия $U(x)$ должна удовлетворять следующим условиям:

$$U(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < x < L, \\ \infty & \text{при } x \leq 0, x \geq L. \end{cases} \quad (2.33)$$

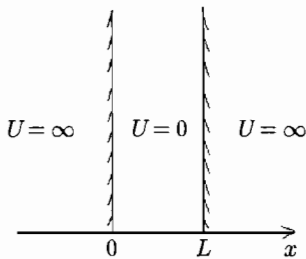


Рис. 2.2. Частица в прямоугольной яме с бесконечными стенками

Частица всегда находится в области $0 \leq x \leq L$. Вне этой области $\psi = 0$. Запишем уравнение Шрёдингера для частицы, находящейся в области $0 \leq x \leq L$:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{2mE}{\hbar^2}\psi. \quad (2.34)$$

Волновая функция, являющаяся решением уравнения (2.34), имеет вид

$$\psi = A \sin kx + B \cos kx, \quad (2.35)$$

где $k = (2mE/\hbar^2)^{1/2}$. Из граничных условий $\psi(0) = 0$, $\psi(L) = 0$ и условий непрерывности волновой функции имеем

$$A \sin kL = 0. \quad (2.36)$$

Из (2.36) следует

$$kL = n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.37)$$

т. е. внутри ямы устанавливаются стоячие волны, а энергия состояния частиц имеет дискретный спектр значений E_n

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.38)$$

Частица может иметь только те значения энергии, которые определяются соотношением (2.38). Об этой ситуации говорят, что энергия квантуется на дискретные уровни. Частица может находиться в каком-то одном из множества дискретных состояний, доступных для нее. Чтобы частица перешла на другой энергетический уровень, она должна приобрести или потерять некоторое количество энергии, равное разности энергий уровней, между которыми происходит переход.

Энергии состояний растут квадратично в зависимости от квантового числа n . Каждому значению энергии соответствует волновая функция $\psi_n(x)$, которая с учетом условия нормировки

$$\int_0^L |\psi_n(x)|^2 dx = \int_0^L \left| A \sin \frac{\pi nx}{L} \right|^2 dx = 1$$

имеет вид

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi nx}{L}. \quad (2.39)$$

В отличие от классической частицы, квантовая частица в прямоугольной яме не может иметь энергию

$$E < \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}.$$

Таким образом, состояние бесспиновой частицы ψ_n в одномерном поле бесконечной потенциальной ямы полностью описывается с помощью одного квантового числа n . Спектр энергий в этом случае дискретный.

Положение уровней зависит от вида потенциальной ямы. В потенциальной яме гармонического осциллятора потенциальная энергия имеет вид

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}. \quad (2.40)$$

В этом случае одномерное уравнение Шрёдингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{m\omega^2 x^2}{2} \psi = E\psi.$$

Допустимые значения полной энергии определяются формулой

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.41)$$

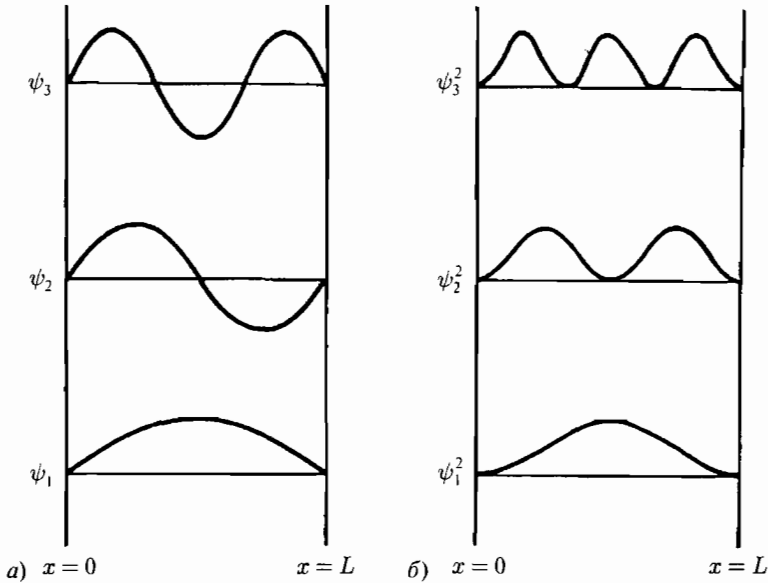


Рис. 2.3. Волновая функция частицы в бесконечной прямоугольной яме (а), квадрат модуля волновой функции (б) определяет вероятность нахождения частицы в различных точках потенциальной ямы

В отличие от бесконечной прямоугольной ямы, спектр уровней гармонического осциллятора эквидистантен.

В отличие от классической частицы квантовая частица не может находиться на дне потенциальной ямы. С увеличением массы частицы или размеров области ее локализации квантовое описание частицы переходит в классическое.

Частица в одномерной потенциальной яме

Одномерная прямоугольная яма шириной L :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad \psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin \frac{\pi nx}{L}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Одномерный гармонический осциллятор:

$$U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}, \quad E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Пример. Вычислите допустимые уровни энергии электрона, находящегося в прямоугольной потенциальной яме шириной 10^{-8} см, протона, находящегося в потенциальной яме 5 Фм, и шарика массой 1 г, находящегося в потенциальной яме 1 см.

Решение.

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Электрон ($mc^2 = 0,511$ МэВ, $L = 10^{-8}$ см):

$$E_n = \frac{(197)^2 \text{ МэВ}^2 \cdot \Phi_M^2 \cdot (3,14)^2}{2 \cdot 0,511 \text{ МэВ} \cdot (10^5)^2 \Phi_M^2} n^2 = 32,9 n^2 \text{ эВ.}$$

Протон ($mc^2 = 938,3$ МэВ, $L = 5$ Фм):

$$E_n = \frac{(197)^2 \text{ МэВ}^2 \cdot \Phi_M^2 \cdot (3,14)^2}{2 \cdot 938,3 \text{ МэВ} \cdot (5)^2 \Phi_M^2} n^2 = 8,5 n^2 \text{ МэВ.}$$

Шарик ($m = 1$ г, $L = 1$ см):

$$E_n = \frac{(197)^2 \text{ МэВ}^2 \cdot \Phi_M^2 \cdot (3,14)^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/МэВ}}{2 \cdot 1 \text{ г} \cdot (3 \cdot 10^{10} \text{ см/с})^2 \cdot (10^{13})^2 \Phi_M^2} n^2 = 3,4 \cdot 10^{-42} n^2 \text{ эВ.}$$

§ 6. Частица в поле с центральной симметрией

В сферических координатах стационарное уравнение Шрёдингера для частицы в центральном потенциале $U(r)$ имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + U(r) \psi = E \psi. \quad (2.42)$$

Как известно из курса математической физики, решение уравнения (2.42) следует искать в виде произведения радиальной и угловой функций

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (2.43)$$

где радиальная функция $R_{nl}(r)$ и угловая функция $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ удовлетворяют уравнениям

$$\widehat{L}^2 Y_{lm}(\theta, \varphi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (2.44a)$$

или

$$-\hbar^2 \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] Y_{lm}(\theta, \varphi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (2.44b)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dr^2} [r R_{nl}(r)] + \left[U(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M r^2} \right] [r R_{nl}(r)] = E [r R_{nl}(r)]. \quad (2.45)$$

Уравнение (2.44) определяет возможные собственные значения и собственные функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ оператора квадрата момента \widehat{L}^2 . Уравнение (2.45) определяет собственные значения энергии E и радиальные собственные функции $R_{nl}(r)$, от которых только и зависит энергия системы.

Решения (2.43) уравнения (2.42) существуют лишь при определенных значениях квантовых чисел n (радиальное квантовое число), l (орбитальное квантовое число) и m (магнитное квантовое число). Возможные

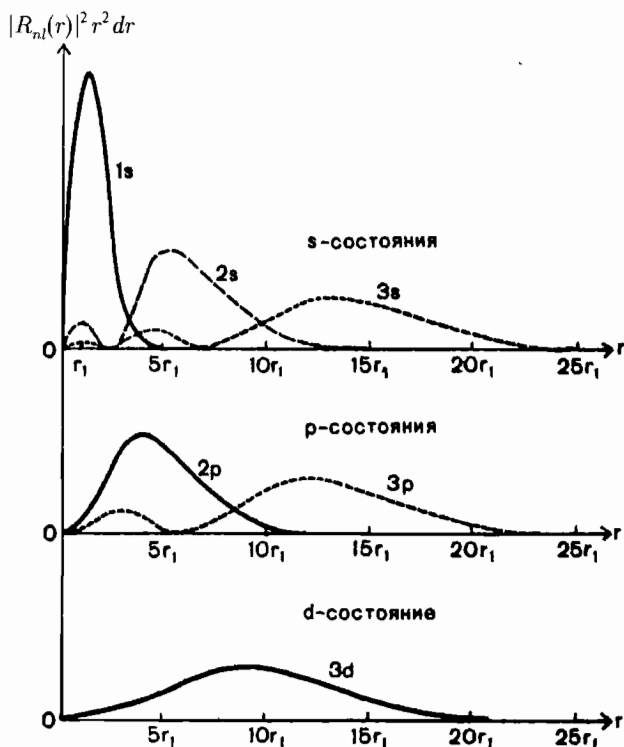


Рис. 2.4. Радиальное распределение вероятности $|R_{nl}(r)|^2 r^2 dr$ нахождения электрона в кулоновском поле протона (атом водорода) в s , p и d состояниях. Расстояния даны в борзовских радиусах $r_1 = \hbar^2 / (m_e e^2) \approx 0,529 \cdot 10^{-8}$ см

энергетические состояния системы (уровни энергии) определяются числами n и l . Число n может быть только целым, сколь угодно большим: $n = 1, 2, \dots, \infty$. Число l может принимать значения $l = 0, 1, 2, \dots, \infty$.

Схема уровней (последовательность и абсолютные значения энергий) и радиальные функции $R_{nl}(r)$ определяются видом потенциала $U(r)$, в котором находится частица. Энергия частицы в центрально симметричном поле не зависит от квантового числа m . Вид угловой функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$, называемой сферической функцией, не зависит от вида $U(r)$, т. е. одинаков для всех сферически симметричных потенциалов.

Вероятность dw нахождения частицы в объеме dV в определенном месте пространства в данном случае определяется выражением

$$\begin{aligned} dw &= |\psi(x, y, z)|^2 dV = |R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 r^2 dr d\Omega = \\ &= |R_{nl}(r)|^2 r^2 dr |Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega, \end{aligned}$$

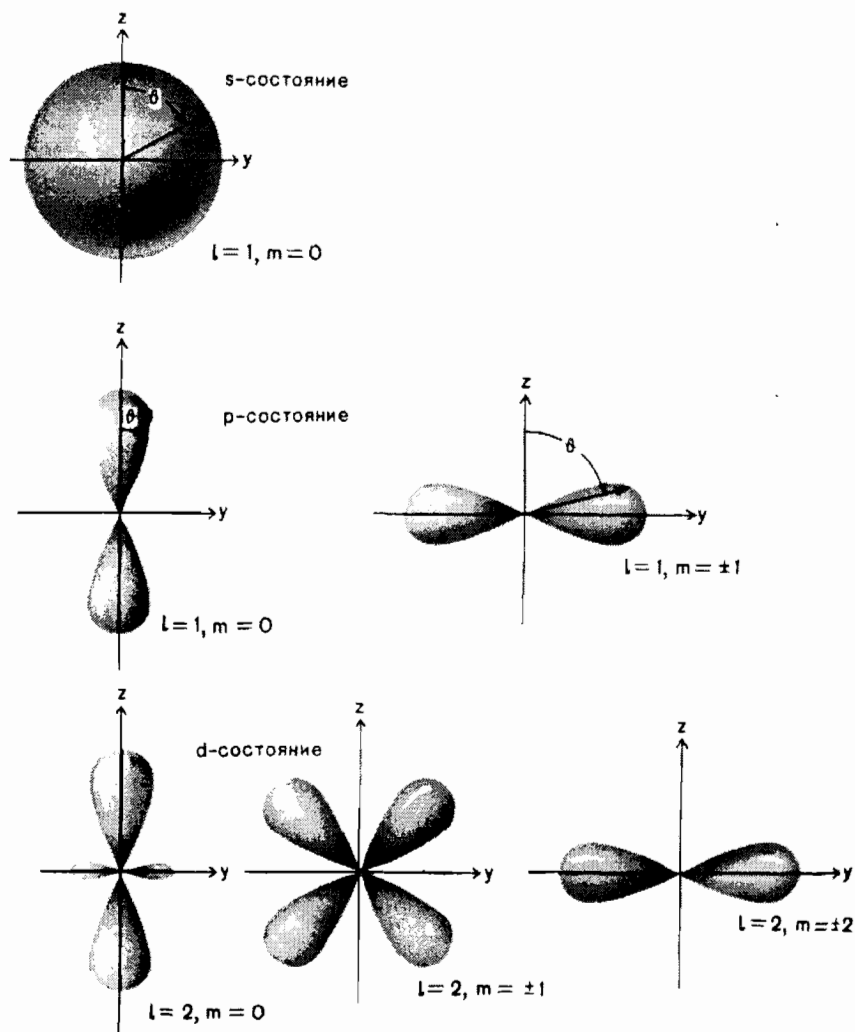


Рис. 2.5. Распределение угловой вероятности $|Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$ нахождения частицы в s , p и d состояниях в сферически симметричном потенциале

т. е. распадается на радиальную вероятность $|R_{nl}(r)|^2 r^2 dr$ и угловую — $|Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$. Примеры распределений этих вероятностей даны на рис. 2.4–2.6.

Вернемся к анализу решений уравнения (2.42). Оно имеет форму стационарного уравнения Шрёдингера $\hat{H}\psi = E\psi$, т. е. содержит явный вид оператора Гамильтона \hat{H} для сферически симметричной задачи. Можно

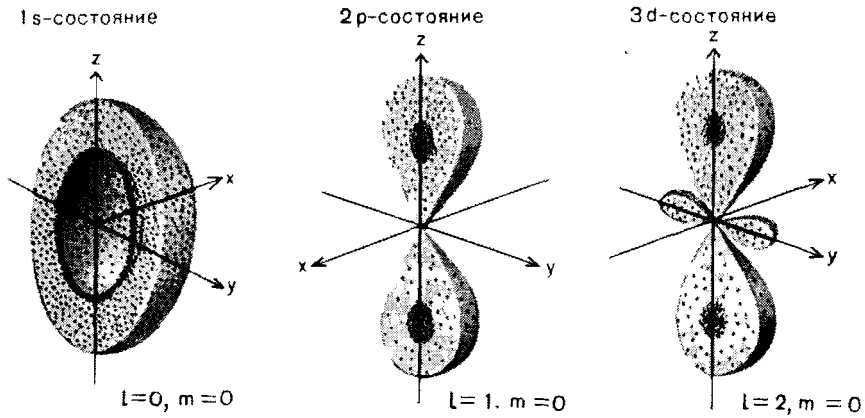


Рис. 2.6. Распределение полной вероятности $|R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 r^2 dr d\Omega$ нахождения электрона в атоме водорода, определяемое угловой и радиальной плотностью вероятности

убедиться, что оператор квадрата орбитального момента количества движения

$$\widehat{L}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]$$

и оператор проекции этого момента на произвольно направленную ось $\widehat{L}_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ (см. (2.19)) коммутируют с \widehat{H} . Это означает, что сферически симметричная система характеризуется определенным значением квадрата углового момента и его проекции на ось z

§ 7. Орбитальный момент количества движения

Собственные значения L^2 и L_z являются решением операторных уравнений

$$\widehat{L}^2 Y_{lm}(\theta, \varphi) = L^2 Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad \text{и} \quad \widehat{L}_z Y_{lm}(\theta, \varphi) = L_z Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

Они имеют следующие дискретные значения:

$$L^2 = \hbar^2 l(l+1), \quad \text{где } l = 0, 1, 2, 3, \dots,$$

$$L_z = \hbar m, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l.$$

Сферические функции (их называют также сферическими гармониками) $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ являются собственными функциями операторов \widehat{L}^2 и \widehat{L}_z , т. е. описывают состояния с определенными l и m , а значит и определенными значениями орбитального момента и его проекции на ось z . Для

Таблица 2.2

Спектроскопические названия орбитальных моментов l

$l = 0$	s -состояние
$l = 1$	p -состояние
$l = 2$	d -состояние
$l = 3$	f -состояние
$l = 4$	g -состояние
$l = 5$	h -состояние
и т. д.	

$Y_{lm}(\theta, \varphi)$ имеет место следующая формула

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} e^{im\varphi} P_l^m(\cos\theta), \quad (2.46)$$

где $P_l^m(\cos\theta)$ — функция Лежандра.

Для характеристики состояний с различными значениями орбитального момента l обычно используют обозначения в соответствии с табл. 2.2.

Состоянию с $l = 0$ отвечает сферически симметричная волновая функция. В тех случаях, когда $l \neq 0$, волновая функция не имеет сферической симметрии. Симметрия волновой функции определяется симметрией сферических функций. Мы сталкиваемся с интересным квантовым явлением, когда решение сферически симметричной задачи (потенциал описывает систему сферически симметричную) приводит к состояниям, не обладающим сферической симметрией. Таким образом, симметрия уравнений не обязательно должна отражаться в симметрии каждого отдельно взятого решения этих уравнений, а лишь во всей совокупности этих решений.

Для частицы, находящейся в сферически симметричном потенциале, величина орбитального момента количества движения L дается соотношением

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Обычно, для упрощения, когда говорят о величине орбитального момента количества движения, называют этой величиной число l , имея в виду, что между l и L имеется однозначная связь $L = \hbar \sqrt{l(l+1)}$.

Так как величина l может принимать только целочисленные значения 0, 1, 2, 3, ..., то и орбитальный момент количества движения квантуется. Например, для частицы с $l = 2$ момент количества движения

$$L = \hbar \sqrt{2(2+1)} = 6,58 \cdot 10^{-22} \sqrt{6} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \approx 2,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Для сравнения укажем, что орбитальный момент количества движения Земли вокруг Солнца больше примерно в 10^{74} раз.

Орбитальный момент количества движения является векторной величиной. Так как величина орбитального момента количества движения квантуется, то и направление \vec{L} по отношению к выделенному направлению z , например к внешнему магнитному полю, также квантуется (это называют пространственным квантованием) и проекция на это направление принимает дискретные значения $L_z = \hbar m$, где m изменяется от $+l$ до $-l$, т. е. имеет $2l + 1$ значений. Например, при $l = 2$ величина m принимает значения $+2, +1, 0, -1, -2$ (см. рис. 2.7). Вместе с тем энергия системы не зависит от m , т. е. от направления вектора \vec{L} , что является очевидным следствием сферической симметрии системы.

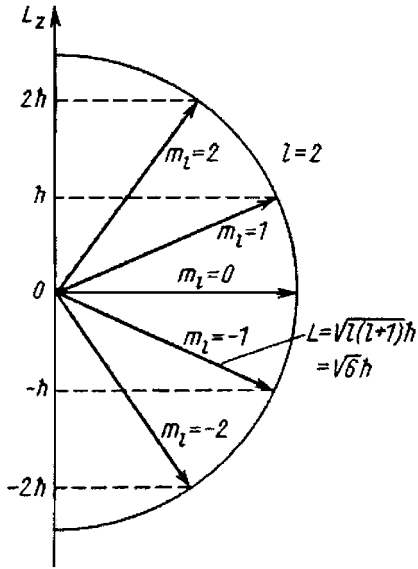


Рис. 2.7. Возможные ориентации вектора \vec{L} при квантовом числе $l = 2$

Итак, мы видим, что состоящие частицы, находящейся в сферически симметричном поле, полностью описывается тремя квантовыми числами: n , l и m (предполагается, что частица не имеет внутреннего углового момента, называемого спином). Очевидно, что система, описываемая функцией $e^{im\varphi}$, примет прежнее значение только тогда, когда азимутальный угол φ в результате поворота вокруг оси z примет прежнее значение φ . Этому условию функция $e^{im\varphi}$ удовлетворяет только в случае, когда величина $m\varphi$ кратна 2π . Т. е. величина m должна иметь целые значения. Так как необходимо учитывать вращение в двух противоположных направлениях и отсутствие вращения, единственными возможными значениями оказываются $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Появление квантовых чисел связано со свойствами симметрии системы. Характер этой симметрии диктует возможные значения квантовых чисел. Характер этой симметрии диктует возможные значения квантовых чисел. Очевидно, что система, описываемая функцией $e^{im\varphi}$, примет прежнее значение только тогда, когда азимутальный угол φ в результате поворота вокруг оси z примет прежнее значение φ . Этому условию функция $e^{im\varphi}$ удовлетворяет только в случае, когда величина $m\varphi$ кратна 2π . Т. е. величина m должна иметь целые значения. Так как необходимо учитывать вращение в двух противоположных направлениях и отсутствие вращения, единственными возможными значениями оказываются $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Возможные значения орбитального квантового числа l связаны со свойствами полинома Лежандра. Решение уравнения (2.44) существует только в том случае, когда l целое число, включая 0. При этом оно должно быть больше абсолютного значения m или равно ему. Радиальное квантовое число n описывает поведение радиальной волновой функции $R_{nl}(r)$, определяющей энергию частицы в заданном потенциале. Характер радиальной функции в первую очередь зависит от числа ее узлов, т. е. числа прохождения через ноль в интервале r от нуля

Сферические функции и функции Лежандра

Сферические функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ удовлетворяют уравнению

$$\widehat{L}^2 Y_{lm}(\theta, \varphi) = \hbar^2 l(l+1) Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad l = 0, 1, 2, \dots; \quad m = l, l-1, \dots, -l;$$

$$\widehat{L}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right].$$

Разделение переменных:

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \Theta_{lm}(\theta) \Phi_m(\varphi), \quad \Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi},$$

$$\Theta_{lm}(\theta) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{2} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} P_l^m(\cos \theta).$$

Присоединенные функции Лежандра $P_l^m(\cos \theta)$:

$$P_l^m(\cos \theta) = \frac{1}{2^l l!} \sin^m \theta \frac{d^{l+m}}{d(\cos \theta)^{l+m}} (-\sin^2 \theta)^l.$$

Свойства сферических функций $Y_{lm}(\theta, \varphi)$

Симметрия:

$$Y_{lm}^*(\theta, \varphi) = (-1)^m Y_{l,-m}(\theta, \varphi).$$

Ортогональность:

$$\int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} Y_{lm}^*(\theta, \varphi) Y_{l'm'}(\theta, \varphi) d\varphi = \delta_{ll'} \delta_{mm'}.$$

В качестве примера приведены сферические функции $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ для $l = 0, 1, 2$:

$$Y_{00} = \sqrt{\frac{1}{4\pi}}, \quad Y_{10} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta, \quad Y_{11} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta \cdot e^{i\varphi},$$

$$Y_{20} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right), \quad Y_{21} = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta \cdot e^{i\varphi},$$

$$Y_{22} = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta \cdot e^{2i\varphi}.$$

до бесконечности. $R_{nl}(r)$ в случае связанных (пространственно ограниченных) состояний асимптотически обращается в нуль на бесконечности. Обычно n считают равным числу узлов функции $R_{nl}(r)$, в области $r > 0$, т. е. исключают при их подсчете узел в начале координат, но при этом

учитывают обязательный узел на бесконечности. Число n в формуле (2.37) для прямоугольной ямы имеет тот же смысл.

§ 8. Спин

Спин — собственный момент количества движения частицы. Спин был первоначально введен для того, чтобы объяснить экспериментально наблюдаемый факт — расщепление спектральных линий на две близко расположенные компоненты.

Между значением вектора спина \vec{S} и квантовым числом спина s имеется такое же соответствие, как между значением вектора орбитального момента \vec{L} и орбитальным квантовым числом l , а именно,

$$\vec{S}^2 = \hbar^2 s(s + 1). \quad (2.47)$$

В отличие от орбитального квантового числа l , которое может быть лишь целым числом или нулем, спиновое квантовое число s (в дальнейшем его будем называть просто спином) может быть как целым (включая нуль), так и полуцелым, т. е. $1/2, 3/2, 5/2, \dots$, но при этом для каждой элементарной частицы *он может принимать единственное присущее этому типу частиц значение*. Так, спины π -мезона и K -мезона равны 0. Спины электрона, протона, нейтрино, кварков и их античастиц равны $1/2$. Спин фотона равен 1. Спин частицы невозможно изменить, так же как ее заряд или массу. Это ее неизменная квантовая характеристика.

Как и в случае других квантовых векторов, проекция вектора спина \vec{S} на любое фиксированное направление в пространстве (например, на ось z) может принимать $2s + 1$ значение:

$$s_z \hbar = \pm s \hbar, \pm (s - 1) \hbar, \pm (s - 2) \hbar, \dots, \pm (1/2) \hbar \text{ или } 0. \quad (2.48)$$

Число s_z — это квантовое число проекции спина. Максимальная величина s_z совпадает с s . Если спин какой-либо частицы $s = 2$, то возможные ориентации спинового вектора показаны на рис. 2.7. Так как спин электрона равен $1/2$, то проекция этого спина может принимать лишь два значения $s_z = \pm 1/2$. Если проекция $+1/2$, то говорят, что спин направлен вверх, если проекция $-1/2$, то говорят, что спин направлен вниз.

Величины спинов частиц определяют свойства симметрии полей (волновых функций), описывающих эти частицы. При преобразованиях Лоренца поле, соответствующее частице со спином $s = 0$, преобразуется как скаляр или псевдоскаляр; поле, описывающее частицу со спином $s = 1/2$, — как спинор; поле частицы со спином $s = 1$ — как вектор или псевдовектор.

Если вероятности различных направлений спина одинаковы (спины частиц ориентированы произвольно), то говорят о равной нулю *поляризации* частиц. Если спины направлены в одну сторону, то говорят о единичной (или стопроцентной) поляризации. Если спин направлен перпендикулярно импульсу частицы, то говорят о *поперечной* поляризации.

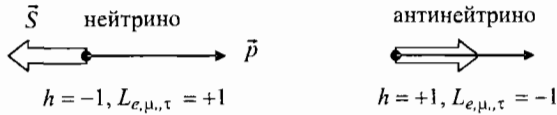


Рис. 2.8. Спиральности нейтрино и антинейтрино

Продольная (круговая) поляризация означает, что спин частицы направлен вдоль ее импульса.

В зависимости от того, как направлен спин относительно импульса частицы при продольной поляризации, различают *правую* и *левую* поляризацию. *Правополяризованной* считается частица, спин которой направлен по импульсу, *левополяризованной* — против импульса. Для характеристики взаимного направления спина и импульса частицы используют понятие *спиральности*. Спиральностью h называют величину

$$h = \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{S}| \cdot |\vec{p}|}. \quad (2.49)$$

Правополяризованная частица имеет положительную спиральность ($h = +1$), левополяризованная — отрицательную ($h = -1$).

Экспериментально показано, что спиральность нейтрино всегда отрицательна ($h_\nu = -1$), а спиральность антинейтрино всегда положительна ($h_{\bar{\nu}} = +1$). Впервые это было установлено в 1958 г. для электронных нейтрино и антинейтрино. Поскольку нейтрино (антинейтрино) участвуют только в слабых процессах, то отмеченный факт является прямым доказательством отсутствия инвариантности слабых взаимодействий к операции пространственной инверсии $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ или, что то же самое, к операции зеркального отражения.

§ 9. Спиральность нейтрино

Спиральность нейтрино была экспериментально измерена в 1958 г. группой М. Гольдхабера. В этом эксперименте задача непосредственного определения спиральности нейтрино была сведена к определению спиральности фотона, участвовавшего наряду с нейтрино в процессе радиоактивного распада ядра $^{152}_{63}\text{Eu}$.

Схема анализируемого в эксперименте Гольдхабера радиоактивного распада показана на рис. 2.9. Было использовано явление захвата возбужденным ядром изотопа $^{152}_{63}\text{Eu}$ одного из атомарных электронов (так называемый, *e*-захват — одна из разновидностей радиоактивного распада ядра, вызванного слабым взаимодействием (β -распада)). В данном случае до *e*-захвата ядро $^{152}_{63}\text{Eu}$ находится в состоянии с энергией возбуждения 45 кэВ, характеризующем нулевым спином $J = 0$.

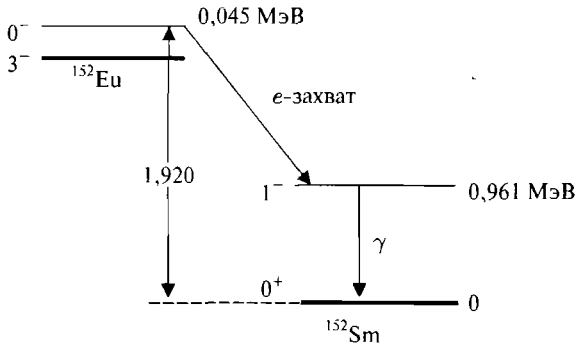
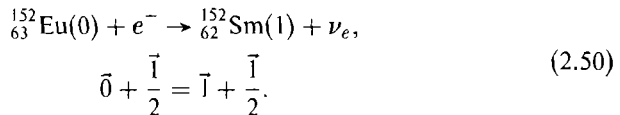


Рис. 2.9. Схема распада ядра ^{152}Eu из изомерного состояния. Энергии ^{152}Eu указаны в мегаэлектронвольтах. Слева от уровня указан его спин J . Верхний знаковый индекс у спина это четность уровня (0 четности см. далее в этой главе)

Период полураспада $t_{1/2}$ ядра $^{152}_{63}\text{Eu}$ равен 9,3 часа. В результате распада образуются ядра $^{152}_{62}\text{Sm}$ в различных возбужденных состояниях, в том числе и в состоянии с $J = 1$ и энергией возбуждения 0,961 МэВ:

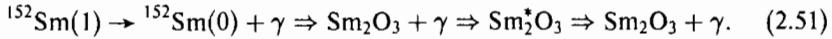


Во второй строчке (2.50) записан закон сохранения момента количества движения для «участников» процесса. Видно, что спины возбужденного ядра ^{152}Sm ($\vec{1}$) и нейтрино ($\vec{\frac{1}{2}}$) должны быть антипараллельны. Поскольку продукты распада разлетаются в противоположные стороны (закон сохранения импульса), то нейтрино и получившее отдачу возбужденное ядро будут иметь одинаковую спиральность.

Возбужденное ядро $^{152}\text{Sm}(1)$ очень быстро (за время $\tau \approx 7 \cdot 10^{-14} \text{ с}$) переходит в основное состояние, испуская γ -квант. Задача состояла в том, чтобы отобрать только те γ -кванты, которые испускаются в направлении движения возбужденного ядра самария, так как они должны иметь такую же спиральность как это ядро, а значит, и нейтрино. Действительно, фотон уносит момент количества движения $J = 1$, оставляя ядро самария в основном состоянии с нулевым спином. Закон сохранения момента количества движения требует, чтобы направление спина ядра самария перед γ -распадом и фотона совпадали. Важно отметить, что в силу чрезвычайной малости временного интервала, за который излучаются фотоны, поляризация (спиральность) возбужденных ядер самария сохраняется, так как не успевает нарушиться окружающими атомами. Ядра самария излучают фотоны «на лету». Таким образом, фотон имеет ту же спиральность, что и возбужденное ядро самария, и, следовательно, ту же спиральность, что и нейтрино. Но как выделить нужные для такого анализа фотоны

из множества других, покидающих ядро самария не в направлении его импульса, а в совершенно других?

Отбор «нужных» фотонов проводился с помощью их резонансного рассеяния (резонансной флуоресценции) на мишени из Sm_2O_3 . В этом процессе в данном случае способны участвовать только нужные для идентификации спиральности нейтрино фотоны, испускаемые возбужденными ядрами самария. С учетом резонансной флуоресценции полная цепочка процессов с участием фотонов выглядит так:



В этой цепочке процессы, отмеченные стрелками \Rightarrow , относятся к стадии резонансной флуоресценции. Фотоны, испускаемые возбужденными ядрами $^{152}\text{Sm}(1)$, резонансно возбуждают ядра мишени из Sm_2O_3 (возбужденное ядро мишени помечено *), которые в свою очередь испускают фотоны, которые нужно регистрировать. Таким образом, регистрируются только те события, для которых выполнено условие резонансной флуоресценции.

Ядерная резонансная флуоресценция возможна, если скомпенсирован эффект отдачи ядер, снижающий энергию испускаемых фотонов до величины, недостаточной для их поглощения теми же ядрами, причем отдача ядра должна быть скомпенсирована дважды — при испускании ядром фотона и затем при его поглощении. Рассмотрим последовательно эти два процесса.

1. Энергия, освобождающаяся при e -захвате и последующей эмиссии фотона $Q_e = 1,920$ МэВ практически поровну делится между нейтрино и фотоном (энергия фотона в пренебрежении отдачей 0,961 МэВ). Таким образом, для этого перехода и в той кинематике, когда нейтрино и фотон последовательно оставляют ядро, вылетая в противоположных направлениях, эффекты отдачи ядра от них оказываются почти полностью скомпенсированными.
2. Теперь посмотрим, как обстоит дело с компенсацией энергии отдачи при возбуждении ядер самария в мишени. Собственная (естественная) ширина уровня с энергией 0,961 МэВ составляет

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar}{7 \cdot 10^{-14} \text{ с}} \approx 10^{-2} \text{ эВ.}$$

Энергию отдачи ядра самария при поглощении фотона с энергией $E \approx 0,96$ МэВ можно оценить с помощью формулы

$$\Delta E = \frac{E^2}{2Mc^2} \approx \frac{(0,96 \text{ МэВ})^2}{2 \cdot 152 \cdot 940 \text{ МэВ}} \approx 3,2 \text{ эВ,} \quad (2.52)$$

где M — масса ядра самария.

Таким образом, энергия отдачи ядра существенно больше собственной ширины уровня. Однако доплеровское уширение γ -линии 0,961 МэВ оказывается достаточно большим, чтобы для значительной части фотонов

выполнялось условие поглощения ядрами мишени. Причина доплеровского уширения γ -линии в том, что атомы (и ядра) β -источника и мишени находятся в тепловом движении. Поэтому фотоны испускаются ядрами, двигающимися с различными тепловыми скоростями и в различных направлениях. Распределение атомов по скоростям является максвелловским. В результате γ -линия существенно уширяется. Ее ширина по формуле доплеровского уширения:

$$\Gamma_{\text{Допл}} = 2E \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2} = 2 \cdot 0,96 \sqrt{\frac{2 \cdot 8,62 \cdot 10^{-11} \cdot 300}{152 \cdot 940} \ln 2} \text{ МэВ} \approx \approx 10^{-6} \text{ МэВ} = 1 \text{ эВ}, \quad (2.53)$$

где E — средняя энергия фотона, k — постоянная Больцмана ($8,62 \cdot 10^{-11}$ МэВ/К), T — абсолютная температура (ее считаем комнатной), M — масса ядра.

Результат (2.53) означает, что высокоэнергичный участок доплеровски уширенной γ -линии обеспечивает возможность резонансного поглощения ядрами мишени значительного числа фотонов, вылетающих из β -источника ^{152}Eu в сторону, противоположную вылету нейтрино, и, следовательно, идентификацию этих фотонов. В этом процессе участвуют только нужные для идентификации спиральности нейтрино фотоны, испускаемые возбужденными ядрами самария, движущиеся в направлении, противоположном испущенным нейтрино.

Перейдем к описанию экспериментальной установки (рис. 2.10). β -источник ^{152}Eu помещался внутри магнита (намагниченное железо), служащего для определения круговой поляризации фотонов. Детектор фотонов (сцинтилляционный счетчик $\text{NaI}(\text{Tl})$) могли достигать лишь те фотоны, которые, во-первых, проходили через магнит и, во-вторых, испытали резонансное рассеяние (флуоресценцию) в кольцевом рассеивателе из Sm_2O_3 , окружавшем детектор. Прямое направление от источника ^{152}Eu на детектор перекрывалось свинцовым фильтром, исключавшим

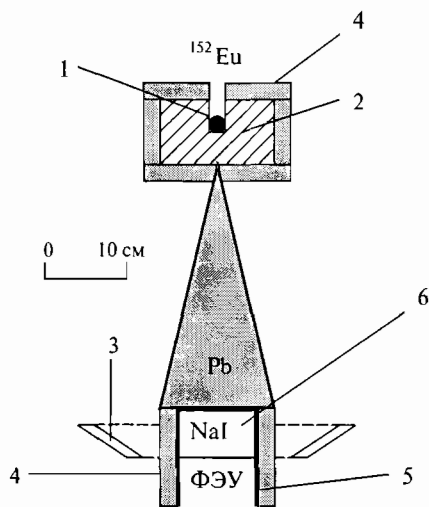


Рис. 2.10. Экспериментальная установка для определения спиральности нейтрино. 1 — источник ^{152}Eu ; 2 — анализирующий круговую поляризацию магнит; 3 — рассеиватель Sm_2O_3 весом 1 850 г; 4 — железная и свинцовая защита счетчика; 5 — магнитная защита фотоумножителя; 6 — $\text{NaI}(\text{Tl})$ — сцинтилляционный счетчик рассеянных фотонов

попадание на детектор фотонов без предварительного их резонансного рассеяния мишенью. Часть фотонов, достигших детектора, испытывала комптоновское рассеяние в материале магнита (Fe). Два из 26 электронов атома железа, находящихся на внешней $4d$ -оболочке, поляризуются при намагничивании. Сечение комптоновского рассеяния больше, если электроны и фотоны имеют противоположную поляризацию. Таким образом, измеряя скорость счета детектора фотонов при разных ориентациях магнитного поля, можно определить знак круговой поляризации фотонов, а значит и спиральность нейтрино.

В данном эксперименте для спиральности нейтрино было получено значение $\hbar = -1,0 \pm 0,3$, означавшее, что спин нейтрино и его импульс направлены в противоположные стороны.

§ 10. Полный момент количества движения

В классической физике полный момент количества движения частицы или системы частиц является непрерывной величиной. Полный момент количества движения \vec{J} является вектором и должен быть задан тремя его проекциями J_x, J_y, J_z . Полный момент количества движения частицы складывается из его орбитального момента $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ и спинового момента \vec{S} :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (2.54)$$

В квантовой теории ситуация аналогичная. Полный момент количества движения также описывается соотношением, аналогичным (2.54), в котором величины \vec{J} , \vec{L} и \vec{S} заменены на операторы полного момента \hat{J} , орбитального момента \hat{L} и спинового момента \hat{S} .

В отношении свойств вектора \vec{J} в квантовой механике можно повторить те же утверждения, которые были сделаны ранее в отношении векторов \vec{L} и \vec{S} . Ближе всего оказывается аналогия \vec{J} с \vec{S} , поскольку квантовое число j полного момента, как и квантовое число спина s , может принимать как целочисленные (включая нуль), так и полуцелочисленные значения. В соответствии с общими правилами для квантовых векторов проекция полного момента \vec{J} на выделенную ось (z) может принимать $2j + 1$ значение:

$$j_z \hbar = \pm j \hbar, \pm (j - 1) \hbar, \pm (j - 2) \hbar, \dots, \pm (1/2) \hbar \text{ или } 0. \quad (2.55)$$

Для того чтобы получить вектор полного момента \vec{J} , необходимо выполнить сложение векторов \vec{L} и \vec{S} (2.54). Такое сложение в квантовой физике отличается от классической физики, потому что квантовые вектора (соответствующие им квантовые числа l , s и j) не могут принимать непрерывный ряд значений, а всегда обязаны быть либо целочисленными (возможен и нуль), либо полуцелочисленными. Следствием этого явля-

ется простое правило сложения квантовых векторов, иногда называемое правилом треугольника. Для случая (2.54) оно имеет вид:

$$|l - s| \leq j \leq |l + s|, \quad (2.56)$$

Левая часть этого неравенства соответствует минимальному значению вектора \vec{J} , когда вектора \vec{L} и \vec{S} направлены в противоположные стороны. Правая часть неравенства отвечает максимальному \vec{J} , когда \vec{L} и \vec{S} сонаправлены. С учетом требований пространственного квантования все возможные j заключены в интервале от $|l - s|$ до $l + s$ и меняются в пределах этого интервала с шагом 1. Что касается проекций на ось z (называемую осью квантования), то между ними существует простое алгебраическое соотношение $j_z = l_z + s_z$. Итак, правило треугольника сводится к двум правилам:

$$j = |l - s|, |l - s| + 1, |l - s| + 2, \dots, |l + s| - 2, |l + s| - 1, |l + s|; \quad (2.57a)$$

$$j_z = l_z + s_z. \quad (2.57b)$$

Из соотношений (2.57) вытекает очевидное следствие: если спин частицы целый (или нуль), то полный момент j также целый (или нуль); если же спин полуцелый, то полный момент обязательно полуцелый.

Подчеркнем, что проекции квантовых векторов имеют определенное значение лишь на одно из направлений в пространстве. Обычно за это направление выбирают ось z , называемую осью квантования. Проекции квантовых векторов на остальные оси декартовой системы координат (x и y) не имеют определенного значения. Более того, они усредняются до нуля.

Пример. Протон имеет орбитальный момент $l = 2$. Определить возможные значения его полного момента j и проекции этого момента на ось квантования.

Решение. Протон имеет спин $s = 1/2$. Из правила треугольника (2.57a) получаем $|l - s| = |2 - 1/2| = 3/2$, $l + s = 2 + 1/2 = 5/2$. Таким образом, $j = 3/2$ или $5/2$. В первом случае $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$. Во втором случае $j_z = \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$.

Уже из этого простого примера видно, что в результате сложения двух квантовых моментов количества движения (в данном случае орбитального и спинового) могут возникать различные величины суммарного момента (j) и его проекции j_z на ось квантования, т. е. суммарный момент однозначно не определен (известен лишь возможный набор значений). Однако аппарат квантовой механики позволяет указать вероятность, с которой эти возможности реализуются.

§ 11. Магнитный момент

Система движущихся зарядов (токов) взаимодействует с магнитным полем. Энергия этого взаимодействия равна $-\vec{\mu}\vec{H}$, где \vec{H} — напряженность магнитного поля, а $\vec{\mu}$ — магнитный дипольный момент системы. Классическое определение магнитного дипольного момента частицы

с массой m и зарядом q в гауссовой системе единиц:

$$\vec{\mu} = \frac{q}{2mc} [\vec{r} \times \vec{p}] = \frac{q}{2mc} \vec{L}. \quad (2.58)$$

В микромире аналогом классического момента $\vec{\mu}$ является магнитный момент орбитального движения

$$\vec{\mu}_L = \frac{q\hbar}{2mc} \frac{\vec{L}}{\hbar}, \quad (2.59)$$

где $q\hbar/(2mc)$ — магнетон.

Если выразить $\vec{\mu}_L$ в магнетонах, а \vec{L} в \hbar , то

$$\vec{\mu}_L [\text{магнетон}] = \vec{L} [\hbar]. \quad (2.60)$$

Обобщая (2.60) на случай магнитного момента, возникающего за счет спина, запишем его в виде

$$\vec{\mu}_S = g_S \frac{q\hbar}{2mc} \frac{\vec{S}}{\hbar} \quad (2.61)$$

или

$$\vec{\mu}_S [\text{магнетон}] = g_S \cdot \vec{S} [\hbar], \quad (2.62)$$

где g_S — безразмерная константа (спиновый гиромагнитный множитель), учитывающая отклонение собственного (спинового, а значит квантового) магнитного момента от классического (орбитального). В значении g_S скрыта информация о структуре частицы. Дираком было показано, что точечная заряженная частица со спином $1/2$, массой m и зарядом q (например, электрон) имеет величину собственного магнитного момента

$$\mu_S = \frac{q\hbar}{2mc}, \quad (2.63)$$

т. е. для нее $g_S = 2$. Отклонение g_S от этой величины для частицы со спином $1/2$ говорит о внутренней структуре (неточности) частицы. Экспериментальное определение g_S и их объяснение — важная задача субатомной физики. Возникновение орбитального и спинового магнетизма частицы иллюстрируется рис. 2.11.

Обобщая, вводят и орбитальные гиромагнитные множители g_L , которые для электрона и протона, очевидно, равны 1:

$$g_L^e = g_L^p = 1.$$

Для нейтральных частиц, для которых $\vec{\mu}_L = 0$ (например, нейтрон)

$$g_L^n = 0.$$

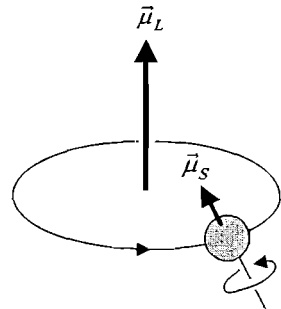


Рис. 2.11. Орбитальный и спиновый магнитный момент частицы

Магнитные моменты нуклонов и ядер выражают в ядерных магнетонах μ_N

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3,15 \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}, \quad (2.64)$$

которые в $m_p/m_e = 1836$ раз меньше магнетона Бора μ_B

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 5,79 \cdot 10^{-15} \text{ МэВ/Гс}. \quad (2.65)$$

Магнитный дипольный момент ядра имеет орбитальную и спиновую составляющие:

$$\vec{\mu}_j = \frac{\mu_N}{\hbar} \sum_{\alpha=1}^A (g_L^\alpha \vec{L}_\alpha + g_S^\alpha \vec{S}_\alpha), \quad (2.66)$$

где сумма по α — это сумма по A нуклонам, входящим в состав ядра.

Гиромагнитные факторы (g -факторы) электрона, позитрона и нуклонов даны в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Гиромагнитные факторы электрона/позитрона (в μ_B) и нуклона (в μ_N)

Частица	g_L	g_S
Электрон	-1	-2
Позитрон	1	2
Протон	1	5,586
Нейтрон	0	-3,826

Отличие g_S^p от 2 и неравенство нулю g_S^n говорит о сложной структуре нуклона, который, как известно, состоит из кварков.

Направление вектора спина ядра \vec{J}_j является единственно выделенным направлением в ядре. Среднее по времени значение магнитного момента ядра $\vec{\mu}_j$ равно его составляющей вдоль вектора \vec{J}_j :

$$\vec{\mu}_j = g_j \vec{J}_j, \quad (2.67)$$

Здесь g_j — гиромагнитный фактор ядра.

§ 12. Атом водорода

Используем полученные нами в этой главе результаты для описания атома водорода. Атом водорода — связанная система, состоящая из положительно заряженного ядра — протона — и отрицательного заряженного электрона. Размеры атома определяются размерами его электронной оболочки. Характерные размеры атомов $\approx 10^{-8}$ см. Наша задача описать состояния атома водорода. Рассмотрим вначале упрощенный вариант —

будем считать, что электрон просто заряженная частица, не имеющая никаких внутренних квантовых чисел, находящаяся в кулоновском поле массивного протона. В этом случае потенциальная энергия электрона в кулоновском поле протона не зависит от направления радиуса-вектора, соединяющего электрон и протон, т. е. задача сферически-симметричная

$$U(r) = -\frac{e^2}{r}. \quad (2.68)$$

Возможные значения стационарных состояний электрона получаются при решении уравнения Шрёдингера с потенциалом (2.68). Связанные состояния электрона определяются соотношением

$$E_N = -2\pi\hbar c \frac{R}{N^2} = -\frac{13,6}{N^2} \text{ эВ}, \quad (2.69)$$

где N — главное квантовое число, определяющее энергии различных состояний электрона в атоме водорода ($N = 1, 2, 3 \dots$), R — постоянная Ридберга ($1,0974 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$).

Волновая функция, описывающая стационарные состояния атома водорода, имеет стандартный вид (2.43), причем радиальная волновая функция $R_{nl}(r)$ является решением уравнения (2.45) с потенциалом (2.68). Состояния атома водорода (как и любой другой сферически симметричной системы) описываются радиальным, орбитальным и магнитным квантовыми числами n , l и m . Важно отметить, что между главным квантовым числом N , используемым в атомной спектроскопии, и квантовыми числами n и l существует следующая связь:

$$N = n + l. \quad (2.70)$$

Квантовые числа n (или N), l и m полностью характеризуют состояние электрона в атоме водорода в рассмотренной нами упрощенной модели. Состояние с $N = 1$ называется основным состоянием атома водорода, так как в этом состоянии система обладает наименьшей энергией, и пребывает большую часть времени. В атоме водорода энергия основного состояния $E_1 = -13,6$ эВ. Состояния с $N = 2, 3, \dots$ называются возбужденными состояниями. Энергия возбуждения $E_{\text{возб}}$ (энергия, которую необходимо сообщить системе, чтобы она перешла из начального состояния N_i в конечное состояние N_f) определяется из соотношения

$$E_{\text{возб}} = 2\pi\hbar c R \left(\frac{1}{N_i^2} - \frac{1}{N_f^2} \right) = 13,6 \left(\frac{1}{N_i^2} - \frac{1}{N_f^2} \right) \text{ эВ}. \quad (2.71)$$

Все состояния от $N = 1$ до $N = \infty$ являются связанными состояниями, так как имеют отрицательные энергии. При приближении N к бесконечности энергии состояний сближаются, и разница в энергиях соседних состояний становится настолько мала, что расщепленные уровни сливаются и дискретный спектр уровней трансформируется в непрерывный (сплошной). Когда энергия электрона становится положительной ($E > 0$),

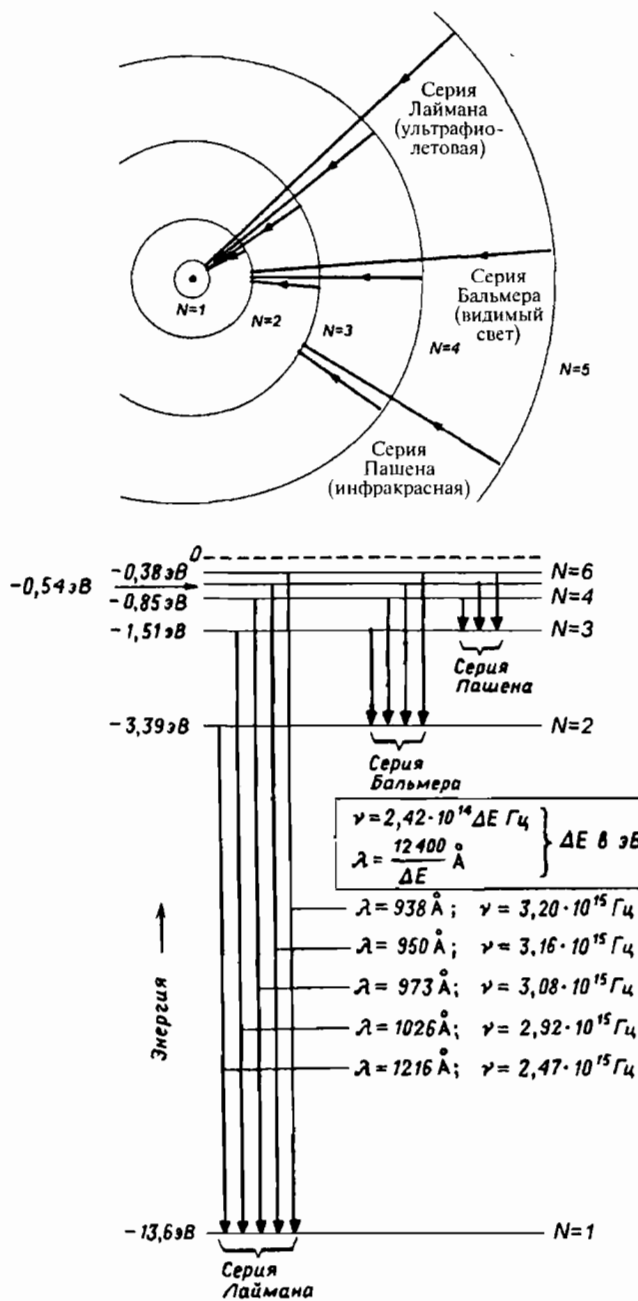


Рис. 2.12. Орбиты модели атома Бора. Схема уровней атома водорода

система превращается в несвязанную и электрон становится свободным. Спектр энергий свободного электрона непрерывный.

Пример. Рассчитать энергию перехода между состояниями $1s$ и $2s$.

Решение. Воспользовавшись соотношением (2.71) и учитывая, что состоянию $1s$ соответствует $N = 1$ и $2s - N = 2$, получим

$$\Delta E = 13,6 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2} \right) \text{эВ} = 10,2 \text{эВ}.$$

Переходы из состояний $N = 2, 3, \dots, \infty$ в состояние $N = 1$ образуют *серии Лаймана*. Переходы из состояния $N = 3, 4, \dots, \infty$ в состояние $N = 2$ — *серии Бальмера*. Переходы между состояниями с отрицательной энергией ($E < 0$) приводят к образованию дискретного спектра переходов, в то время как переходы между состояниями с $E > 0$ и состояниями с $E < 0$ дают непрерывный спектр переходов.

Важной особенностью любой сферически симметричной системы является совпадение энергий состояний. Это явление носит название вырождения. Его характер зависит от конкретного вида потенциала $U(r)$. В любом центральном потенциале энергия не зависит от числа m . Поскольку $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$, то для каждого орбитального момента l имеется $2l + 1$ значений m , и все эти значения отвечают одной и той же энергии. Таким образом, число различных (в данном случае по m) квантовых уровней с совпадающей энергией, т. е. кратность вырождения, также равно $2l + 1$. Это минимально возможная кратность вырождения, присущая центральному полю. Обычно возникает дополнительное вырождение, обусловленное определенными комбинациями n и l . Рассмотрим эту ситуацию для кулоновского потенциала (2.68).

В этом потенциале энергия определяется только главным квантовым числом $N = n + l$. Каждому уровню с главным квантовым числом N соответствует N состояний, различающихся квантовыми числами $l = 0, 1, 2, \dots, N - 1$. Такое вырождение характерно только для кулоновского поля. Кроме того, каждое из этих вырожденных по l состояний $(2l + 1)$ -кратно вырождено по числу m . Таким образом, полная кратность вырождения стационарного состояния с главным квантовым числом N дается выражением

$$\sum_{l=0}^{N-1} (2l + 1) = N^2.$$

Нужно отметить, что в реальных физических системах высокая кратность вырождения почти никогда не встречается, поскольку такие системы подвержены влиянию дополнительных воздействий, либо слегка изменяющих вид центрального потенциала, либо искажающих саму центральную симметрию. При этом вырожденные уровни за счет этого дополнительного взаимодействия расщепляются по энергии (говорят о снятии вырождения). Так, например, в атоме гелия вырождение снимается уже при учете взаимодействия между двумя электронами.

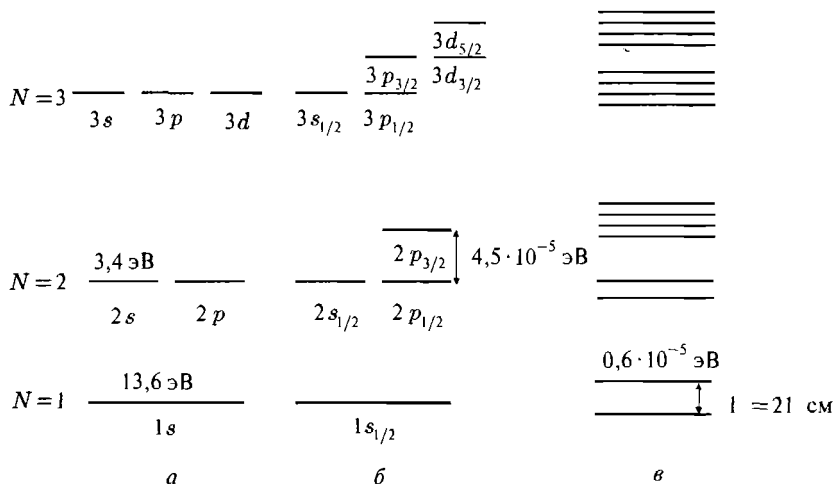


Рис. 2.13. Схема уровней атома водорода: *a* — без учета спина электрона и спина ядра, *б* — тонкое расщепление уровней, учитывающее спин электрона, *в* — сверхтонкое расщепление уровней, учитывающее взаимодействие магнитного момента электрона с магнитным моментом ядра. Положения уровней и величины их расщеплений даны не в масштабе

Уровни энергии электрона в атоме обозначают указанием квантовых чисел N и l . При этом вместо числа l пишется латинская буква в соответствии с табл. 2.2. Так при $N = 1$ имеется одно состояние $1s$; при $N = 2$ имеется два состояния $2s$ и $2p$; при $N = 3$ есть состояния $3s$, $3p$, $3d$ и т. д. Состояния атома водорода на рис. 2.13 *a* помечены именно таким образом.

При описании состояний атомного ядра и частиц принято несколько иное спектроскопическое обозначение уровней. А именно, вместо главного квантового числа N указывают обычно радиальное квантовое число n .

До сих пор мы считали, что спин электрона равен нулю. Учтем теперь, что электрон имеет спин $s = 1/2$. Полный момент количества движения \vec{J} электрона будет определяться векторной суммой орбитального \vec{L} и спинного \vec{S} моментов $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Так как спин электрона $s = 1/2$, его полный момент количества движения J может быть только полуцелым.

Пример. Определить величину J полного момента количества движения электрона в состоянии $2p$ ($N = 2$, $l = 1$).

Решение. $2p$ -электрон имеет:

- Орбитальный момент $l = 1$. Величина орбитального момента

$$L = \sqrt{l(l+1)} \hbar = \sqrt{2} \hbar.$$

- Спиновый момент $s = 1/2$. Величина спинового момента

$$S = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar.$$

- Полный момент $j = l + s = 1 + 1/2 = 3/2$ или $j = l - s = 1 - 1/2 = 1/2$.
- Величина полного момента:

$$J = \hbar \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{3}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{15}}{2} \hbar \quad \text{или} \quad J = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar.$$

Таким образом, при заданном значении орбитального момента l в атоме водорода возможно два состояния, различающихся значениями полного момента $j = l + s = l + 1/2 = 3/2$ и $j = l - s = l - 1/2 = 1/2$. Эти два значения различаются взаимными ориентациями орбитального и спинового векторов. Энергии электрона в состояниях $l + 1/2$ и $l - 1/2$ в кулоновском поле протона несколько отличаются, и вырождение по энергии состояний снимается. Это дополнительное взаимодействие носит название спин-орбитального. С учетом снятия вырождения спектр низлежащих состояний атома водорода обогащается (говорят о тонком расщеплении уровней энергий). Вместо двух низших уровней водорода без учета спин-орбитального расщепления (основного $1s$ и первого возбужденного $2s2p$ (рис. 2.13 а)) с учетом этого расщепления их становится четыре (рис. 2.13 б). Квантовые характеристики этих уровней даны в табл. 2.4.

Таблица 2.4

Квантовые характеристики электрона
в самых нижних состояниях атома водорода

N	l	s	$j = l \pm s$	обозначение уровней
1	0	1/2	1/2	$1s_{1/2}$
2	0	1/2	1/2	$2s_{1/2}$
	1	1/2	1/2, 3/2	$2p_{1/2}, 2p_{3/2}$
3	0	1/2	1/2	$3s_{1/2}$
	1	1/2	1/2, 3/2	$3p_{1/2}, 3p_{3/2}$
	2	1/2	3/2, 5/2	$3d_{1/2}, 3d_{3/2}$

Из точного решения релятивистского уравнения Дирака для электрона со спином $s = 1/2$ получается следующая зависимость энергии уровней атома водорода от квантовых чисел N и j

$$E_{Nj} = 2\pi\hbar cR \left[\frac{1}{N^2} - \frac{\alpha^2}{N^3} \left(\frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4N} \right) \right], \quad (2.72)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Поправка в E_{Nj} не зависит от квантового числа l . Поэтому энергии состояний с одинаковыми j

и разными l должны быть равны. Величина тонкого расщепления уровней при данном N :

$$\delta E_{j+1,j} = 2\pi\hbar cR \frac{\alpha^2}{N^3} \frac{1}{(j+1/2)(j+3/2)} = \frac{7,2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}}{N^3(j+1/2)(j+3/2)}.$$

Величина расщепления уровня с $N = 2$ составляет $\approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ эВ.

Учтем теперь, что ядро атома водорода — протон — также имеет собственный момент — спин $s = 1/2$. Это тоже слегка меняет взаимодействие электрона с протоном, так как возникает дополнительное взаимодействие магнитного момента протона, вызванного наличием у него спина, с магнитным полем электрона. Величина этого взаимодействия зависит от взаимной ориентации спинового момента протона и полного момента электрона. Таким образом, возникает еще один тип расщепления уровней атома, называемого *сверхтонким*, так как его величина существенно меньше тонкого расщепления. Сверхтонкое расщепление будет наблюдаться уже для основного состояния ($N = 1$, $l = 0$). Переход между двумя подуровнями сверхтонкого расщепления основного состояния водорода приводит к излучению с длиной волны $\lambda = 21$ см (частота излучения 1 420 МГц). С помощью этого излучения обычно регистрируется межзвездный водород во Вселенной.

Пример. Рассчитать величины тонкого расщепления уровней $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$.

Решение. Величину тонкого расщепления уровней ΔE получим из соотношения:

$$\Delta E = 2\pi\hbar cR \frac{\alpha^2}{N^3} \frac{1}{(j+1/2)(j+3/2)}.$$

Для уровней $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$ $N = 3$, $j = 1/2$, $\Delta E = 1,3 \cdot 10^{-5}$ эВ.

В заключение этого параграфа упомянем еще один вид расщепления уровней атома водорода, который сыграл историческую роль в становлении квантовой электродинамики, а именно, расщепление уровней $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$, называемое лэмбовским сдвигом. Лэмбовский сдвиг уровней $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ около $4 \cdot 10^{-6}$ эВ. Это расщепление (сдвиг), впервые наблюдавшееся У. Лэмбом в 1947 г., обусловлено взаимодействием электрона с вакуумом и доказывает, что электрон не является голым, а окружен облаком виртуальных фотонов и e^-e^+ -пар (гл. 3, § 6).

§ 13. Пространственная четность

Все свойства системы частиц определяются видом гамильтониана \hat{H} и ее волновой функции $\psi(\vec{r})$, которая является решением соответствующего уравнения Шрёдингера. Для краткости ниже в соотношениях (2.73)–(2.78) под \vec{r} будем понимать совокупность координат всех A частиц, входящих в состав системы, т. е. $\vec{r} \equiv \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$.

Инвариантность гамильтониана системы \hat{H} относительно пространственной инверсии (замены $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) означает, что если решением уравнения Шрёдингера является волновая функция $\psi(\vec{r})$, то его решением будет и волновая функция

$$\psi'(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}), \quad (2.73)$$

получаемая из исходной заменой $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Это обстоятельство приводит к тому, что волновая функция $\psi'(\vec{r})$ будет эволюционировать со временем точно так же, как и волновая функция $\psi(\vec{r})$. Отсюда следует, что если имеется некоторая экспериментальная установка, с помощью которой производится идентификация определенного процесса, то точно такие же результаты будут получены на установке, отличающейся от этой пространственной инверсией. Это утверждение носит название *закона сохранения четности*.

Волновые функции ψ и ψ' , вообще говоря, могут существенно отличаться. Можно, однако, их выбрать таким образом, что они с точностью до знакового множителя будут совпадать:

$$\psi'(\vec{r}) = \pm \psi(\vec{r}). \quad (2.74)$$

Это соотношение можно записать в виде равенства

$$\psi(-\vec{r}) = p \cdot \psi(\vec{r}), \quad (2.75)$$

где $p = \pm 1$ есть квантовое число *пространственная четность*, которое ниже будем называть просто *четностью*.

Квантовое число четность можно также получить, решая уравнение на собственные значения оператора пространственной инверсии. Определим оператор пространственной инверсии \hat{P} (оператор четности) для системы частиц следующим образом:

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}).$$

Подеиствуем на левую и правую части этого равенства еще раз оператором \hat{P} :

$$\hat{P}^2\psi(\vec{r}) = \hat{P}\psi(-\vec{r}) = \psi(\vec{r}), \quad (2.76)$$

т. е. \hat{P}^2 — оператор тождественного преобразования.

С другой стороны, оператор \hat{P} , волновая функция $\psi(\vec{r})$ и квантовое число четности p в силу инвариантности системы к пространственному отражению должны быть связаны уравнением на собственные значения

$$\hat{P}\psi(\vec{r}) = p\psi(\vec{r}). \quad (2.77)$$

Из (2.76) и (2.77) следует, что

$$\hat{P}^2\psi(\vec{r}) = p^2\psi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}),$$

т. е. $p^2 = 1$ и $p = \pm 1$.

Итак, получаем те же две возможности

$$\widehat{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) = \begin{cases} \psi(\vec{r}), & p = +1, \\ -\psi(\vec{r}), & p = -1 \end{cases} \quad (2.78)$$

или

$$\begin{aligned} \psi(-\vec{r}) &= \psi(\vec{r}) \text{ — четные функции (состояния),} \\ \psi(-\vec{r}) &= -\psi(\vec{r}) \text{ — нечетные функции (состояния).} \end{aligned}$$

В нашем рассмотрении волновая функция $\psi(\vec{r})$ была волновой функцией системы точечных (бесструктурных) частиц. В общем случае волновая функция отдельной частицы имеет вид

$$\Psi = \varphi \cdot \psi(\vec{r}), \quad (2.79)$$

где φ описывает внутреннее состояние частицы, а $\psi(\vec{r})$ — перемещение частицы в пространстве как целого. Вид волновой функции Ψ в форме (2.79) следует из того, что гамильтониан частицы можно представить как сумму гамильтонианов $\widehat{H}^\psi + \widehat{H}^\varphi$, где \widehat{H}^ψ описывает частицу как точку (без структуры), а \widehat{H}^φ — внутреннюю структуру частицы.

Оператор четности действует на каждый множитель в $\Psi = \varphi \cdot \psi(\vec{r})$:

$$\widehat{P}\Psi = \widehat{P}\varphi \cdot \widehat{P}\psi(\vec{r}), \quad (2.80)$$

причем, если \widehat{H}^φ инвариантен к инверсии в пространстве внутренних координат, то

$$\widehat{P}\varphi(\vec{q}) = \pi\varphi(\vec{q}), \quad (2.81)$$

где \vec{q} — внутренние координаты, а π — *внутренняя четность* частицы (оператор \widehat{P} в последнем соотношении совершает инверсию в пространстве внутренних координат частицы, от которых лишь и зависит φ).

Волновая функция $\psi(\vec{r})$ орбитального движения частицы в центральном поле, т. е. движения с определенным l , может быть представлена в сферических координатах в виде

$$\psi(\vec{r}) = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (2.82)$$

Инверсия $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ соответствует в сферических координатах преобразованию

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r, \\ \theta &\rightarrow \pi - \theta && \text{(полярный угол),} \\ \varphi &\rightarrow \pi + \varphi && \text{(азимутальный угол),} \end{aligned}$$

при котором радиальная часть волновой функции $R_{nl}(r)$ не меняется, а $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ — собственная функция оператора орбитального момента количества движения (сферическая функция) — преобразуется следующим образом:

$$Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (2.83)$$

Итак, имеем

$$\widehat{P}\Psi = \pi \cdot (-1)^l \Psi. \quad (2.84)$$

Величина $(-1)^l$ называется *орбитальной четностью*.

Волновую функцию системы A независимых частиц можно представить в виде произведения волновых функций отдельных частиц (точнее, в виде линейной комбинации этих произведений):

$$\psi(1, 2, \dots, A) = \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \dots \cdot \Psi_A, \quad (2.85)$$

где

$$\Psi_1 = \varphi_1 \psi(\vec{r}_1), \quad \Psi_2 = \varphi_2 \psi(\vec{r}_2), \quad \dots, \quad \Psi_A = \varphi_A \psi(\vec{r}_A).$$

Откуда, если речь идет о движении частиц в центральном поле,

$$\widehat{P}\psi(1, 2, \dots, A) = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A (-1)^{l_1} \cdot (-1)^{l_2} \cdot \dots \cdot (-1)^{l_A} \cdot \psi(1, 2, \dots, A),$$

т. е. *полная четность* такой системы

$$P = \pi_1 \pi_2 \dots \pi_A \cdot (-1)^{\sum l_\alpha}. \quad (2.86)$$

Для двух частиц

$$P_{12} = \pi_1 \pi_2 (-1)^{l_1+l_2} = \pi_1 \pi_2 (-1)^L, \quad (2.87)$$

где $L = l_1 + l_2$ — орбитальный момент относительного движения частиц в системе их центра инерции.

Формулы (2.86), (2.87) можно применять к реакциям с частицами, когда частицы до и после столкновения можно считать невзаимодействующими, а также к ядру как системе нуклонов, рассматривая их как независимые частицы в общем ядерном потенциале.

Отметим, что ядерный гамильтониан обладает инвариантностью к пространственной инверсии. Действительно,

$$\widehat{H} = \sum_{\alpha=1}^A \frac{\widehat{p}_\alpha^2}{2m_\alpha} + \sum_{\beta < \alpha} V(|\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta|). \quad (2.88)$$

Здесь

$$\widehat{p}^2 = -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

и $V(|\vec{r}_\alpha - \vec{r}_\beta|)$ — потенциал взаимодействия нуклонов α и β . Это означает, что система (ядро) не меняет своих свойств при $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ и ядерные состояния можно характеризовать определенной четностью, которая в ядерных взаимодействиях сохраняется.

Электромагнитные процессы также инвариантны к пространственной инверсии и четность в них сохраняется. Это следует из того, что уравнения Максвелла не меняются при преобразовании $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. В то же время гамильтониан слабого взаимодействия не обладает такой инвариантностью. Это означает, что в слабых взаимодействиях четность не сохраняется

и системы, в которых слабые силы играют большую роль, нельзя характеризовать определенной четностью.

Имеют смысл лишь относительные внутренние четности. Для протона, состоящего из трех кварков с положительной внутренней четностью и нулевыми относительными орбитальными моментами, естественно получаем внутреннюю четность $\pi_p = +1$. Нейтроны имеют ту же внутреннюю четность $+1$. Внутренние четности адронов определяют, исходя из их кваркового состава и орбитального момента кварков в составе адрона.

Для фотона $\pi_\gamma = -1$. Это следствие того, что электромагнитное поле векторное. Оно описывается векторным потенциалом \vec{A} , который эквивалентен волновой функции фотона, а для векторной функции

$$\hat{P}\vec{A}(\vec{r}) = -\vec{A}(-\vec{r}), \quad (2.89)$$

что позволяет приписать фотону $\pi_\gamma = -1$.

Поясним ситуацию с четностью векторов. Соотношение (2.75) справедливо для скалярных функций $\psi(\vec{r})$. При действии же оператора \hat{P} на векторную функцию $\vec{A}(\vec{r})$ следует изменить не только знаки радиусов-векторов частиц ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$), но также и знаки всех трех компонент вектора \vec{A} ($A_x \rightarrow -A_x$, $A_y \rightarrow -A_y$, $A_z \rightarrow -A_z$), что происходит при изменении направления всех координатных осей на противоположные. Поэтому для любого истинного (полярного) вектора имеет место соотношение (2.89).

Внутренние четности у частиц и античастиц с полуцелым спином (фермионов) противоположны, с целым спином (бозонов) — одинаковы.

Внутренние четности частиц получают из распадов и реакций с участием частиц с известной внутренней четностью на основе закона сохранения полной четности. Как отмечалось выше, он имеет место в сильных (ядерных) и электромагнитных взаимодействиях и нарушается в слабых.

Для частиц и ядер четность P обычно указывают в качестве верхнего знакового индекса спина, в дальнейшем обозначаемого буквой J , например, $J^P = 0^+, 3/2^-$ и т. д.

Пример. Определить внутреннюю четность π -мезона.

Решение. Так как π -мезон это система кварк—антикварк в состоянии $l = 0$, получаем $P = (+1)(-1)(-1)^0 = -1$. Итак, внутренняя четность π -мезона отрицательна.

§ 14. Статистика

Микрочастицы обладают своеобразной характеристикой, называемой статистикой. Статистика является проявлением коллективных свойств системы частиц. Существование статистики является следствием принципа неразличимости одинаковых микрочастиц и вероятностного характера описания состояний в квантовой теории.

Рассмотрим волновую функцию системы частиц одного сорта, например, системы электронов или протонов. В таких системах проявляются

новые особенности, которые не имеют аналогов в системе классических одинаковых частиц.

В микромире частицы одного типа неразличимы, т. е. имеет место принцип тождественности частиц. Перестановка двух одинаковых частиц не меняет состояния системы. Принцип тождественности можно сформулировать и так: *гамильтониан системы частиц инвариантен относительно перестановки всех координат двух любых частиц одного типа*. Поэтому должна быть квантовая характеристика (квантовое число) или сохраняющаяся физическая величина, отвечающая этому преобразованию.

Оператор перестановки \widehat{P}_{12} и его собственные значения определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}\widehat{P}_{12}\psi(1, 2, \dots, A) &= \psi(2, 1, \dots, A) = \varepsilon\psi(1, 2, \dots, A), \\ \widehat{P}_{12}^2\psi(1, 2, \dots, A) &= \varepsilon^2\psi(1, 2, \dots, A) = \psi(1, 2, \dots, A).\end{aligned}$$

Поэтому $\varepsilon^2 = 1$ и $\varepsilon = \pm 1$.

При $\varepsilon = +1$

$$\widehat{P}_{12}\psi(1, 2, \dots, A) = \psi(1, 2, \dots, A),$$

т. е. волновая функция системы частиц симметрична:

$$\psi(2, 1, \dots, A) = \psi(1, 2, \dots, A).$$

При $\varepsilon = -1$

$$\widehat{P}_{12}\psi(1, 2, \dots, A) = -\psi(1, 2, \dots, A),$$

т. е. волновая функция системы частиц антисимметрична:

$$\psi(2, 1, \dots, A) = -\psi(1, 2, \dots, A).$$

В релятивистской квантовой теории поля строго доказывается, что статистика однозначно определяется спином частицы. Частицы с целым (в том числе с нулевым) спином, называемые *бозонами*, подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна (γ -кванты, π -мезоны, α -частицы и др.). Для них $\varepsilon = +1$.

Частицы с полуцелым спином, называемые *фермионами*, подчиняются статистике Ферми—Дирака (электроны, кварки, нейтрино, протоны, нейтроны, ядра с нечетным числом нуклонов и т. д.). Для них $\varepsilon = -1$. Для фермионов имеет место принцип запрета Паули — невозможность в квантовой системе двум тождественным фермионам находиться в одном состоянии.

Докажем принцип Паули. Для системы тождественных фермионов

$$\psi(2, 1, \dots, A) = -\psi(1, 2, \dots, A).$$

Пусть частицы 1 и 2 находятся в одинаковом состоянии. Тогда $\psi(2, 1, \dots, A)$ и $\psi(1, 2, \dots, A)$ одна и та же функция и $\psi = -\psi$, $2\psi = 0$, $\psi = 0$, т. е. такого состояния нет. Таким образом, в системах, подчиняющихся статистике

Ферми—Дирака и описываемых антисимметричными волновыми функциями, не должно существовать двух тождественных частиц с полностью совпадающими характеристиками. Следующее пояснение показывает различие между тремя статистиками — классической, фермиевской и бозевской — в простейшем случае, когда имеются две одинаковых частицы и два различных одночастичных состояния. Число возможных состояний такой физической системы будет разным для разных статистик.

В классической статистике возможны четыре состояния:

- а) обе частицы в первом состоянии;
- б) обе частицы во втором состоянии;
- в) первая частица в первом состоянии, вторая — во втором;
- г) первая частица во втором состоянии, вторая — в первом.

В статистике Ферми возможно только одно состояние:

одна из частиц (какая именно, здесь и ниже — вопрос, не имеющий смысла) находится в первом состоянии, другая — во втором.

В статистике Бозе—Эйнштейна возможны три состояния:

- а) обе частицы в первом состоянии;
- б) обе частицы во втором состоянии;
- в) одна из частиц в первом состоянии, другая — во втором.

§ 15. Система двух тождественных частиц со спином $1/2$

Рассмотрим систему из двух тождественных частиц, которым присвоены номера 1 и 2. Эти номера отражают всю совокупность внутренних и пространственных координат каждой частицы. Волновую функцию $\Psi(1, 2)$ этой системы можно представить в виде произведения пространственной $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \equiv \psi(1, 2)$ и внутренней $\Phi(1, 2)$ частей:

$$\Psi(1, 2) = \psi(1, 2) \cdot \Phi(1, 2).$$

Функция $\Phi(1, 2)$ определяется такими внутренними квантовыми числами частиц, как спин, изоспин, цвет и др. Из всего набора внутренних характеристик частиц рассмотрим лишь спиновые состояния частиц. Тогда $\Phi(1, 2)$ — спиновая волновая функция системы частиц.

Волновая функция системы тождественных частиц должна обладать правильной симметрией к перестановке частиц — быть симметричной для бозонов и антисимметричной для фермионов. Требование симметрии относится к функции $\Psi(1, 2)$ при перестановке всех координат. Отсюда, в частности, для тождественных фермионов следует обобщенный принцип Паули, который сводится к утверждению, что, если спиновая функция симметрична к перестановке частиц, то пространственная антисимметрична, и наоборот.

Рассмотрим симметрию системы двух частиц со спином 1/2.

В зависимости от ориентации спинов отдельных частиц имеем четыре возможные проекции частиц 1 и 2 на ось z :

$$\uparrow\uparrow, \quad \downarrow\downarrow, \quad \uparrow\downarrow, \quad \downarrow\uparrow. \quad (2.90)$$

Здесь стрелка \uparrow обозначает частицу со спином, направленным «вверх» (т. е. имеющим проекцию s_z на ось z , равную $+1/2$), а \downarrow — частицу со спином, направленным «вниз» (т. е. с проекцией $-1/2$ на ось z) и эти стрелки приводятся в порядке нумерации частиц. Эти стрелки фактически отвечают двум спиновым ориентациям ($+1/2$ и $-1/2$). Первые два варианта в (2.90) — это состояния с суммарным спином $S = s_1 + s_2 = 1$ (спины параллельны) и проекциями этого спина на ось z соответственно $S_z = s_z(1) + s_z(2) = +1$ и -1 , т. е. это состояния

$$|S, S_z\rangle = \begin{cases} |1, +1\rangle = \uparrow\uparrow, & \Phi_{1,+1} = \varphi_{1/2,+1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,+1/2}(2), \\ |1, -1\rangle = \downarrow\downarrow, & \Phi_{1,-1} = \varphi_{1/2,-1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,-1/2}(2). \end{cases} \quad (2.91)$$

Здесь $\varphi_{s,s_z}(1$ или $2)$ — спиновая функция частицы 1 или 2 и использовано то, что спиновая функция системы двух частиц $\Phi(1, 2)$ может быть представлена в виде произведения спиновых функций этих частиц.

Два правых варианта в (2.90) отвечают $S_z = 0$. Такое значение S_z может быть как у состояния с суммарным спином $S = 0$ (спины антипараллельны), так и суммарным спином 1 (спины параллельны). Соответствующие состояния $|S, S_z\rangle = |0, 0\rangle$ и $|1, 0\rangle$. Состояние $|1, 0\rangle$ — это состояние с параллельными спинами. Оно не изменяется при перестановке частиц, т. е. симметрично к этой перестановке, и имеет вид

$$\begin{aligned} |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) = \Phi_{1,0} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\varphi_{1/2,+1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,-1/2}(2) + \varphi_{1/2,-1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,+1/2}(2)]. \end{aligned} \quad (2.92)$$

Состояние $|0, 0\rangle$ должно быть ортогонально состоянию $|1, 0\rangle$. Можно установить проверкой, что требованию ортогональности по отношению к состоянию (2.92) удовлетворяет следующая суперпозиция состояний $\uparrow\downarrow$ и $\downarrow\uparrow$:

$$\begin{aligned} |0, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) = \Phi_{0,0} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\varphi_{1/2,+1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,-1/2}(2) - \varphi_{1/2,-1/2}(1) \cdot \varphi_{1/2,+1/2}(2)]. \end{aligned} \quad (2.93)$$

Видно, что это состояние антисимметрично к перестановке частиц (меняет знак при этой перестановке).

Итак, окончательно имеем для триплетного ($S = 1$) и синглетного ($S = 0$) по спину состояний:

триплетное состояние

синглетное состояние

$$\begin{cases} |1, +1\rangle = \uparrow\uparrow, \\ |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow), \\ |1, -1\rangle = \downarrow\downarrow, \end{cases} \quad |0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow). \quad (2.94)$$

Рис. 2.14 показывает ориентацию спинов отдельных частиц и суммарного спина в рассмотренных случаях.

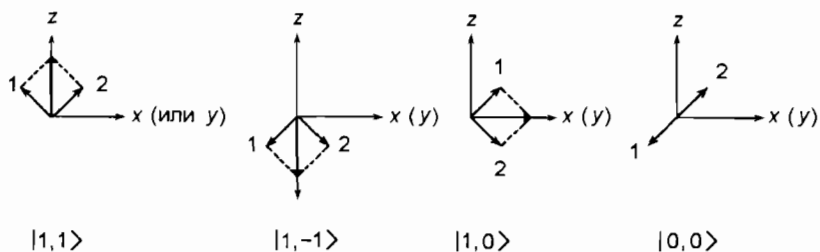


Рис. 2.14. Возможные ориентации спинов $1/2$ двух частиц

§ 16. Изоспин

Первоначальным толчком к идее изоспиновой инвариантности послужило сравнение поведения нейтронов и протонов в ядре и ядерных столкновениях. Протон и нейтрон имеют почти одинаковые массы и одинаковые спины. Но протон существенно отличается от нейтрона тем, что он электрически заряжен. Поэтому с точки зрения *атомной* физики, в которой электрические силы — главные, различие между протоном и нейтроном колоссальное. Добавление лишнего протона к ядру увеличивает атомный номер на единицу, т. е. фундаментальным образом изменяет химические свойства соответствующего атома. Добавление же нового нейтрона превращает атом в другой изотоп того же элемента, обладающий практически теми же химическими свойствами.

Посмотрим теперь, сколь сильно различаются протон и нейтрон в *ядерной* физике. В ядрах, по крайней мере легких, электрические силы не являются главными, уступая первенство короткодействующим, но гораздо более интенсивным ядерным силам. И вот оказывается, что по отношению к ядерным силам протон и нейтрон ведут себя совершенно одинаково. Кроме того, у них совпадают такие квантовые числа, как спин ($1/2$), четность (положительная), барионный заряд ($+1$). Различие в их массах незначительно — всего около $0,1\%$.

То обстоятельство, что протон и нейтрон имеют практически одну и ту же массу и по отношению к сильному взаимодействию ведут себя

одинаково, свидетельствует о существовании глубокой симметрии сильного взаимодействия, которую называют изотопической или *изоспиновой*. Адекватным способом ее отражения является утверждение, что протон и нейтрон являются разными состояниями одной и той же частицы — *нуклона*, которая может находиться в двух зарядовых состояниях.

Для описания этой симметрии удобно приписать протону и нейтрону новое квантовое число $I = 1/2$, которое называется *изоспином*. По своим формальным свойствам изоспин полностью аналогичен обычному моменту количества движения, в частности пространственному спину. В терминах этого нового квантового числа протон и нейтрон отличаются проекциями $\pm 1/2$ изоспина на некоторую ось квантования, аналогичную обычной оси z , но уже в другом, формальном трехмерном евклидовом пространстве. Это формальное пространство называется *изоспиновым* или *зарядовым*.

Таким образом, формально пару протон-нейтрон можно рассматривать как два зарядовых состояния одной частицы, называемой *нуклоном*, и имеющиеся различия между протоном и нейтроном — небольшое различие в массах и разный магнитный момент — приписать электромагнитному взаимодействию.

Выбор в качестве изоспинового вектора нуклона вектора, характеризуемого квантовым числом $I = 1/2$, обусловлен необходимостью иметь две возможные проекции этого вектора ($\pm 1/2$) на одну из осей зарядового пространства, отвечающие двум зарядовым состояниям нуклона (длина этого вектора $\sqrt{I(I+1)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)} = \sqrt{\frac{3}{4}}$). Выбор знака проекции для протона и нейтрона произволен. Будем обозначать оси изоспинового пространства цифрами 1, 2, 3. Как обычно для квантово-механического вектора, определенное значение может иметь проекция изоспина лишь на одну из осей. Пусть этой осью будет ось 3 (аналог оси z). Условились считать, что $(I_3)_p = +1/2$, $(I_3)_n = -1/2$.

Итак, мы видим, что с формальной точки зрения все действительно обстоит так же, как и с обычным спином. Два состояния частицы с обычным спином $1/2$, различающиеся проекциями на ось z ($+1/2$ или $-1/2$), рассматривают не как две разные частицы, а как два состояния одной частицы. Аналогично протон и нейтрон можно считать не двумя разными частицами, а двумя зарядовыми состояниями одной частицы —

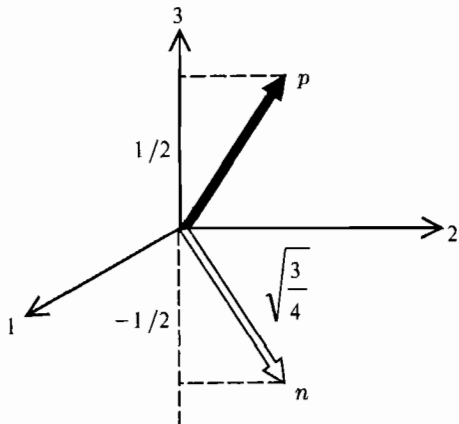


Рис. 2.15. Векторы состояний протона и нейтрона в изопространстве

нуклона (с изоспином, направленным в зарядовом пространстве либо вверх вдоль оси 3 (протон), либо вниз (нейтрон)).

Векторы состояний протона и нейтрона в изопространстве показаны на рис. 2.15.

Формализм изоспина идентичен формализму обычного спина. Удобно обозначать состояния с I и I_3 как $|I, I_3\rangle$, тогда нейтронное и протонное состояния нуклона можно записать как

$$|p\rangle = \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle, \quad |n\rangle = \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.95)$$

причем

$$\begin{aligned} \widehat{I}^2|p\rangle &= I(I+1)|p\rangle = \frac{3}{4}|p\rangle, & \widehat{I}^2|n\rangle &= I(I+1)|n\rangle = \frac{3}{4}|n\rangle, \\ \widehat{I}_3|p\rangle &= +\frac{1}{2}|p\rangle, & \widehat{I}_3|n\rangle &= -\frac{1}{2}|n\rangle. \end{aligned} \quad (2.96)$$

Из зарядовой независимости ядерного (сильного) взаимодействия следует, что куда бы ни был повернут вектор изоспина, это взаимодействие не меняется, т. е. система сильновзаимодействующих частиц (в данном случае нуклонов) инвариантна относительно поворотов в изопространстве. Физический смысл имеет только третья проекция изоспина. Она связана с измеряемой величиной — электрическим зарядом. Заряд нуклона q_N дается выражением

$$q_N = e \left(\frac{1}{2} + I_3 \right)_N. \quad (2.97)$$

Далее мы увидим, что изоспиновая симметрия имеет кварковую природу. Изоспиновым квантовым числом $I = 1/2$ наделены два самых легких кварка — u и d . Входя в состав сильновзаимодействующих частиц — протонов, нейтронов, пионов и других адронов — они наделяют их этим квантовым числом.

§ 17. Квантовые числа

Квантовые числа это целые или дробные числа, которые определяют все возможные значения физической величины, характеризующей различные квантовые системы — атомы, атомные ядра, кварки и другие частицы.

Все состояния, в которых может находиться квантовая система, описываются с помощью полного набора квантовых чисел. Так, в рассматриваемом нами случае атома водорода состояние электрона описывается с помощью четырех квантовых чисел, соответствующих четырем степеням свободы — трем пространственным координатам и спину. Это:

- главное квантовое число $N = n + l$ (n — радиальное квантовое число, значение которого может быть $1, 2, \dots, \infty$);

- орбитальный момент электрона l ($0, 1, 2, \dots, n - 1$);
- проекция орбитального момента электрона, т. е. магнитное квантовое число m ($\pm l, \pm(l - 1), \dots, \pm 1, 0$);
- проекция спина электрона $s_z = \pm 1/2$.

В зависимости от симметрии системы и взаимодействий в ней полный набор квантовых чисел может быть различным. Так, например, для учета спин-орбитального взаимодействия, определяющего тонкую структуру спектра водорода, удобнее использовать набор N, l, j, j_z , где j — полный момент количества движения электрона, j_z — проекция полного момента количества движения.

Для описания сферически-симметричных систем в квантовой физике используются различные сферически симметричные потенциалы с различной радиальной зависимостью:

- кулоновский потенциал $U = Q/r$;
- потенциал типа гармонического осциллятора $U = kr^2$;
- потенциал Вудса—Саксона (с его помощью описываются внутриядерные взаимодействия):

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + e^{(r-R)/a}},$$

где U_0 , a и R — положительные константы (R — радиус ядра).

Во всех случаях сферически симметричные системы можно описать с помощью набора квантовых чисел n, l, j, j_z , однако в зависимости от радиального вида потенциала энергетический спектр состояний будет различным.

Существование сохраняющихся во времени физических величин тесно связано со свойствами симметрии гамильтониана системы. Например, в случае если квантовая система обладает центральной симметрией $U = U(r)$, то этой системе соответствует сохранение орбитального момента количества движения l и одной из его проекций m . При этом из-за сферической симметрии задачи энергия состояний не будет зависеть от величины m , т. е. состояния будут вырожденными по m .

Наряду с пространственными симметриями, связанными с непрерывными преобразованиями, в квантовой физике существуют и другие симметрии — дискретные. Одной из таких симметрий является зеркальная симметрия — симметрия волновой функции относительно инверсии координат ($\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$). Оператору инверсии соответствует квантовое число четность, которое может принимать два значения $+1$ и -1 в зависимости от того, сохраняется ли знак волновой функции при инверсии или меняется на противоположный.

Система тождественных частиц характеризуется еще одной симметрией — симметрией относительно перестановок тождественных частиц. Эта симметрия определяется свойствами частиц, образующих систему. Системы частиц с целым спином описываются симметричными волновыми

Таблица 2.5

Таблица квантовых чисел

n	Радиальное квантовое число. Определяет число узлов волновой функции и энергию системы; $n = 1, 2, \dots, \infty$.
j	Квантовое число полного углового момента. Оно никогда не бывает отрицательным и может быть целым или полуцелым в зависимости от свойств рассматриваемой системы. Величина углового момента J связана с j соотношением $J^2 = \hbar^2 j(j+1)$.
l	Квантовое число орбитального углового момента. Интерпретация l такая же, как j , но l может принимать только целые значения, включая нуль: $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$. Величина орбитального углового момента L связана с l соотношением $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$.
m	Магнитное квантовое число. Проекция полного или орбитального углового момента на выделенную ось (обычно ось z) равна $m\hbar$. Для полного момента $m = \pm j, \pm(j-1), \dots, \pm 1/2$ или 0. Для орбитального $m = \pm l, \pm(l-1), \dots, \pm 1, 0$.
s	Квантовое число спинового углового момента. Оно положительно и может быть либо целым (включая нуль), либо полуцелым. s — неизменная характеристика частицы определенного типа. Величина спинового момента S связана с s соотношением $S^2 = \hbar^2 s(s+1)$.
s_z	Квантовое число проекции спинового момента частицы на выделенную ось. Эта проекция может принимать значения $s_z \hbar$, где $s_z = \pm s, \pm(s-1), \dots, \pm 1/2$ (или 0).
P или π	Пространственная четность. Характеризует поведение системы при пространственной инверсии $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ (зеркальном отражении). Полная четность частицы $P = \pi \cdot (-1)^l$, где π — ее внутренняя четность, а $(-1)^l$ — ее орбитальная четность. Внутренние четности кварков положительные, антикварков — отрицательные.
I	Изоспин. Характеризует свойство зарядовой инвариантности сильных взаимодействий

Для обозначения спинового момента в следующих главах вместо буквы s будем использовать букву J .

функциями, системы частиц с полуцелым спином — антисимметричными волновыми функциями.

В дальнейшем мы узнаем и о других квантовых числах, которые характеризуют квантовые системы.

Глава 3

Фундаментальные частицы Стандартной модели

Фундаментальными частицами Стандартной модели являются лептоны, кварки и калибровочные бозоны. Кварки и лептоны, частицы с полусцелым спином, образуют вещество. Калибровочные бозоны, частицы со спином $J = 1$, реализуют взаимодействие между кварками и лептонами. В число фундаментальных частиц Стандартной модели входят также бозоны Хиггса — бесспиновые частицы, ответственные за формирование масс частиц. Однако они до сих пор экспериментально не наблюдались.

§ 1. Лептоны

Класс лептонов образуют 6 частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях. Это электрон e^- , отрицательно заряженный мюон μ^- , отрицательно заряженный τ^- -лептон и три нейтральные частицы — электронное нейтрино ν_e , мюонное нейтрино ν_μ и тау-нейтрино ν_τ . Лептоны считаются бесструктурными частицами. Размер их $< 10^{-17}$ см. Детальное изучение свойств лептонов показывает, что они группируются парами. Каждая пара состоит из отрицательно заряженного лептона и нейтрино. Таким образом, 6 лептонов образуют 3 поколения (или семейства):

1-е поколение	2-е поколение	3-е поколение
e^-	μ^-	τ^-
ν_e	ν_μ	ν_τ

Лептоны имеют спин $J = 1/2$ и участвуют в слабых взаимодействиях. Заряженные лептоны (e^- , μ^- , τ^-) участвуют в электромагнитных взаимодействиях. Все лептоны участвуют в гравитационных взаимодействиях.

Каждый лептон имеет античастицу. Это позитрон e^+ , положительно заряженный мюон μ^+ , положительно заряженный таон τ^+ и три типа антинейтрино $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$. Они также объединены в три поколения:

1-е поколение	2-е поколение	3-е поколение
e^+	μ^+	τ^+
$\bar{\nu}_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_\tau$

Разумеется, лептоны должны обладать хорошо известными из курсов общей физики характеристиками — внутренним моментом количества движения — спином, массой, зарядом, магнитным моментом и, возможно, какими-то другими характеристиками (например, размерами). Хотя кажется, что эти характеристики не требуют специальных комментариев, в действительности это не так. Возьмем хотя бы размеры лептонов. Если эти объекты являются фундаментальными (элементарными), за которыми нет никакой структуры, то они должны быть точечными, т. е. не имеющими размеров. Тогда естественно возникает вопрос, а что такое внутренний вращательный момент частицы и ее магнитный момент? Аналогичный вопрос можно поставить и в отношении массы. Масса определяет внутреннюю энергию частицы — энергию покоя. А что такое внутренняя энергия точечной частицы? На эти вопросы привычная классическая физика не имеет ответа. Таким образом, хотя перечисленные вполне «очевидные» характеристики частиц легко воспринимаются на слух, следует признать их непростую природу и отнести их происхождение к законам квантового мира или, точнее, к законам квантовой теории поля, являющейся теоретическим фундаментом Стандартной модели.

1.1. Электрон, электронное нейтрино

Знакомство с лептонами начнем с лептонов первого поколения. В табл. 3.1 приведены основные характеристики электрона.

Набор квантовых чисел, приведенных в табл. 3.1, определяет взаимодействие электрона с другими частицами. То, что электрон является самой легкой отрицательно заряженной частицей, приводит к его стабильности. Время жизни электрона, по крайней мере, больше $4,6 \cdot 10^{26}$ лет.

На исследовании электромагнитных свойств электрона основаны фундаментальные эксперименты по проверке квантовой электродинамики. Поэтому, в частности, такие характеристики электрона, как заряд, масса, магнитный момент измерены с максимально возможной точностью. Эти проверки проведены вплоть до энергий, соответствующих расстояниям $\approx 10^{-17}$ см. В результате этих проверок не было обнаружено никаких отклонений от предсказаний квантовой электродинамики. Поэтому считается, что размер электрона меньше, чем 10^{-17} см.

Другой частицей, входящей в первое поколение лептонов, является нейтрино. Согласно теоретическим оценкам сечение взаимодействия нейтрино с энергией несколько МэВ с веществом должно быть $\approx 10^{-43}$ см². Поэтому для их регистрации необходимы большие потоки нейтрино, большие объемы вещества, в котором происходят взаимодействия, и большое

Таблица 3.1

Основные характеристики электрона

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_e c^2$, МэВ	$0,51099892 \pm 0,00000004$
Электрический заряд, Кл	$-(1,60217653 \pm 0,00000014) \cdot 10^{-19}$
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_e c)$	$1,0011596521859 \pm 0,00000000000038$
Время жизни τ , лет	$> 4,6 \cdot 10^{26}$
Лептонное число L_e	+1
Лептонные числа L_μ, L_τ	0

время измерения. По этой причине в течение длительного времени после предсказания нейтрино прямая регистрация этой частицы была невозможна. Были выполнены эксперименты, которые лишь косвенно указывали на существование нейтрино. Так была измерена энергия отдачи ядра ${}^7\text{Li}$, образующегося в реакции захвата ядром ${}^7\text{Be}$ атомарного электрона (так называемый e -захват):



На нуклонном уровне эта реакция сводится к следующему внутриядерному процессу:



Так как в конечном состоянии в реакции (3.1) образуются две частицы — ядро ${}^7\text{Li}$ и нейтрино, то на основе законов сохранения энергии и импульса можно было рассчитать энергию ядра ${}^7\text{Li}$. Она должна была составлять 57 эВ. Эксперименты подтвердили, что ядро отдачи действительно имеет такую энергию. Прямое наблюдение нейтрино стало возможным лишь с появлением интенсивных источников нейтрино.

Доказательством существования электронного антинейтрино явилось наблюдение реакции



Для наблюдения реакции (3.3) необходимы интенсивные потоки антинейтрино. Такие потоки были получены в атомных реакторах в середине прошлого столетия. Образующиеся в реакторе продукты (осколки) деления ядер как правило β^- -радиоактивны. В результате β^- -распада осколков образуется большое количество антинейтрино, которые и предполагалось зарегистрировать в реакции (3.3). Серия соответствующих опытов была проведена Ф. Райнесом и К. Коуэном в период 1953–1959 гг. Схема их установки показана на рис. 3.1.

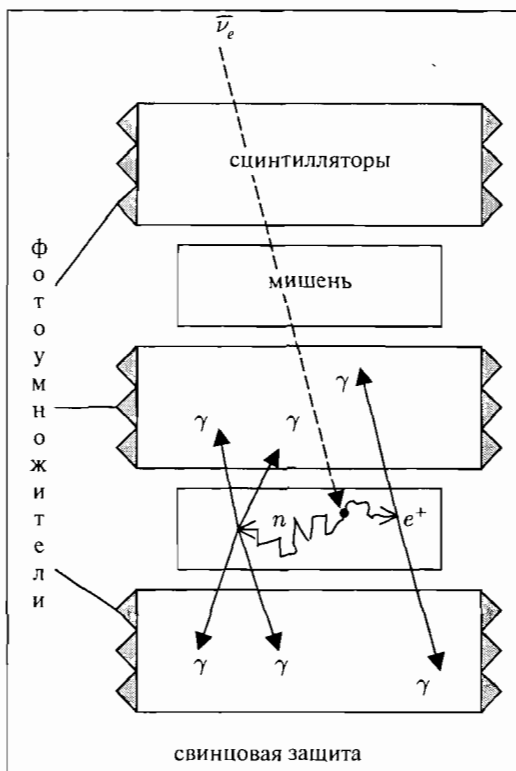


Рис. 3.1. Схема установки Ф. Райнеса и К. Коуэна

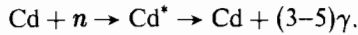
Плотность потока антинейтрино реактора составляла $\approx 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Антинейтрино вступали в реакцию с протонами мишени. Последняя представляла собой два бака по 200 литров каждый, заполненных раствором хлористого кадмия в воде ($\text{CdCl}_2 + \text{H}_2\text{O}$). Возникающие в результате реакции (3.3) позитроны регистрировались по двум аннигиляционным γ -квантам, образующимся при взаимодействии позитронов с электронами вещества мишени:



Образующиеся в результате аннигиляции два γ -кванта вызывали световые вспышки в жидких сцинтилляторах (3 емкости по 1 200 литров каждая, расположенных по обе стороны от протонных мишеней), которые регистрировались 100 фотоумножителями. Совпадение между импульсами от двух γ -квантов служило критерием их возникновения в акте e^-e^+ -аннигиляции и позволяло значительно уменьшить фон в установке.

Образующиеся в реакции (3.3) нейтроны замедлялись в мишени до тепловых энергий и поглощались кадмием. Зачем нужно было замедлять

нейтроны? Дело в том, что рождающиеся в реакции нейтроны имели энергии ≈ 1 МэВ. Нейтроны таких энергий называют быстрыми. Сечение взаимодействия быстрых нейтронов с веществом $\approx 10^{-24}$ см² = 1 барн. Замедление нейтронов происходило в результате их столкновений с атомными ядрами мишени. Наиболее эффективно они замедлялись, сталкиваясь с протонами — ядрами атомов водорода, входившими в состав молекулы воды (Н₂О). При одном таком столкновении энергия нейтрона уменьшается в среднем в 2 раза. В результате большого количества столкновений в мишени энергия нейтрона уменьшается до нескольких десятков электронвольт. И здесь в действие вступали ядра Cd, растворенные в воде. Сечение взаимодействия нейтронов с энергией десятки электронвольт с ядрами Cd достигает $\approx 10^6$ барн, т.е. увеличивается в миллион раз по сравнению с сечением для быстрых нейтронов. Захваченные ядрами Cd нейтроны приводили к возбуждению образовавшегося изотопа Cd*, которое снималось затем в результате испускания им от 3 до 5 γ -квантов:



Такая реакция называется реакцией радиационного захвата нейтрона.

Среднее время замедления нейтронов в водородосодержащей среде ≈ 10 мкс. Таким образом, для идентификации антинейтрино, во-первых, регистрировались аннигиляционные γ -кванты и, во-вторых, — образующиеся приблизительно через 10 мкс γ -кванты из реакции радиационного захвата нейтрона на ядрах кадмия.

В результате опытов было обнаружено, что антинейтрино действительно взаимодействует с протоном с образованием в конечном состоянии нейтрона и позитрона. Таким образом, было доказано существование процесса (3.3) и самого электронного антинейтрино. О сложности выполненного эксперимента можно судить по следующим цифрам. В результате первой серии измерений, длившихся 200 часов, было зарегистрировано 567 событий, вызванных взаимодействием антинейтрино с протоном, при этом фон составлял 209 событий. Для величины сечения реакции захвата антинейтрино протоном было получено значение

$$\sigma(\bar{\nu}_e p) \approx 10^{-43} \text{ см}^2,$$

что находилось в хорошем согласии с предварительными теоретическими оценками.

Для выяснения вопроса, являются ли ν_e и $\bar{\nu}_e$ тождественными (или, как говорят, истинно нейтральными) частицами или нет, был поставлен эксперимент по регистрации реакции



Если ν_e и $\bar{\nu}_e$ являются тождественными частицами, то реакция (3.5) должна наблюдаться. Это следует уже из того, что определенно имеет место реакция



являющаяся обращением во времени существующего процесса (3.2). Обе реакции ((3.5) и (3.6)) при тождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$ должны идти с одним и тем же характерным для нейтрино (антинейтрино) сечением $\approx 10^{-43}$ см².

Так как в природе нет нейтронных мишеней, эксперимент можно было поставить только на нейтронах, входящих в состав атомного ядра. В 1946 г. Б. Понтекорво предложил использовать для этой цели реакцию:



Если процесс (3.5) возможен, то под действием потока антинейтрино от реактора один из нейтронов, входящих в состав ядра ${}^{37}\text{Cl}$, превращается в протон, что приводит к образованию радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ с периодом полураспада 35 суток. В результате захвата атомарного электрона (e -захват) ядро ${}^{37}\text{Ar}$ вновь переходит в ${}^{37}\text{Cl}$. Этот переход можно зарегистрировать по появлению оже-электрона с энергией 2,8 кэВ, который должен сопровождать этот процесс.

Для регистрации процесса (3.7) необходимо было использовать большую массу мишени, так как в случае тождественности нейтрино и антинейтрино сечение реакции (3.7) должно было составлять $\approx 10^{-43}$ см². В качестве мишени использовалось около 4 000 литров раствора четыреххлористого углерода. Каждый сеанс облучения продолжался 2 месяца. Была разработана специальная методика извлечения радиоактивного изотопа ${}^{37}\text{Ar}$ из огромного объема мишени. Выделенный ${}^{37}\text{Ar}$ помещался затем в низкофонный пропорциональный счетчик для регистрации его радиоактивности.

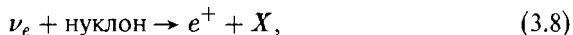
Реакция (3.7) не была зарегистрирована. Для величины измеренного сечения реакции $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ была получена лишь верхняя оценка

$$\sigma_{\text{экср}}(\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-) < 0,25 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2,$$

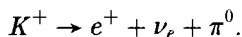
что почти в 45 раз меньше, чем, если бы нейтрино и антинейтрино были бы тождественными частицами.

Таким образом, из опыта следовало, что ν_e и $\bar{\nu}_e$ разные частицы.

Другим, более точным, методом проверки тождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$ является исследование реакций



под действием нейтрино, образующихся при распаде K^+ -мезонов



Здесь X — совокупность всех остальных частиц, образующихся в реакциях (3.8) и (3.9). Если нейтрино и антинейтрино являются тождественными частицами, то при облучении нуклонов должно образовываться примерно одинаковое количество электронов и позитронов.

События, вызванные реакциями (3.8) и (3.9), регистрировались с помощью пузырьковой камеры. Идентифицировались случаи реакции с электроном и позитроном в конечном состоянии. Оказалось, что при облучении пузырьковой камеры пучком нейтрино образуются только электроны. Позитроны не образовывались.

Наиболее точным методом, с помощью которого можно установить тождественность нейтрино и антинейтрино, является наблюдение безнейтринного двойного бета-распада

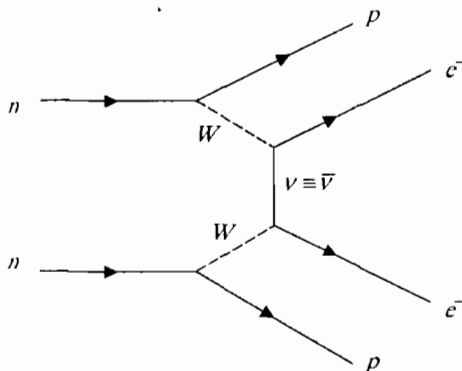
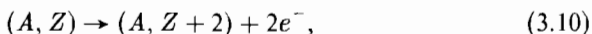


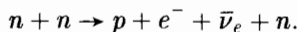
Рис. 3.2. Схема безнейтринного двойного β -распада



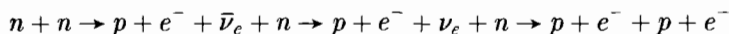
изображенного на рис. 3.2. Почему такой процесс становится возможным при тождественности ν_e и $\bar{\nu}_e$, можно пояснить следующим образом. Рассмотрим реакцию распада нейтрона:



Добавим в левую и правую часть этой реакции по одному нейтрону. Тогда получаем следующий процесс, который ничем не запрещен



При $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$ в правой части этой реакции можно $\bar{\nu}_e$ заменить на ν_e и далее, в соответствии с имеющим место процессом (3.6), вместо $\nu_e + n$ записать результат их возможного взаимодействия $p + e^-$. Цепочка всех этих преобразований выглядит так



и в более компактном виде



Такой безнейтринный двойной β -распад при $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$ становится возможным в ядре. Нейтрино, образовавшееся при β -распаде одного из нейтронов ядра (A, Z) взаимодействует с другим нейтроном образовавшегося ядра $(A, Z + 1)$. В результате рождаются 2 электрона, а заряд ядра увеличивается на две единицы.

Все попытки обнаружить безнейтринный двойной β -распад пока окончились безрезультатно. Если такой распад и существует, то период полураспада изотопа германия ${}^{76}_{32}\text{Ge}$ больше 10^{25} лет:

$$t_{1/2}({}^{76}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}_{34}\text{Se} + 2e^- + 0 \cdot \nu) > 10^{25} \text{ лет.}$$

Таблица 3.2

Основные характеристики электронного антинейтрино

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_{\bar{\nu}}c^2$, эВ	< 2
Электрический заряд, Кл	0
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_e c)$	< 10^{-10}
Время жизни/Масса, с/эВ	$> 7 \cdot 10^9$ (солнечные нейтрино) > 300 (реакторные нейтрино)
Лептонное число L_e	-1
Лептонные числа L_μ, L_τ	0

Экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что электронное нейтрино и электронное антинейтрино являются различными частицами. Электронное нейтрино всегда в конечном состоянии появляется в паре с позитроном, а электронное антинейтрино — в паре с электроном. При облучении нуклонов в пучке нейтрино в конечном состоянии наблюдаются только электроны. Если реакция происходит под действием антинейтрино, среди продуктов реакции всегда присутствуют позитроны, и никогда не наблюдаются электроны.

Отмеченные различия в свойствах нейтрино и антинейтрино можно описать, если ввести для лептонов первого поколения внутреннее квантовое число — электронный лептонный заряд L_e , приписав электрону и электронному нейтрино значение $L_e = +1$, а их античастицам позитрону и электронному антинейтрино — значение $L_e = -1$. При этом должен выполняться закон сохранения лептонного заряда (числа).

Закон сохранения электронного лептонного заряда:

В замкнутой системе электронный лептонный заряд L_e сохраняется

Из закона сохранения лептонного числа следует, какие реакции с участием электронных нейтрино и антинейтрино возможны, а какие запрещены.

Пример. Какие из приведенных ниже реакций под действием электронного нейтрино и антинейтрино возможны, а какие запрещены и почему:

- 1) $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$;
- 2) $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$;
- 3) $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$.

Решение. Реакции происходят в результате слабого взаимодействия. Определим изменения электрического заряда Q и лептонного электронного числа L_e в этих реакциях

$$\begin{aligned}
 1. \quad & \nu_e + p \rightarrow n + e^+ \\
 & Q: \quad 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad 1 + 0 \rightarrow 0 - 1 \quad \Delta L_e = -2.
 \end{aligned}$$

Реакция невозможна, так как не сохраняется электронное лептонное число.

$$\begin{aligned}
 2. \quad & \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \\
 & Q: \quad 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 - 1 \quad \Delta L_e = 0.
 \end{aligned}$$

Реакция возможна, так как все рассмотренные законы сохранения выполнены

$$\begin{aligned}
 3. \quad & \bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^- \\
 & Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_e = 2.
 \end{aligned}$$

Реакция невозможна, так как не сохраняется электронное лептонное число.

1.2. Мюон, мюонное нейтрино

Мюон μ^- и мюонное нейтрино ν_μ образуют второе поколение лептонов. В табл. 3.3 приведены основные характеристики мюона.

Отрицательно заряженные мюоны распадаются на электрон e^- , электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ и мюонное нейтрино ν_μ :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (3.13)$$

Положительно заряженный мюон μ^+ , являясь античастицей по отношению к μ^- , распадается на позитрон e^+ , электронное нейтрино ν_e

Таблица 3.3

Основные характеристики мюона

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_\mu c^2$, МэВ	$105,658369 \pm 0,000009$
Электрический заряд	Равен заряду электрона
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_\mu c)$	$1,0011659208 \pm 0,0000000006$
Время жизни, с	$(2,19703 \pm 0,00004) \cdot 10^{-6}$
Лептонное число L_μ	+1
Лептонные числа L_e, L_τ	0

и мюонное антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (3.14)$$

Было измерено отношение времен жизни положительного и отрицательного мюонов

$$\frac{\tau_{\mu^+}}{\tau_{\mu^-}} = 1,00002 \pm 0,00008.$$

Таким образом, в пределах достигнутой точности измерений различие во временах жизни не обнаружено и можно утверждать, что в пределах точности измерений

$$\tau_{\mu^+} = \tau_{\mu^-}.$$

Приведем каналы распада μ^- с указанием их относительной вероятности:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \approx 100 \%, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma \quad (1,4 \pm 0,4) \%, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + e^+ + e^- \quad (3,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Данные о массе мюонного нейтрино получены в экспериментах по исследованию кинематики распада покоящегося π^+ -мезона:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (3.16)$$

Прецизионные измерения импульса мюона в таком распаде дали следующую верхнюю границу массы ν_μ :

$$m_{\nu_\mu} c^2 < 0,19 \text{ МэВ}. \quad (3.17)$$

Спины ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ были получены из анализа закона сохранения момента количества движения в распадах π^+ и π^- :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{и} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (3.18)$$

Такой анализ с учетом известных значений спинов π^\pm -мезонов ($J = 0$) и мюонов ($J = 1/2$) дал для спинов ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ значения $J = 1/2$.

Пример. Определить максимальную кинетическую энергию T_e и импульс p_e электрона, образующегося при распаде мюона

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Решение. Рассмотрим распад покоящегося мюона. Максимальными кинетическая энергия и импульс электрона будут тогда, когда нейтрино и антинейтрино летят в одну сторону. Импульс электрона при этом равен арифметической сумме импульсов ν_e и $\bar{\nu}_\mu$. Законы сохранения энергии и импульса в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} m_\mu c^2 &= m_e c^2 + T_e + E_{\bar{\nu}_e} + E_{\nu_\mu}, \\ p_e &= p_{\bar{\nu}_e} + p_{\nu_\mu} \quad \text{или} \quad \frac{\sqrt{T_e^2 + 2m_e c^2 T_e}}{c} = \frac{E_{\bar{\nu}_e} + E_{\nu_\mu}}{c}. \end{aligned}$$

заряженной частицы, пролетавшей сквозь искровые камеры (мюон или электрон), определялся по характеру искрового пробоя. Общая масса нейтринного детектора составляла ≈ 10 тонн.

В результате эксперимента было показано, что при взаимодействии нейтрино, образующихся в распаде π^\pm -мезонов, с протонами и нейтронами детектора рождались только мюоны и не появлялись электроны, т. е. наблюдались реакции

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (3.19)$$

и не наблюдались реакции

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n.$$

Этот и последующие эксперименты показали, что в природе существуют по крайней мере два различных типа нейтрино — электронное ν_e и мюонное ν_μ , т. е. $\nu_\mu \neq \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \neq \bar{\nu}_e$. Кроме того, было показано, что $\bar{\nu}_\mu \neq \nu_\mu$. На основе этих данных были установлены два типа лептонных чисел — электронное L_e и мюонное L_μ . Электронным лептонным числом наделены только лептоны первого поколения e^- , ν_e (и их античастицы e^+ , $\bar{\nu}_e$), а мюонным — только лептоны второго поколения μ^- , ν_μ (и их античастицы μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$).

Для мюонного лептонного заряда (числа), так же как и для электронного, имеет место закон сохранения.

Закон сохранения мюонного лептонного заряда:

В замкнутой системе мюонный лептонный заряд L_μ сохраняется

Не представляет труда приписать знаки мюонного лептонного заряда лептонам второго поколения. Из существования процессов (3.13), (3.14), (3.18), (3.19) и закона сохранения мюонного лептонного заряда следует, что внутри каждой пары лептонов μ^- , ν_μ и μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$ число L_μ должно быть одним и тем же, но эти пары должны отличаться знаком L_μ . Решение о том, какой паре этих лептонов приписать какой знак, может быть любым. Удобно сохранить тот же принцип, как и в случае лептонов первого поколения — за частицами закрепить значение мюонного числа $+1$, а за античастицами -1 . В итоге

$$\begin{aligned} L_\mu(\mu^-, \nu_\mu) &= +1, & L_\mu(\mu^+, \bar{\nu}_\mu) &= -1, \\ L_e(e^-, \nu_e, e^+, \bar{\nu}_e) &= 0, & L_e(\mu^-, \nu_\mu, \mu^+, \bar{\nu}_\mu) &= 0. \end{aligned}$$

Основные характеристики мюонного нейтрино приведены в табл. 3.4.

Пример. Какие из приведенных ниже реакций под действием антинейтрино возможны, какие запрещены и почему:

- 1) $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$;
- 2) $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + \mu^-$;
- 3) $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$?

Таблица 3.4

Основные характеристики мюонного нейтрино

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_{\nu_\mu} c^2$, МэВ	$< 0,19$
Электрический заряд	0
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_e c)$	$< 6,8 \cdot 10^{-10}$
Время жизни/Масса, с/эВ	$> 15,4$
Лептонное число L_μ	+1
Лептонные числа L_e, L_τ	0

Решение. Реакции происходят в результате слабого взаимодействия. Определим изменения электрического заряда Q , лептонного электронного L_e и мюонного L_μ чисел в этих реакциях:

$$\begin{aligned}
 1. \quad & \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+ \\
 & Q: \quad 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0, \\
 & L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 - 1 \quad \Delta L_\mu = 0.
 \end{aligned}$$

Реакция возможна, так как все рассмотренные законы сохранения выполнены.

$$\begin{aligned}
 2. \quad & \bar{\nu}_e + n \rightarrow p + \mu^- \\
 & Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 1, \\
 & L_\mu: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 1.
 \end{aligned}$$

Реакция невозможна, так как не сохраняются электронное и мюонное лептонные числа.

$$\begin{aligned}
 3. \quad & \bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^- \\
 & Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0, \\
 & L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0, \\
 & L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 2.
 \end{aligned}$$

Реакция невозможна, так как не сохраняется мюонное лептонное число.

1.3. Тау-лептон, тау-нейтрино

Третье поколение лептонов образуют τ -лептон и τ -нейтрино; τ -лептоны можно получить в реакции:

$$e^- + e^+ \rightarrow \tau^- + \tau^+. \quad (3.20)$$

Основные характеристики τ^- -лептона приведены в табл. 3.5.

Таблица 3.5

Основные характеристики тау-лептона

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_\tau c^2$, МэВ	$1\,776,99 \pm 0,28$
Электрический заряд	Равен заряду электрона
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_\tau c)$	$1 \pm 0,04$
Время жизни, с	$(2,906 \pm 0,010) \cdot 10^{-13}$
Лептонное число L_τ	+1
Лептонные числа L_e, L_μ	0

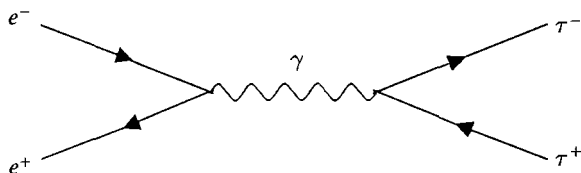


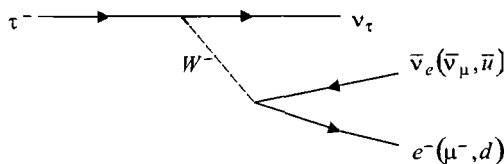
Рис. 3.4. Диаграмма Фейнмана реакции (3.20)

τ^- -лептон заряжен отрицательно, τ^+ — положительно. Они являются соответственно частицей и античастицей.

Основные каналы распада τ^- :

$$\begin{aligned}
 \tau^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau & 17,84\%, \\
 \tau^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau & 17,36\%, \\
 \tau^- &\rightarrow \text{адроны} + \nu_\tau & \approx 63\%.
 \end{aligned}
 \tag{3.21}$$

Диаграмма Фейнмана распада τ^- -лептона с образованием в конечном состоянии электрона (e^-), мюона (μ^-) и кварков (d, \bar{u}) показана на рис. 3.5.

Рис. 3.5. Диаграмма Фейнмана распада τ^- -лептона

τ^- -лептон в результате слабого взаимодействия, которое происходит под действием W^- -бозона, превращается в τ^- -нейтрино ν_τ . W^- -бозон распадается, превращаясь в одну из следующих пар частиц:

- электрон e^- , электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$,
- отрицательно заряженный мюон μ^- , мюонное антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$,
- кварк d , антикварк \bar{u} .

Так как кварки и антикварки в свободном состоянии не наблюдаются, а входят в состав адронов, в точке распада W^- -бозона образуются адроны, которые и наблюдаются в результате распада τ^- -лептона.

τ^- -лептон имеет время жизни $\tau \approx 2,9 \cdot 10^{-13}$ с и поэтому, как правило, регистрируется по каналам его распада. Для наблюдения реакции (3.20) на фоне большого количества адронов целесообразно отбирать те каналы распада τ^- -лептонов, в которых образуются лептонные пары $e^- \mu^+$ или $e^+ \mu^-$, т. е. $e\mu$ -пары, имеющие противоположные электрические заряды. Из распадов

$$e^- + e^+ \rightarrow \begin{cases} \tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau & \text{или} & \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \\ \tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau & \text{или} & \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau \end{cases} \quad (3.22)$$

$e\mu$ -распады являются наиболее подходящими для наблюдения τ^- -лептонов, так как в этом случае не образуются адроны, которые трудно регистрировать и интерпретировать. Нейтрино и антинейтрино, образующиеся в реакции (3.22), непосредственно не регистрируются.

Тау-нейтрино и соответствующее антинейтрино были впервые зарегистрированы в 2000 г. на нейтринном детекторе DONUT (Direct Observation of the NU Tau) в реакциях

$$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p \quad \text{и} \quad \bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n. \quad (3.23)$$

Нейтринный детектор DONUT состоял из железных пластин, между которыми располагались слои фотоэмульсии. В результате взаимодействия тау-нейтрино с ядрами железа образовывались τ^- -лептоны, которые оставляли в фотоэмульсии след длиной ≈ 1 мм. В первом эксперименте в результате анализа $\approx 10^7$ событий было надежно выявлено 4 случая реакций (3.23).

Основные характеристики тау-нейтрино даны в табл. 3.6.

Ограничения на массу ν_τ получают из анализа кинематики распада τ^- -лептона, рождающегося в $e^- e^+$ -соударениях:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ + \nu_\tau, \\ \tau^- &\rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Из анализа следует верхняя оценка массы m_{ν_τ}

$$m_{\nu_\tau} c^2 < 18,2 \text{ МэВ}. \quad (3.25)$$

Таблица 3.6

Основные характеристики тау-нейтрино

Характеристика	Численное значение
Спин J, \hbar	1/2
Масса $m_{\nu_\tau} c^2$, МэВ	< 18,2
Электрический заряд	0
Магнитный момент, $e\hbar/(2m_e c)$	< $3,9 \cdot 10^{-7}$
Время жизни	не измерено
Лептонное число L_τ	+1
Лептонные числа L_e, L_μ	0

Лептонные квантовые числа τ -лептона и τ -нейтрино следующие:

$$L_\tau(\tau^-, \nu_\tau) = +1, \quad L_\tau(\tau^+, \bar{\nu}_\tau) = -1,$$

$$L_\mu(\tau^-, \nu_\tau, \tau^+, \bar{\nu}_\tau) = 0, \quad L_e(\tau^-, \nu_\tau, \tau^+, \bar{\nu}_\tau) = 0.$$

Для таонного лептонного заряда (числа), так же как и для электронного и мюонного, имеет место закон сохранения.

Закон сохранения таонного лептонного заряда:

В замкнутой системе таонный лептонный заряд L_τ сохраняется

1.4. Свойства лептонов

Лептоны — класс фундаментальных частиц Стандартной модели, не участвующих в сильных взаимодействиях. Массы лептонов e, μ, τ хорошо известны:

$$m_e c^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}, \quad m_\mu c^2 \approx 105,7 \text{ МэВ}, \quad m_\tau c^2 \approx 1777 \text{ МэВ}. \quad (3.26)$$

Напротив, массы нейтрино не измерены — из данных по слабым распадам известны только их постоянно уточняющиеся верхние пределы. В настоящее время эти пределы таковы:

$$m_{\nu_e} c^2 < 2 \text{ эВ}, \quad m_{\nu_\mu} c^2 < 0,19 \text{ МэВ}, \quad m_{\nu_\tau} c^2 < 18,2 \text{ МэВ}. \quad (3.27)$$

В то же время эксперименты по нейтринным осцилляциям (гл. 11) указывают на то, что массы нейтрино не нулевые.

Все лептоны обладают полуцелым спином $J = 1/2$ и в соответствии с этим являются фермионами.

Электрон — стабильная частица. Лептоны μ , τ являются нестабильными частицами и распадаются за средние времена

$$\tau_{\mu} \approx 2,19 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad \tau_{\tau} \approx 2,9 \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

Вопрос о нестабильности частиц имеет фундаментальное значение и заслуживает специального обсуждения. В самом деле, как понимать нестабильность фундаментальной частицы? Эта нестабильность имеет квантовое происхождение и связана с принципиально неустранимыми квантовыми флуктуациями. Любой микрообъект за счет этих флуктуаций обязательно должен перейти в другое состояние, т. е. распасться на частицы меньшей массы покоя, если нет специальных запретов на такой распад. Таким образом, нестабильность микрообъектов должна быть скорее правилом, чем исключением. Частота, с которой во флуктуациях встречаются различные конфигурации, соответствующие продуктам распада, зависит от интенсивности взаимодействий — сильного, электромагнитного и слабого, — которые связывают распадающуюся частицу с различными каналами ее распада.

Причина, по которой частица не будет распадаться, может быть обусловлена тем, что у частицы для распада может просто не хватить либо энергии, либо момента количества движения. Обе эти величины должны сохраняться при любых превращениях частиц. Однако имеются и другие причины, догадаться о которых без данных опыта просто невозможно. Чтобы пояснить это, обсудим вопросы о стабильности электрона и протона. Почему электрон не распадается, например, на нейтрино и гаммаквант: $e^{-} \rightarrow \nu_e + \gamma$? Ответ очень простой: в этом процессе не сохраняется электрический заряд. Казалось бы, закон сохранения электрического заряда не препятствует распаду $p \rightarrow e^{+} + \gamma$, но, тем не менее, такой распад не происходит и протон живет «вечно». Причина, по которой не происходит этот распад, состоит в том, что он запрещен законами сохранения лептонного и барионного зарядов, которые запрещают появление в квантовых флуктуациях конфигураций, соответствующих таким распадам.

Наиболее специфической квантовой характеристикой лептонов можно считать лептонный заряд. Каждому поколению лептонов следует приписать свой лептонный заряд, соответственно L_e , L_{μ} , L_{τ} . Этот заряд, как и обычный электрический заряд, является *сохраняющимся* и *аддитивным*, т. е. заряд системы лептонов равняется сумме лептонных зарядов отдельных лептонов и должен быть одинаковым до и после завершения любого процесса.

Эксперимент подтверждает, что во всех процессах, происходящих в замкнутой системе в результате сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, каждое лептонное число L_e , L_{μ} , L_{τ} сохраняется порознь. Это позволяет объяснить, почему, например, происходят процессы

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^{+},$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu,$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau,$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

и не наблюдаются процессы

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma,$$

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n,$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p.$$

Закон сохранения лептонных чисел требует, например, чтобы в реакции распада нейтрона вместе с электроном обязательно рождалось электронное антинейтрино. Распад π^- -мезона должен сопровождаться появлением отрицательного мюона и мюонного антинейтрино. Распад отрицательного мюона должен сопровождаться появлением мюонного нейтрино и электронного антинейтрино. В то же время законы сохранения L_e и L_μ запрещают распад отрицательного мюона на электрон и гамма-квант.

Однако с теоретической точки зрения нет весомых аргументов считать, что законы сохранения лептонных чисел являются абсолютно строгими законами сохранения. Поэтому важно установить степень выполнения этих законов сохранения. Точность выполнения законов сохранения лептонных чисел L_e , L_μ и L_τ оценивается на основе сопоставления вероятностей процессов, запрещенных и разрешенных этими законами сохранения:

$$w(\mu^- \rightarrow e^- + \gamma)/w(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) < 10^{-11},$$

$$w(\mu^- \rightarrow e^- + e^- + e^+)/w(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) < 10^{-12},$$

$$w(\tau^- \rightarrow e^- + \gamma)/w(\tau^- \rightarrow \text{все моды распада}) < 10^{-7},$$

$$w(\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma)/w(\tau^- \rightarrow \text{все моды распада}) < 10^{-7}.$$

Одним из главных квантовых свойств элементарных частиц является свойство рождаться и исчезать в различных процессах. Сохранение лептонного заряда означает, что лептоны поодиночке исчезать и рождаться не могут. Они, однако, могут делать это парами частица—античастица, так чтобы их суммарный лептонный заряд равнялся нулю.

Лептоны, как и другие фундаментальные фермионы — кварки — описываются уравнением Дирака, и ряд их важных свойств является, по существу, следствием этого уравнения. Речь идет о существовании пар двойников частица—античастица, о такой характеристике релятивистских частиц, как спиральность, и о магнитном моменте заряженных лептонов и антилептонов. Поэтому можно считать, что возникновение этих свойств (характеристик) и качественно, и количественно современная физика объясняет.

Что касается вопроса о том, почему некоторые лептоны являются стабильными частицами, а другие распадаются, то, как мы уже видели, ответ на него дают законы сохранения. Из закона сохранения лептонных чисел следует, что нейтрино являются стабильными частицами, так как ν_e является самой легкой частицей, имеющей $L_e = +1$. Аналогично $\bar{\nu}_e$ является самой легкой частицей, имеющей $L_e = -1$. Из таких же рассуждений следует стабильность $\nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$. Стабильность электрона и позитрона следует из закона сохранения электрического заряда. Электрон является стабильной частицей, так как это самая легкая частица, имеющая отрицательный электрический заряд $-e$. Аналогичные рассуждения справедливы для позитрона.

§ 2. Кварки

Следующий класс фундаментальных фермионов — частиц с полуцелым спином $J = 1/2$ — образуют шесть кварков, которые обычно также представляют в виде трех кварковых поколений (семейств):

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

2.1. Характеристики кварков

С обыденной точки зрения, может быть, главной чертой кварков следует считать то, что они не существуют в свободном состоянии (исключение составляет t -кварк, который распадается раньше, чем успевает оказаться связанным в адрон). В нашем мире кварки всегда спрятаны в протонах и нейтронах атомных ядер.

Так же как и лептоны, кварки обладают привычными характеристиками — зарядом, массой, спином, магнитным моментом. При этом верхние компоненты дублетов (3.28), т. е. кварки u, c, t , имеют положительный заряд

$$Q_{u,c,t} = +\frac{2}{3}e; \quad (3.29)$$

нижние компоненты — кварки d, s, b — имеют отрицательный заряд

$$Q_{d,s,b} = -\frac{1}{3}e, \quad (3.30)$$

где e — заряд позитрона. Такие непривычные значения зарядов на первых этапах появления кварковой модели мешали поверить в реальное существование кварков.

Квантовые характеристики кварков приведены в табл. 3.7. Каждый кварк имеет еще три цветные степени свободы (красный, синий, зеленый). Цветные степени свободы в таблице не указаны. Античастицы кварков — антикварки.

Ситуация с остальными квантовыми характеристиками кварков является более сложной, чем в случае лептонов. Дело в том, что, во-первых, кварки не существуют в свободном состоянии, а спрятаны в кварковых системах — адронах. Поэтому им нельзя освободиться от взаимодействия с находящимися в том же объеме другими кварками и глюонами. Во-вторых, даже если бы кварки могли существовать в изолированном виде, основное состояние окружающего пространства, т. е. пространства, в котором отсутствуют реальные частицы (такое состояние называют *физическим вакуумом*), влияет на их свойства. Все это приводит к тому, что в настоящее время различают два типа кварков — *токовые* и *конституэнтные*. Токовые кварки — это кварки, закладываемые в теорию, т. е. кварки, не испытывающие воздействия со стороны вакуума. Конституэнтные кварки — это объекты, которые существуют в физическом вакууме и отражают «игру» всевозможных вакуумных взаимодействий, т. е. «реальные» (эффективные) кварки в адронах, движение и взаимодействие которых формирует адроны. Токовые и конституэнтные кварки являются аналогами электронов в пустом пространстве и электронных комплексов в твердом теле. Эти комплексы называют обычно квазиэлектронами. То обстоятельство, что квазиэлектроны не есть пустотные электроны, проявляется в том, что электроны твердого тела обладают эффективной массой, которая может существенно отличаться от массы свободного электрона.

Масса токового кварка это масса кварка, не взаимодействующего с глюонами и другими кварками, т. е. «голого» кварка. В силу явления асимптотической свободы, присущего цветному взаимодействию, которое мы обсудим ниже, таким он становится в адроне, если его локализовать в области с очень малыми пространственными размерами ($< 10^{-14}$ см). Если же кварк локализовать в области с размерами больше 10^{-14} см, то начинают играть роль факторы, которые формируют массу конституэнтного кварка. Главную роль в формировании массы конституэнтного кварка играет образующееся в вакууме *нелинейное поле*, называемое *кварк-антикварковым конденсатом*. Это поле по своим свойствам является скалярным объектом по отношению к лоренцевским преобразованиям, т. е. таким же, как масса, и взаимодействие с ним может приводить к появлению массы. В настоящее время считается, что массу конституэнтного кварка в основном создает его отталкивание от этого поля. Некоторую добавку к массе конституэнтного кварка дает кварк-глюонная шуба, создаваемая вокруг кварка его взаимодействием с глюонами и кварками.

По массам кварки разделяются на легкие — *u*, *d*, *s* и тяжелые — *c*, *b*, *t*. Токовые массы *u*-, *d*- и *s*-кварков в энергетических единицах следующие:

$$m_u c^2 = 1,5\text{--}3,0 \text{ МэВ}, \quad m_d c^2 = 3\text{--}7 \text{ МэВ}, \quad m_s c^2 = 95 \pm 25 \text{ МэВ}. \quad (3.31)$$

Полагая, что масса нуклона (≈ 940 МэВ) складывается из массы трех конституэнтных кварков *u* и *d*, получаем в качестве оценки конституэнтной массы этих кварков величину ≈ 310 МэВ. Массу конституэнтного *s*-кварка можно оценить из масс странных гиперонов. Она ≈ 510 МэВ.

Таблица 3.7

Характеристики кварков

Характеристика	Тип кварка (аромат)					
	<i>d</i>	<i>u</i>	<i>s</i>	<i>c</i>	<i>b</i>	<i>t</i>
Электрический заряд Q в единицах e	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
Барионное число B	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
Спин J	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
Четность P	+1	+1	+1	+1	+1	+1
Изоспин I	1/2	1/2	0	0	0	0
Проекция изоспина I_3	-1/2	+1/2	0	0	0	0
Странность s	0	0	-1	0	0	0
Очарование (charm) c	0	0	0	+1	0	0
Bottom b	0	0	0	0	-1	0
Топ t	0	0	0	0	0	+1
Масса конституэнтного кварка (mc^2 , ГэВ)	0,33	0,33	0,51	1,8	5	180
Масса токового кварка	3–7 МэВ	1,5–3,0 МэВ	95 ± 25 МэВ	1,25 ± 0,09 ГэВ	4,2–4,7 ГэВ	174 ± 3 ГэВ

Токовые массы тяжелых кварков имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}
 m_c c^2 &= 1,25 \pm 0,09 \text{ ГэВ}, \\
 m_b c^2 &= 4,2\text{--}4,7 \text{ ГэВ}, \\
 m_t c^2 &= 174,2 \pm 3,3 \text{ ГэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{3.32}$$

Конституэнтная масса тяжелых кварков больше их токовой массы примерно на 500 МэВ.

Пример. Оценить магнитные моменты u - и d -кварков в ядерных магнетонах, считая, что их масса равна 1/3 массы нуклона.

Решение. В соответствии с теорией Дирака всякая точечная заряженная частица со спином 1/2, массой m и зарядом q имеет величину собственного магнитного момента

$$\mu = \frac{q\hbar}{2mc}.$$

Исходя из этого, для u - и d -кварка соответственно имеем:

$$\begin{aligned}\mu_u &= \frac{+\frac{2}{3}e\hbar}{2m_{uc}} = \frac{e\hbar}{3m_{uc}} = \frac{e\hbar}{m_p c} = 2\mu_N, \\ \mu_d &= \frac{-\frac{1}{3}e\hbar}{2m_{dc}} = -\frac{e\hbar}{6m_{dc}} = -\frac{e\hbar}{2m_p c} = -\mu_N,\end{aligned}$$

где $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} \approx 3,15 \cdot 10^{-18}$ МэВ/Гс — ядерный магнетон (m_p — масса протона).

Кварки, как и большинство других фундаментальных частиц, являются нестабильными. Поскольку свободных кварков не существует и все они спрятаны в адронах (исключение t -кварк), то их распады проявляются в распадах адронов. Например, d -кварк за счет слабых сил может, испустив e^- и $\bar{\nu}_e$, превратиться в более легкий u -кварк:

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.33)$$

Такого типа распады проявляются в распаде нейтрона, состоящего из одного u -кварка и двух d -кварков:

$$n(udd) \rightarrow p(uud) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.34)$$

Интересно отметить парадоксальную ситуацию, возникающую с легкими кварками в адронах, у которых полная энергия отличается от суммы масс кварков. Например, с небольшой вероятностью протекают распады:

$$\pi^+(u\bar{d}) \rightarrow \pi^0(d\bar{d}) + e^+ + \nu_e, \quad (3.35)$$

$$\pi^-(d\bar{u}) \rightarrow \pi^0(u\bar{u}) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.36)$$

В первом распаде происходит «нелогичное» превращение $u \rightarrow d$, т. е. превращение u -кварка в более тяжелый d -кварк, а во втором, как и должно быть, $d \rightarrow u$. В то же время можно было бы ожидать, что должен быть открыт канал только с превращением более тяжелого кварка d в u . Существование такого парадокса связано с тем, что масса пиона отличается от суммы масс кварков. Аналогичное явление существует и в атомных ядрах. Свободный нейтрон является нестабильным (он живет около 900 секунд), а в ядре он может жить вечно. В отличие от свободного нейтрона, свободный протон, состоящий из двух u -кварков и одного d -кварка, является стабильным. Поиски распада свободного протона не увенчались успехом. Отсюда следует, что d -кварк в свободном протоне вообще не распадается, т. е. стабилен. Однако стабильный в вакууме протон в ядре может распасться (через распад u -кварка в d), превращаясь в нейтрон и пару лептонов:

$$p(uud) \rightarrow n(udd) + e^+ + \nu_e. \quad (3.37)$$

Это явление известно как β^+ -распад атомных ядер.

Для адронов с более тяжелыми кварками s , c , b ситуация в отношении распадов становится более простой: распад соответствующего адрона обусловлен преимущественно распадом тяжелого кварка. Это связано с тем,

что разность масс кварков становится столь большой, что она уже не может быть преодолена разностью масс систем в целом. Например, лептонный распад положительного каона $K^+(u\bar{s})$:

$$K^+(u\bar{s}) \rightarrow \pi^0(u\bar{u}) + e^+ + \nu_e \quad (3.38)$$

обусловлен именно распадом кварка \bar{s} :

$$\bar{s} \rightarrow \bar{u} + e^+ + \nu_e.$$

Подобным образом распад Λ -частицы

$$\Lambda(uds) \rightarrow p(udu) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.39)$$

происходит в результате превращения s -кварка в u -кварк ($s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$).

Специфические квантовые числа кварков являются гораздо более разнообразными, чем у лептонов. Лептонам Стандартная модель приписывает три лептонных заряда L_e, L_μ, L_τ . Аналогичной величиной у кварков — но одной и той же у всех кварков — является барионный заряд B , равный $+1/3$ у кварков и $-1/3$ у антикварков. Барионный заряд является аддитивным и сохраняющимся квантовым числом. Пока не обнаружено каких-либо указаний на его несохранение. Адроны, состоящие из трех кварков, имеют барионный заряд $B = 1/3 + 1/3 + 1/3 = +1$ и называются барионами. У антибарионов, состоящих из трех антикварков, $B = -1/3 + (-1/3) + (-1/3) = -1$. У мезонов и антимезонов, состоящих из одного кварка и одного антикварка, $B = +1/3 + (-1/3) = 0$.

Следующим квантовым числом кварков является квантовое число «аромат». Каждый из шести кварков обладает своим ароматом, который совпадает с названием кварков — u, d, s, c, b, t . Ароматы s, c, b, t задаются специальными аддитивными числами. Их названия: *странность* (s), *очарование* или *шарм* (c), *боттом* (b) и *топ* (t). У кварков s, c, b, t эти квантовые числа таковы:

$$s = -1, \quad c = +1, \quad b = -1, \quad t = +1, \quad (3.40)$$

у антикварков соответственно

$$s = +1, \quad c = -1, \quad b = +1, \quad t = -1. \quad (3.41)$$

Заметим, что условились считать знаки ароматов совпадающими со знаками электрических зарядов кварков.

Для идентификации «ароматных» свойств легчайших кварков u и d используется квантовое число I — изоспин, являющееся более сложным понятием. Изоспин I есть характеристика специфической симметрии сильного взаимодействия — *изоспиновой симметрии*, содержание которой мы пока отразим словами « u и d суть два разных состояния одной частицы». Концепция изоспина играет важную роль в системах кварков. Операторы \hat{I} изоспина и его проекции \hat{I}_3 действуют в пространстве кварков, меняя тип кварка: $u \leftrightarrow d$. Как мы уже отмечали в гл. 2, по своим формальным свойствам I и I_3 тождественны спину J и его проекции J_z

на ось квантования z . Напомним, что изоспиновое пространство является воображаемым (фиктивным), но так же как и реальное, трехмерным евклидовым, поэтому три его оси мы, во избежание путаницы, обозначаем цифрами 1, 2, 3, сохраняя буквы x, y, z для обозначения координатных осей реального пространства. Подобно тому как состояния с разными проекциями момента количества движения $J_z = M$ в изотропном реальном пространстве образуют систему вырожденных уровней, число которых равняется $2J + 1$, концепция изоспина предполагает, что кварковые системы, обладающие определенным изоспином I , в изотропном изоспиновом пространстве вырождены по его проекции I_3 и, следовательно, по массе. Эти системы частиц называются *изоспиновыми мультиплетами*. Поскольку частицы в мультиплете отличаются проекцией I_3 изоспина, то число n частиц в мультиплете определяется величиной изоспина I и связано с ним очевидным соотношением $n = 2I + 1$. Кваркам u и d приписывается изоспин $I = 1/2$ с проекциями I_3 на ось квантования в изоспиновом пространстве, равными соответственно $+1/2$ (изоспин направлен вверх) и $-1/2$ (изоспин направлен вниз):

$$u \rightarrow I = \frac{1}{2}, \quad I_3 = +\frac{1}{2}, \quad (3.42)$$

$$d \rightarrow I = \frac{1}{2}, \quad I_3 = -\frac{1}{2}. \quad (3.43)$$

Буквенные обозначения u - и d -кварков отражают направления их изоспинов, так как происходят от английских слов up (вверх) и down (вниз). Следует иметь в виду, что изотропия изоспинового пространства нарушена электромагнитным взаимодействием, что приводит к снятию вырождения по массам частиц изоспинового мультиплета. Следствием этого является различие масс u - и d -кварков.

Наиболее существенную роль изоспин играет в систематике адронов. Самые известные адроны — протон p и нейтрон n , состоящие из u и d кварков, — обладают изоспином $I = 1/2$ и различаются знаками проекции I_3 :

$$p \equiv uud \left(I = \frac{1}{2}, I_3 = +\frac{1}{2} \right), \quad (3.44)$$

$$n \equiv udd \left(I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right). \quad (3.45)$$

Таким образом, изоспиновая симметрия с кваркового уровня переносится на уровень нуклонов и адронов. Суть ее для нуклонов можно выразить фразой «протон и нейтрон суть два разных состояния одной частицы — нуклона».

Изоспин и квантовые числа s, c, b, t являются приблизительно сохраняющимися квантовыми числами. Они сохраняются только в сильных взаимодействиях. Следствия из этого приближенного сохранения будут рассмотрены позднее.

Для кварков справедливо правило (соотношение) М. Гелл-Манна и К. Нишиджимы (впервые оно было установлено в 1953 г. для адронов):

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (3.46)$$

где Q , I_3 и Y — соответственно электрический заряд, проекция изоспина кварка и его *гиперзаряд*. В свою очередь гиперзаряд $Y = B + s$, где B — барионное число, а s — странность кварка. В дальнейшем, с появлением других ароматов — c , b и t — появилось понятие *обобщенного гиперзаряда* $Y = B + s + c + b + t$. При этом правило (3.46) остается справедливым и с обобщенным гиперзарядом.

Еще одним квантовым числом кварков является *цвет*. Цвет кварков — это условное название внутренней степени свободы каждого из шести кварков, принимающей три значения и выполняющей роль заряда сильного взаимодействия. Обычно используют в буквальном смысле три цвета — красный (k), зеленый (z) и синий (c), хотя их можно просто пронумеровать 1, 2, 3. Существование цвета означает, что кварков не шесть (u, d, s, c, b, t), а восемнадцать — кварки каждого аромата утраиваются:

$$u \rightarrow u_{k,z,c}, \quad d \rightarrow d_{k,z,c}, \quad s \rightarrow s_{k,z,c} \quad \text{и т. д.} \quad (3.47a)$$

Цвет является аддитивным сохраняющимся квантовым числом.

Антикварки ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}$) наделены *антицветами* $\bar{k}, \bar{z}, \bar{c}$. Понятие антицвета не является простым. В первом приближении можно считать, что антицвет \bar{k} , будучи объединенным с цветом k , дает бесцветное состояние. Впоследствии мы уточним понятие антицвета. Антикварков с учетом антицвета тоже восемнадцать:

$$\bar{u} \rightarrow \bar{u}_{\bar{k},\bar{z},\bar{c}}, \quad \bar{d} \rightarrow \bar{d}_{\bar{k},\bar{z},\bar{c}}, \quad \bar{s} \rightarrow \bar{s}_{\bar{k},\bar{z},\bar{c}} \quad \text{и т. д.} \quad (3.47b)$$

В нашем мире допустимы только *бесцветные* состояния составных систем из кварков и глюонов. Поэтому мы не видим отдельные цветные кварки, а видим только их бесцветные комбинации в форме адронов. Откуда у нас убеждение в реальности кварков? Одним из наиболее убедительных доказательств этого является наблюдение *струй адронов*, образующихся в процессах e^+e^- -аннигиляции.

2.2. Адронные струи

Аннигиляция электрона и позитрона происходит в результате электромагнитного взаимодействия. Электрон и позитрон аннигилируют, и рождается виртуальный фотон. Образовавшийся фотон может родить любые частицы, которые способны образоваться с энергией, равной сумме энергий электрона и позитрона. В частности, в результате e^+e^- -аннигиляции могут рождаться пары $\mu^+\mu^-$ и $q\bar{q}$. Диаграммы Фейнмана их образования показаны на рис. 3.6.

Рассмотрим как происходит процесс рождения адронов в e^+e^- -аннигиляции. Здесь также на первом этапе происходит взаимное уничтожение

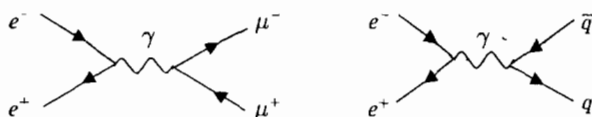


Рис. 3.6. Диаграммы рождения пар $\mu^+\mu^-$ и $q\bar{q}$ при аннигиляции e^+e^-

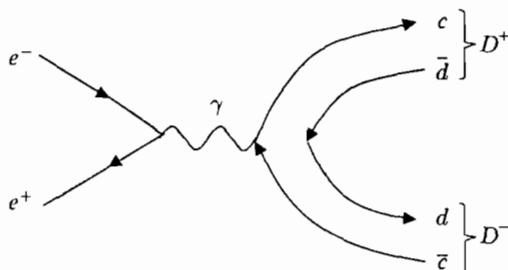


Рис. 3.7. Образование пары мезонов D^+D^- в e^+e^- -аннигиляции

электрона и позитрона с образованием фотона. Затем фотон образует кварк-антикварковую пару.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что образовавшаяся кварк-антикварковая ($q\bar{q}$) пара имеет ту же энергию, что и сталкивающиеся лептоны. Однако кварки являются цветными объектами и поэтому не могут существовать в свободном состоянии. Например, если первоначально образовалась пара $c\bar{c}$ -кварков, то c -кварк может, подхватив из вакуума \bar{d} -кварк, образовать D^+ -мезон, а \bar{c} -кварк, подхватив из вакуума d -кварк, может образовать D^- -мезон (рис. 3.7). Такой процесс превращения кварков в адроны называется *адронизацией*.

При лобовом столкновении e^- и e^+ , имеющих одинаковые энергии, их суммарный импульс будет нулевым и поэтому рожденная $q\bar{q}$ -пара также будет иметь нулевой импульс. Следовательно, q и \bar{q} будут разлетаться в диаметрально противоположных направлениях с одинаковыми скоростями. Обрастая «извлеченными из вакуума» другими кварками, первичные кварк и антикварк превратятся в бесцветные адроны. Из закона сохранения импульса следует ожидать, что импульсы образовавшихся адронов должны быть направлены вдоль импульсов первоначально образовавшихся кварка и антикварка. Таким образом, результатом лобового столкновения высокоэнергичных e^- и e^+ может быть образование двух компактных групп адронов, летящих в противоположных направлениях — так называемых *адронных струй* (рис. 3.8).

Адронная струя — это совокупность адронов, летящих в одном направлении. Средний угол раствора струи уменьшается с ростом ее энергии, т. е. адроны все сильнее группируются вокруг направления вылета кварка. При энергии струи ≈ 20 ГэВ составляющие струю адроны занимают $\approx 5\%$ от полного телесного угла. В экспериментах 1975 г. на установках SLAC

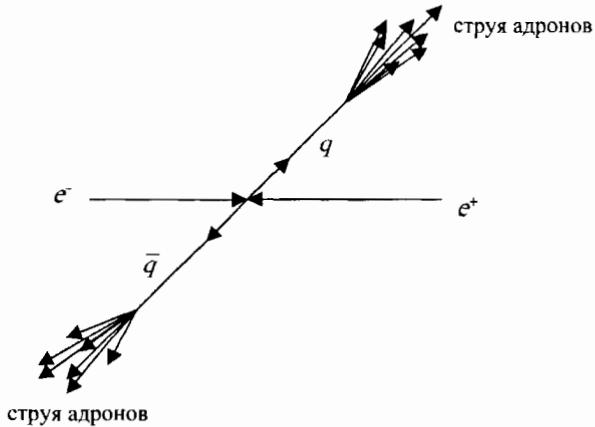


Рис. 3.8. Схема образования адронных струй в e^+e^- -аннигиляции

(США), а затем PETRA (Германия) было убедительно показано, что такие струи адронов действительно наблюдаются.

Наблюдение адронных струй — одно из доказательств того, что кварки реально существуют.

Поскольку адроны имеют целочисленные заряды, то суммарные заряды адронных струй также целочисленны. Однако если повторять один и тот же опыт по рождению струй много раз и определять средний по событиям суммарный электрический заряд струи, то он оказывается дробным и величина его именно такая, какая и должна быть у кварков, образующих адронные струи. Наиболее удобным для таких исследований является глубоконеупругое столкновение нейтрино (антинейтрино) с нуклоном — νN и $\bar{\nu}N$. В таких процессах переносчик слабого взаимодействия заряженный W^+ - (или W^- -) бозон может поглотиться лишь кварком d (или u) нуклона, превратившись в кварк u (d), который, вылетая из нуклона, дает начало струе адронов. Процесс столкновения мюонного нейтрино с нуклоном сводится к процессу

$$\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u. \quad (3.48)$$

Соответствующая диаграмма с учетом того, что кварк d входит в состав нуклона-мишени (например, протона), показана на рис. 3.9.

Аналогично можно получить, что $\bar{\nu}_\mu$ будет «выбирать» в нуклоне кварк u и взаимодействовать с ним по схеме

$$\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d. \quad (3.49)$$

Конечный кварк (u — в реакции (3.48) или d — в реакции (3.49)), получив в глубоконеупругом столкновении основную часть энергии ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), приобретает большую скорость и вылетает из нуклона в переднюю полу-сферу в системе центра инерции (СЦИ). Этот кварк называют *лидирующей*. Оставшиеся два кварка (*кварки-наблюдатели*) — медленные и летят

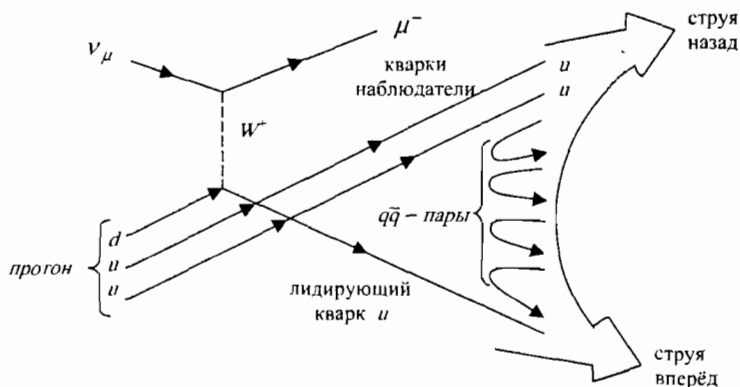


Рис. 3.9. Диаграмма рождения адронных струй при столкновении ν_μ с протоном

в заднюю полусферу, что приводит к возникновению двух струй адронов, двигающихся в СЦИ в противоположных направлениях. Струя в передней полусфере несет информацию об аромате (заряде) лидирующего кварка. Если поставить опыт так, чтобы с определением зарядов адронов в струе в передней полусфере одновременно идентифицировать заряд мюона, то мы будем знать, к какому из двух процессов — (3.48) или (3.49) — относится конкретное измерение. Усредняя многие измерения, можно проверить, «помнит» ли струя адронов заряд лидирующего кварка.

Приведем данные одного из измерений, выполненных в 1979 г. на нейтринном (антинейтринном) пучке с энергией 100–200 ГэВ от протонного ускорителя TEVATRON (Fermilab, США) с помощью пузырьковой камеры диаметром 4,5 м, наполненной жидкой водородно-неоновой смесью и помещенной в сильное магнитное поле (≈ 3 Тл). Камера использовалась совместно с внешним мюонным идентификатором. Оказалось, что средние (по событиям) заряды адронных струй, образующихся в передней полусфере под действием пучка нейтрино (антинейтрино), следующие (в единицах элементарного заряда):

$$Q(\nu N) = 0,65 \pm 0,12; \quad Q(\bar{\nu} N) = -0,33 \pm 0,09, \quad (3.50)$$

что убедительно согласуется с величинами $+2/3$ и $-1/3$ для u - и d -кварков.

Перед тем как завершить рассмотрение кварков, расскажем о том, как был открыт самый тяжелый из кварков — t -кварк.

2.3. Открытие топ-кварка

После открытия b -кварка было установлено существование трех кварков (d, s, b) с электрическим зарядом (в единицах e) $Q = -1/3$ и двух кварков (u, c) с зарядом $Q = +2/3$. b -кварк нарушил симметрию в се-

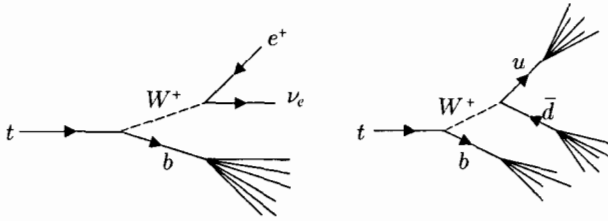


Рис. 3.10. Диаграммы распада t -кварка

мействе кварков:

$$\begin{aligned}
 Q = +2/3 & \quad u \quad c \\
 Q = -1/3 & \quad d \quad s \quad b
 \end{aligned}$$

Появились веские аргументы в пользу существования шестого, самого тяжелого кварка с зарядом $Q = +2/3$. Из теоретических соображений следовало, что если масса t -кварка больше 85 ГэВ, то основными каналами распада t -кварка и его антикварка \bar{t} должны быть распады за счет слабого взаимодействия

$$t \rightarrow W^+ + b \quad \text{и} \quad \bar{t} \rightarrow W^- + \bar{b}. \quad (3.51)$$

Образующиеся при распаде t -кварка W -бозоны распадаются на два лептона ($e\nu_e, \mu\nu_\mu$) или на кварк-антикварковую пару $u\bar{d}$ ($d\bar{u}$). Таким образом, при распаде t -кварков должны наблюдаться либо два лептона и одна адронная струя, вызванная b -кварком, либо три адронные струи вызванные b -, u - и \bar{d} -кварками (рис. 3.10).

В таких распадах можно измерить импульсы всех образующихся частиц за исключением нейтрино. Дополнительным критерием правильности отбора событий может быть равенство эффективной массы двух адронных струй массе W -бозона (см. правую диаграмму рис. 3.10).

Эксперименты по поиску t -кварков были поставлены на Теватроне (Фермилаб, США). t -кварк был открыт в 1995 г. в столкновении пучков протонов и антипротонов.

На рис. 3.11 показана на кварковом уровне одна из возможных диаграмм образования $t\bar{t}$ -пары на встречных протон-антипротонных пучках. Один из кварков, входящих в состав протона, в результате сильного взаимодействия с одним из антикварков антипротона образует глюон g (квант сильного поля), который затем порождает пару $t\bar{t}$.

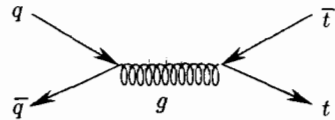


Рис. 3.11. Одна из диаграмм образования $t\bar{t}$ -пары в столкновении протона и антипротона

Вероятность рождения пары $t\bar{t}$ -кварков в столкновении протона и антипротона с энергиями ≈ 1 ТэВ всего 10^{-9} – 10^{-10} . Поэтому потребовалось несколько месяцев измерений, чтобы убедиться в наблюдении топ-кварка и определить его характеристики. Масса топ-кварка

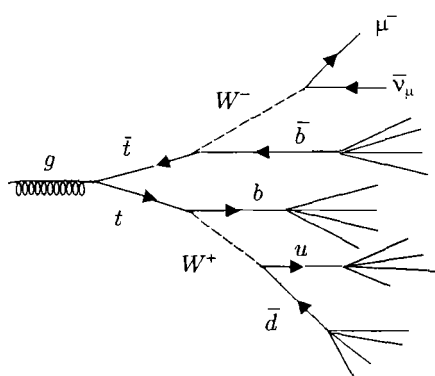


Рис. 3.12. Одна из схем распада кварк-антикварковой пары

в соответствии с последними данными $m_t c^2 = 174,2 \pm 3,3$ ГэВ, его заряд $+\frac{2}{3}e$. Он наделен «индивидуальным» квантовым числом топ $t = +1$. Как и у других кварков его спин $J = 1/2$, барионное число $B = +1/3$, четность $P = +1$. Изоспин топ-кварка нулевой, как и другие ароматы кроме t .

Кварк t имеет время жизни $\tau \approx 10^{-25}$ с, поэтому он не успевает создать семейства адронов, содержащих этот кварк. Столь малое время жизни t -кварка обусловлено большим энерговыделением Q при превращении t -кварка в b -кварк:

$$Q = m_t c^2 - m_b c^2 - m_W c^2 \approx 90 \text{ ГэВ.}$$

Среднее время жизни частицы, распадающейся в результате слабого взаимодействия, обратно пропорционально энергии распада Q в пятой степени:

$$\tau \sim Q^{-5}, \quad (3.52)$$

что и приводит к очень малому времени жизни t -кварка.

Рис. 3.13 показывает один из наблюдавшихся случаев образования адронных струй (jets) при распаде пары $t\bar{t}$ -кварков. Этот случай отвечает следующей последовательности процессов:

$$p + \bar{p} \rightarrow t + \bar{t}, \quad t \rightarrow b + W^+, \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad \bar{t} \rightarrow \bar{b} + W^-, \quad W^- \rightarrow \bar{u} + d.$$

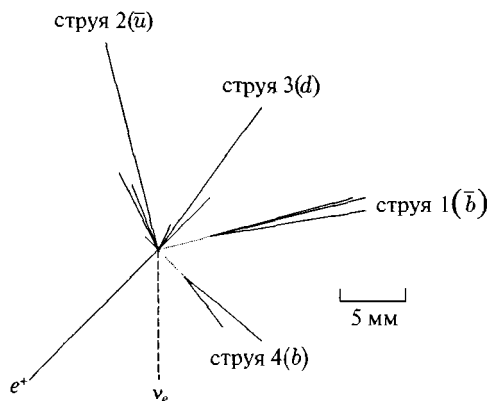


Рис. 3.13. Один из случаев образования адронных струй при распаде пары $t\bar{t}$

§ 3. Калибровочные бозоны

Следующий класс фундаментальных частиц Стандартной модели образуют кванты *калибровочных полей*. Так называют поля, реализующие принцип *локальной калибровочной инвариантности*, закладываемый в основу Стандартной модели. Кванты калибровочных полей — калибровочные бозоны — имеют целочисленный спин и являются носителями взаимодействия между фундаментальными фермионами. В табл. 3.8 приведены их характеристики. Наиболее известным калибровочным бозоном является фотон — квант электромагнитного поля. Квантами сильного поля являются восемь глюонов. Слабое взаимодействие переносится тремя массивными квантами W^+ , W^- , Z . Калибровочные бозоны сильного, электромагнитного и слабого полей открыты экспериментально. Все они имеют спин $J = 1$, т. е. являются квантами векторных полей. Гравитон пока не наблюдался. Он должен иметь спин $J = 2$, так как гравитационное поле тензорное.

Таблица 3.8

Фундаментальные взаимодействия и их калибровочные бозоны

<i>Взаимодействие</i>	<i>На какие частицы действует</i>	<i>Калибровочные бозоны</i>
Сильное	Все цветные частицы	8 безмассовых глюонов, спин $J = 1$
Электромагнитное	Все электрически заряженные частицы	Безмассовый фотон, спин $J = 1$
Слабое	Кварки, лептоны, калибровочные бозоны W^\pm , Z	Массивные бозоны W^+ , W^- , Z , спин $J = 1$, $m_W c^2 \approx 80,4$ ГэВ, $m_Z c^2 \approx 91,2$ ГэВ
Гравитационное	Все частицы	Безмассовый гравитон, спин $J = 2$

Источниками калибровочных бозонов являются заряды соответствующих фундаментальных взаимодействий. Так, глюоны могут быть испущены (поглощены) любой частицей, наделенной сильным (цветовым) зарядом. Фотон может быть испущен (поглощен) только электрически заряженной частицей. Бозоны W^+ , W^- , Z испускаются (поглощаются) частицами, наделенными слабым зарядом. Гравитон может быть испущен (поглощен) *любой частицей*, поскольку любая частица имеет соответствующий гравитационный заряд (для массивной частицы он равен $\sqrt{G}m$, где G — гравитационная постоянная Ньютона, а m — масса частицы).

3.1. Глюоны

Глюоны — безмассовые электрически нейтральные частицы со спином $J = 1$ и четностью $P = -1$ — переносят сильное, т. е. цветное взаимодействие между кварками. Они как бы склеивают кварки в адронах (название глюона происходит от *англ.* glue — клей). При испускании или поглощении глюона кварки могут изменить свой цвет (при этом остальные квантовые числа кварка и его аромат не изменяются). Поэтому глюоны обладают цветом. Однако цветовая структура глюона отличается от цветовой структуры кварка. Она более сложная. Ее можно установить, используя закон сохранения цвета.

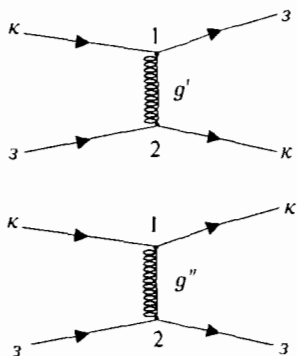


Рис. 3.14. Варианты сильного взаимодействия красного и зеленого кварков

Рассмотрим сильное взаимодействие двух цветных кварков — красного (κ) и зеленого (ζ). Могут быть два варианта этого взаимодействия — с обменом цветом (верхняя часть рис. 3.14) и без обмена цветом (нижняя часть рис. 3.14). Будем считать, что красный кварк испускает глюон (g' или g'') в точке 1, а зеленый его поглощает в точке 2. Таким образом, понимая под g' и g'' цветовые заряды (цвета) глюонов, можно, используя сохранение цвета, записать для верхней диаграммы

$$\text{точка 1: } \kappa = g' + \zeta, \quad \text{точка 2: } \zeta + g' = \kappa, \quad (3.53)$$

для нижней диаграммы

$$\text{точка 1: } \kappa = g'' + \kappa, \quad \text{точка 2: } \zeta + g'' = \zeta. \quad (3.54)$$

Откуда получаем цветовую структуру глюонов g' и g'' :

$$g' = \kappa\bar{\zeta}, \quad g'' = \begin{cases} \kappa\bar{\kappa}, \\ \zeta\bar{\zeta}, \end{cases} \quad (3.55)$$

т. е. глюон обладает двумя цветовыми признаками — цветом и антицветом. Глюон g' явно окрашен, а глюон g'' несет так называемый скрытый цвет.

Каждый глюон имеет пару цветовых зарядов — цвет и антицвет. Всего из трех цветов ($\kappa, \zeta, \bar{\zeta}$) и трех антицветов ($\bar{\kappa}, \bar{\zeta}, \zeta$) можно для глюонов составить девять возможных парных комбинаций цвет—антицвет (табл. 3.9).

Эти 9 парных комбинаций цвет—антицвет разбиваются на 6 недиагональных явно окрашенных и 3 диагональных, обладающих скрытым цветом: $\kappa\bar{\kappa}$, $\zeta\bar{\zeta}$ и $\bar{\zeta}\zeta$. Цветовые заряды, как и электрические, сохраняются. Поэтому 6 недиагональных явно окрашенных пар не смешиваются между собой. Что касается трех диагональных пар, то сохранение цветового заряда не препятствует переходам типа $\kappa\bar{\kappa} \leftrightarrow \zeta\bar{\zeta} \leftrightarrow \bar{\zeta}\zeta$, т. е. диагональные пары смешиваются. В результате этих переходов вместо трех цветовых

Таблица 3.9

Парные комбинации цвет—антицвет

	\bar{k}	\bar{z}	\bar{c}
k	$k\bar{k}$	$k\bar{z}$	$k\bar{c}$
z	$z\bar{k}$	$z\bar{z}$	$z\bar{c}$
c	$c\bar{k}$	$c\bar{z}$	$c\bar{c}$

сочетаний $k\bar{k}$, $z\bar{z}$ и $c\bar{c}$ возникают три других, являющихся их линейными комбинациями. Стандартные требования симметрии, ортогональности и нормировки, примененные к глюонным состояниям, позволяют получить вид трех недостающих глюонов со скрытым цветом. Опуская эту, требующую достаточно подробных комментариев процедуру, приведем конечный результат. Три глюона со скрытым цветом представляют собой следующие цветовые комбинации:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(k\bar{k} - z\bar{z}), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(k\bar{k} + z\bar{z} - 2c\bar{c}), \quad \frac{1}{\sqrt{3}}(k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c}). \quad (3.56)$$

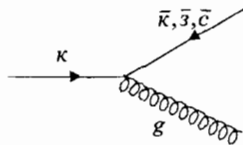
Последняя комбинация является симметричной комбинацией цвета и антицвета. В ней все три цвета и три антицвета смешаны поровну. Пользуясь языком классической оптики, можно сказать, что такая смесь бесцветная или белая. Такая лишённая цвета линейная комбинация цветов—антицветов не может играть роль цветного глюона, реализующего сильное взаимодействие и переносящего цвет от одного кварка к другому. Таким образом, после исключения комбинации $(k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c})/\sqrt{3}$ остается 8 глюонов. Перечислим их:

$$k\bar{z}, \quad k\bar{c}, \quad z\bar{k}, \quad z\bar{c}, \quad c\bar{k}, \quad c\bar{z}, \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(k\bar{k} - z\bar{z}), \quad \frac{1}{\sqrt{6}}(k\bar{k} + z\bar{z} - 2c\bar{c}). \quad (3.57)$$

Эти восемь глюонов переносят сильное взаимодействие между кварками.

Пример. Показать, что кварк, испустив глюон, не может перейти в антикварк.

Решение. Пусть кварк имеет красный цвет. Тогда диаграмма предполагаемого условия задачи процесса имеет вид:



Поскольку имеет место закон сохранения цвета, то цветовая структура глюона g может быть получена из следующих равенств:

$$k = \bar{k} + g, \quad k = \bar{z} + g, \quad k = \bar{c} + g,$$

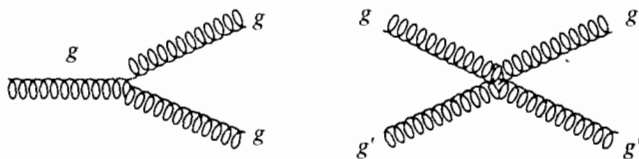


Рис. 3.15. Процессы с участием только глюонов

откуда $g = k\bar{k}$, $k\bar{z}$ или kz , что, очевидно, невозможно для глюона, поскольку последний должен иметь структуру цвет—антицвет. Отметим, что процесс «кварк \rightarrow антикварк + глюон» запрещен также законом сохранения барионного заряда.

Так как глюоны обладают цветовым зарядом, то в отличие от электрически нейтральных фотонов для них возможны процессы испускания (поглощения) глюоном глюона (рис. 3.15, слева) и рассеяния глюона на глюоне (рис. 3.15, справа).

Взаимодействие глюонов ответственно за удержание кварков внутри адрона. Особенности этого взаимодействия таковы, что величина (константа) сильного взаимодействия растет с увеличением расстояния между кварками.

Экспериментально глюоны наблюдались в виде узких адронных струй, возникающих при взаимодействии частиц высоких энергий. Глюоны играют существенную роль в формировании внутренней структуры адронов. Из процессов глубоконеупругого рассеяния частиц на нуклонах следует, что примерно половина энергии нуклона приходится на глюоны.

Цветовые заряды кварков являются источниками цветовых глюонных полей. На этом основании кварки часто называют материей, а глюоны просто полями. Эта терминология, однако, имеет ограниченный смысл: цветные заряды глюонов также могут быть источниками глюонов и кварков. Глюон электрически нейтрален. Поэтому он может порождать кварки только парами — кварк—антикварк.

3.2. Фотон

Переносчиком электромагнитного взаимодействия между заряженными частицами является фотон — нейтральная частица с нулевой массой. Фотон также может быть источником пар фермион-антифермион. Правда, в отличие от глюонов, которые могут быть источниками цвета, фотон не может быть источником электрического заряда (суммарный электрический заряд частиц, рожденных фотоном, всегда нулевой). Фотон не может быть источником других фотонов и участвовать в процессах, подобных изображенным на рис. 3.15.

3.3. W - и Z -бозоны

Переносчиками слабого взаимодействия являются бозоны W^+ , W^- , Z , которые часто называют *промежуточными*. Такое название имеет исто-

рические корни. Дело в том, что эти бозоны были предсказаны теоретически задолго до их экспериментального обнаружения именно как «промежуточные» частицы, передающие слабое взаимодействие. Слабое взаимодействие, так же как и электромагнитное, передается частицами со спином $J = 1$. Однако, в отличие от электромагнитного взаимодействия, кванты W^{\pm} , переносящие слабое взаимодействие, являются заряженными частицами. W^+ -бозон является античастицей W^- -бозона. Распады W^{\pm} -бозонов с испусканием лептонов показаны на диаграммах 1 и 2 рис. 3.16. Диаграмма 3 описывает слабые взаимодействия фермионов (они обозначены $f_{1,2,3,4}$) посредством обмена заряженным промежуточным бозоном W . Диаграмма 4 показывает случай рассеяния электронного нейтрино на электро-не. Возможны слабые процессы, в которых происходит обмен нейтральным бозоном Z -бозоном. В этом случае электрические заряды взаимодействующих лептонов не изменяются (диаграмма 5).

Слабые процессы, осуществляемые обменом заряженными квантами слабого поля W^{\pm} -бозонами, называют *заряженными слабыми токами*. Если слабое взаимодействие реализуется обменом нейтральным промежуточным бозоном Z , то говорят о *нейтральных слабых токах*.

Пример. Нарисовать простейшие диаграммы Фейнмана взаимодействия реакторного антинейтрино с веществом.

Решение. Реакторное антинейтрино — электронное, т. е. $\bar{\nu}_e$. Обычное вещество состоит из кварков первого поколения u , d и электронов. Все возможные диаграммы взаимодействия $\bar{\nu}_e$ с этими частицами легко получить из диаграммы распада d -кварка, $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$, ответственного за распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$:

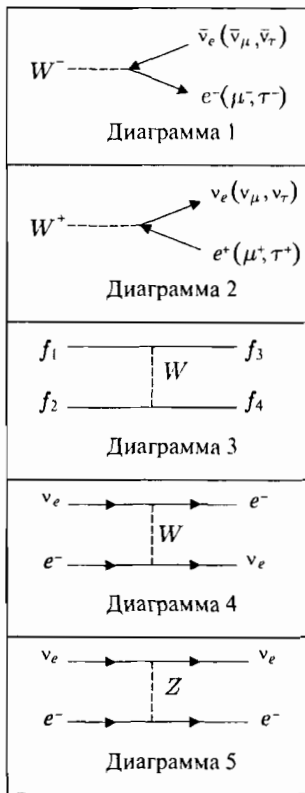
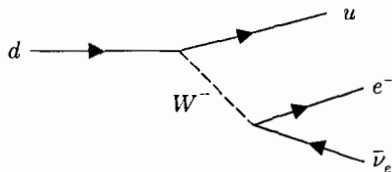
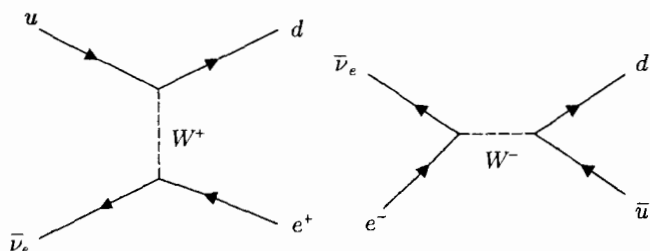


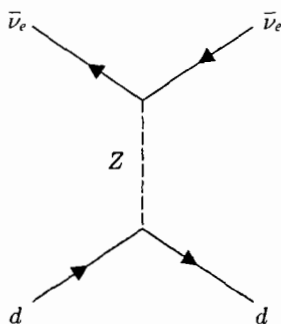
Рис. 3.16. Характерные диаграммы процессов с участием промежуточных бозонов



Из этой диаграммы получаем диаграммы взаимодействия $\bar{\nu}_e$ с u -кварком и электроном:



$\bar{\nu}_e$ не будет взаимодействовать с d -кварком с участием W -бозона (нельзя нарисовать двухузловую диаграмму такого процесса). Однако $\bar{\nu}_e$ может рассеиваться на d -кварке, с участием Z -бозона:



Аналогичный вид имеют диаграммы рассеяния $\bar{\nu}_e$ на u -кварке и электроне.

Промежуточные бозоны W^+ , W^- , Z имеют слабый заряд — источник поля, переносчиками которого они являются. В этом отношении они аналогичны глюонам, имеющим цветной заряд. Поэтому промежуточные бозоны сами способны порождать другие промежуточные бозоны и рассеиваться друг на друге. Примеры даны на рис. 3.17.

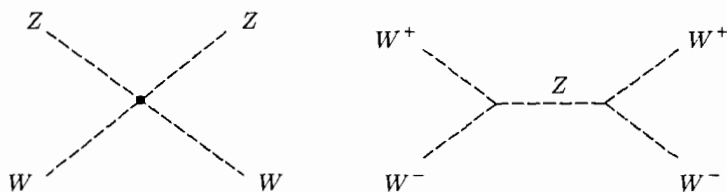


Рис. 3.17. Примеры процессов с участием только промежуточных бозонов

Существенно то, что кванты слабого поля — W^\pm - и Z -бозоны — массивные частицы. Кванты всех остальных фундаментальных полей безмассовы. Массивность квантов слабого поля является причиной короткодействия слабых сил.

Оценим радиус взаимодействия R по массе m частицы-переносчика этого взаимодействия. Появление массивной частицы-переносчика означает нарушение закона сохранения энергии на величину $\Delta E \approx mc^2$. С точки зрения квантовой механики такие нарушения допустимы в пределах временного интервала

$$\Delta t \leq \frac{\hbar}{\Delta E}.$$

При этом виртуальная частица-переносчик не может уйти от ее испустившей частицы на расстояние R , большее чем

$$R = c\Delta t = \frac{\hbar c}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc}. \quad (3.58)$$

Величина $\hbar/(mc)$ называется *комптоновской длиной волны* частицы.

Пример. Исходя из характеристик переносчиков слабого взаимодействия W^\pm - и Z -бозонов определить радиус слабых сил.

Решение. Массы W - и Z -бозонов: $m_W c^2 \approx 80$ ГэВ, $m_Z c^2 \approx 91$ ГэВ. Радиус действия слабых сил R_W связан с массой переносчиков взаимодействия W - и Z -бозонов соотношением:

$$R_W \approx \frac{\hbar c}{m_W c^2} \approx \frac{\hbar c}{m_Z c^2}. \quad (3.59)$$

Откуда следует, что

$$R_W \approx \frac{0,2 \text{ ГэВ} \cdot \Phi_M}{(80-90) \text{ ГэВ}} \approx 2 \cdot 10^{-3} \Phi_M = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см.}$$

Промежуточные бозоны впервые наблюдали в 1983 г. в специально поставленном для этого эксперименте в ЦЕРНе.

3.4. Открытие W - и Z -бозонов

W - и Z -бозоны как переносчики слабого взаимодействия были предсказаны С. Вайнбергом, Ш. Глэшоу и А. Саламом в *электрослабой теории*, объединившей электромагнитное и слабое взаимодействие. Предсказанные массы W - и Z -бозонов были соответственно в районе 80 и 90 ГэВ/ c^2 . В 1976 г. было предложено для поиска W - и Z -бозонов построить в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) новый ускоритель, и в 1981 г. такой ускоритель был создан под руководством С. Ван дер Меера. Этот ускоритель (суперсинхротрон $Spp\bar{S}$) представлял собой протон-антипротонный коллайдер с энергиями сталкивающихся частиц по 270 ГэВ (в дальнейшем энергии частиц были увеличены до 315 ГэВ).

W - и Z -бозоны должны были рождаться в $p\bar{p}$ -столкновениях:

$$p + \bar{p} \rightarrow W^\pm + X \quad \text{и} \quad p + \bar{p} \rightarrow Z + X,$$

где X — совокупность других частиц, рождающихся при $p\bar{p}$ -взаимодействии. Протон и антипротон состоят соответственно из трех кварков

($p = udd$) и трех антикварков ($\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$). Промежуточные бозоны рождаются в кварк-антикварковом взаимодействии:

$$u + \bar{d} \rightarrow W^+; \quad \bar{u} + d \rightarrow W^-; \quad u + \bar{u} \rightarrow Z; \quad d + \bar{d} \rightarrow Z. \quad (3.60)$$

Таким образом, остальные два кварка и два антикварка при каждом $p\bar{p}$ -столкновении с рождением промежуточного бозона не участвуют в этом процессе (являются «наблюдателями») и продолжают свое движение в направлении движения первичных $p\bar{p}$ -пучков (это направление будем называть *продольным*), формируя струи адронов и антиадронов.

Время жизни промежуточного бозона $\approx 3 \cdot 10^{-25}$ с и зафиксировать его рождение можно лишь по факту его распада. В большинстве случаев промежуточный бозон распадается на пару кварк—антикварк, разлетающуюся в противоположные стороны. Однако искать W - и Z -бозоны по кварк-антикварковой ветви их распада нецелесообразно, так как кварк и антикварк такого распада «тонут» в огромном фоне кварков- и антикварков-наблюдателей, не участвующих в рождении W - и Z -бозонов и превращающихся в струи адронов и антиадронов.

Распады W - и Z -бозонов на лептоны, в результате которых эти лептоны вылетают в направлениях, перпендикулярных или близких к ним относительно линии столкновения протона и антипротона (эти направления называются *поперечными*), более надежно выделяются из адронного фона. Речь идет, прежде всего, о распадах

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e; \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e; \quad Z \rightarrow e^+ + e^-, \quad (3.61)$$

где ν_e и $\bar{\nu}_e$ — электронное нейтрино и антинейтрино. Следует отметить, что вероятности рождения W^\pm и Z в $p\bar{p}$ -столкновениях с последующим их распадом по лептонным каналам (3.61) очень малы — соответственно около 10^{-8} и 10^{-9} от полной вероятности всех процессов, проявляющихся при $p\bar{p}$ -столкновении.

Планировалось искать W - и Z -бозоны по их распадам на лептоны (3.61), летящие в поперечном направлении, т. е. под углами, близкими к 90° относительно направления движения сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков. Этими лептонами обязательно должны были быть либо электрон или позитрон (распад W^- или W^+) и соответствующие им антинейтрино и нейтрино, либо электрон и позитрон (распад Z).

Легко представить себе характеристики «идеального» для идентификации события рождения, например, W^- -бозона. Имеющие близкие массы и скорости \bar{u} и d -кварки испытывают лобовое столкновение, и W^- -бозон рождается в состоянии покоя с $m_W c^2 \approx 80$ ГэВ. Далее W^- распадается на электрон и электронное антинейтрино. Они летят в противоположных (и поперечных) направлениях с одинаковыми импульсами и практически одинаковыми энергиями $E(e) \approx E(\bar{\nu}_e) \approx m_W c^2 / 2 \approx 40$ ГэВ (массы электрона и антинейтрино ничтожны по сравнению с массой W -бозона). Никаких других частиц, летящих в поперечном направлении, в таком распаде W^- -бозона не должно быть. Таким образом, детектирующая установка должна зарегистрировать электрон с энергией 40 ГэВ,

летающий в поперечном направлении. Что касается антинейтрино, то оно ускользает из детектирующей установки без регистрации. Антинейтрино — единственная частица, которую установка не в состоянии «увидеть». Итак, событие с одним электроном, летящим с энергией 40 ГэВ в поперечном направлении, и с недостающим поперечным импульсом

$$p_{\perp} = \frac{E(\bar{\nu}_e)}{c} \approx 40 \text{ ГэВ}/c$$

в противоположном относительно электрона направлении является доказательством распада W^- -бозона. Никакой другой процесс, кроме распада W^- -бозона, не может оставить такой след в экспериментальной установке.

«Идеальное» событие для идентификации Z -бозона очевидно. Установка должна зарегистрировать электрон и позитрон, летящие в противоположные стороны в поперечном направлении с одинаковыми энергиями $E(e^+) \approx E(e^-) \approx m_Z c^2/2 \approx 45 \text{ ГэВ}$. Никаких других частиц не должно быть.

Перейдем к описанию эксперимента. Начнем с ускорителя (рис. 3.18). Ускоритель $Sp\bar{p}S$ был создан в результате модернизации протонного суперсинхротрона SPS . Ускоритель был размещен на глубине 50 м под землей в тоннеле диаметром 4 м. Радиус кольца этого ускорителя 1,1 км (соответственно длина кольца 6,9 км). По окружности ускорителя было расположено в периодической последовательности 108 идентичных структур, включающих в себя около 800 отклоняющих (дипольных) магнитов и более 200 фокусирующих (квадрупольных). Пучок фокусировался попеременно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Точность установки фокусирующих магнитов была 0,1 мм. Величина отклоняющего магнитного поля в процессе ускорения увеличивалась от 0,045 до 1,8 Тл.

В ускоритель SPS протоны поступали уже ускоренными до энергии 26 ГэВ протонным синхротроном PS . В свою очередь в PS они

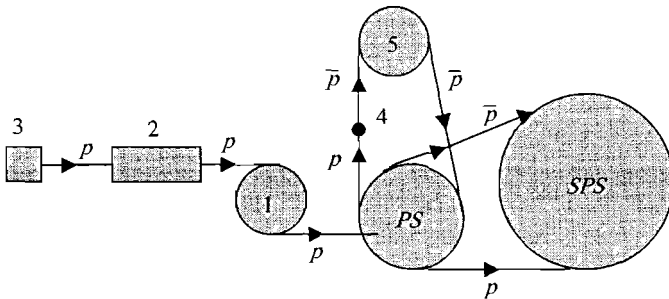


Рис. 3.18. Блок-схема ускорительного комплекса $Sp\bar{p}S$ (не в масштабе); SPS — основное кольцо протон-антипротонного суперсинхротрона на 270 ГэВ; PS — протон-антипротонный синхротрон на 26 ГэВ; 1 — предварительный синхротрон (бустер) на 800 МэВ; 2 — линейный ускоритель протонов на 50 МэВ; 3 — источник ионов; 4 — мишень для получения антипротонов с энергией 3,5 ГэВ; 5 — накопитель антипротонов с энергией 3,5 ГэВ

инжектировались из предварительного синхротрона меньших размеров (бустера), где энергия протонов достигала 800 МэВ. В бустер протоны попадали из линейного ускорителя на 50 МэВ. В этот последний ускоритель они поступали от газоразрядного источника ионов. Таким образом, *SPS* являлся ускорительным комплексом, состоящим из четырех последовательных ускорителей. При создании *Sp \bar{p} S* этот комплекс был дополнен системой генерации и ускорения антипротонов.

Антипротоны рождались протонами с энергией 26 ГэВ из *PS*, падавшими на медную мишень (доля антипротонов в общем потоке адронов, возникавших в мишени, составляла 10^{-8}). Далее магнитные и электрические поля отбирали антипротоны с энергией 3,5 ГэВ и они поступали в накопитель антипротонов. Накопители (накопительные кольца) — это устройства для накопления и длительного удержания (часы, дни) пучка заряженных частиц на стационарной замкнутой орбите в высоком вакууме при постоянной энергии. Накопленные антипротоны с энергией 3,5 ГэВ направлялись сначала в *PS*, а затем в *SPS*, где они, как и протоны, ускорялись до 270 ГэВ, двигаясь в одной и той же ускорительной камере в противоположных направлениях.

Для того чтобы максимально увеличить эффективность использования сравнительно небольших пучков антипротонов, применялась процедура «охлаждения» антипротонного пучка, которая уменьшала разброс в траекториях и энергиях отдельных антипротонов (т. е., по существу, снижала их тепловой разброс), в результате чего пучки антипротонов становились более плотными и монохроматическими и вероятность столкновения протонов и антипротонов существенно возрастала. Охлаждение происходило в антипротонном накопителе и осуществлялось стохастическим методом, предложенным Ван дер Меером. Специальный датчик в определенной точке вблизи орбиты антипротонов отслеживал их параметры и при отклонении траектории антипротона от оптимальной посылал сигнал на корректирующее устройство, располагавшееся примерно через пол-оборота от датчика.

В основном ускорительном кольце (*SPS*) вращалось в очень высоком вакууме (10^{-11} торр) по три сгустка (банча) протонов и антипротонов. Их пересечение и столкновение происходило в нескольких точках орбиты. Длина сгустка была 20 см, площадь поперечного сечения $3 \cdot 10^{-4}$ см², число частиц в сгустке $10^{10} - 10^{11}$. Время между столкновениями — 3,8 мкс. Поскольку вероятность взаимодействия при каждом столкновении мала ($\sigma \approx 10^{-26}$ см²), пучки циркулировали в ускорительной камере многие часы.

В коллайдере *Sp \bar{p} S* энергии *p \bar{p}* -пучков были выбраны равными 270 ГэВ. На первый взгляд кажется, что суммарная энергия сталкивающихся протона и антипротона ($270 + 270 = 540$ ГэВ) слишком велика, так как намного превышает требуемые для рождения *W*- и *Z*-бозонов пороговые энергии (80 и 90 ГэВ). На самом деле энергия столкновения 540 ГэВ оптимальна для рождения промежуточных бозонов. Действительно, необходимо принять во внимание, что кварки (антикварки),

составляющие протон (антипротон), несут лишь примерно половину его импульса. Оставшаяся половина приходится на глюоны. Так как кварки u и d имеют примерно одинаковые массы, то на каждый из трех кварков протона приходится $1/6$ энергии протона. Таким образом, оптимальная энергия столкновения кварка и антикварка, которая в процессах (3.60) может быть использована на рождение промежуточного бозона, составляет примерно $1/6$ от величины 540 ГэВ, т. е. около 90 ГэВ.

Для регистрации событий (3.61) распада W - и Z -бозонов были созданы две установки: UA1 и UA2, которые устанавливались в разных точках столкновения $p\bar{p}$ -пучков и работали независимо. Такое дублирование является характерным для экспериментов в физике высоких энергий и обеспечивает однозначность конечного результата эксперимента. UA1 и UA2 несколько отличаются друг от друга. UA означает сокращенное словосочетание *underground area* — подземная зона. Экспериментальные установки, как и ускоритель, находились под землей. Ограничимся описанием установки UA1.

Детекторы, используемые в физике высоких энергий для регистрации частиц, состоят, как правило, из нескольких структур, входящих в состав единой установки. Каждая структура рассчитана на регистрацию частиц с определенными характеристиками. Отдельные структуры детектора рас-

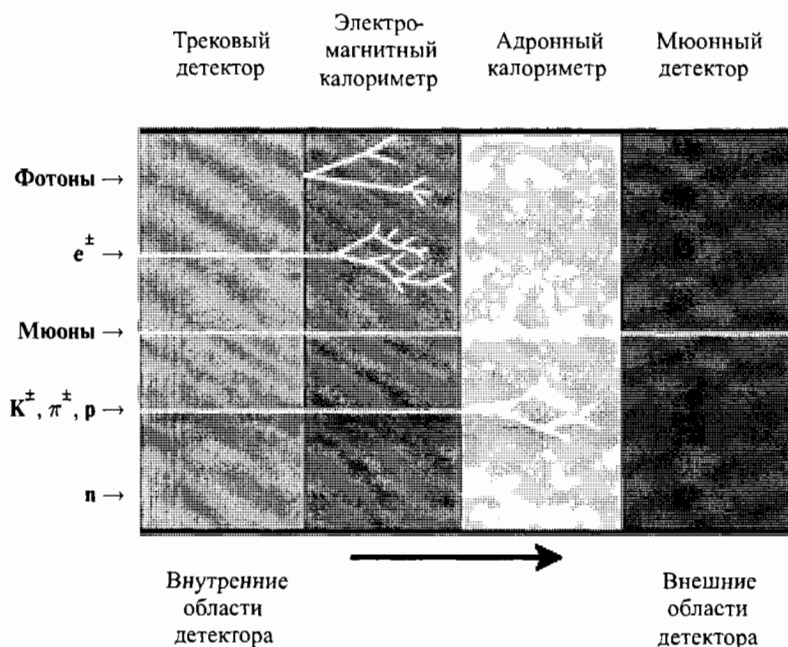


Рис. 3.19. Принципы детектирования частиц в экспериментах по физике высоких энергий

положены так, чтобы различного типа частицы, последовательно проходя через них, оставляли определенную информацию о себе. На основе этой информации затем восстанавливаются такие характеристики частицы, как ее тип, энергия, импульс, характеристики распада.

Принципы детектирования частиц иллюстрируются рис. 3.19. Частицы последовательно проходят различные структуры детектора. Заряженные частицы, такие как протоны, пионы и каоны, детектируются трековым детектором (он расположен ближе всего к точке реакции) и далее — электромагнитным и адронным калориметрами. Электроны детектируются трековым детектором и электромагнитным калориметром. Нейтральные частицы, такие как нейтроны и фотоны, не детектируются в трековом детекторе. Фотоны детектируются электромагнитным калориметром, а нейтроны идентифицируются по энергии, выделяемой в адронном калориметре.

Так как мюоны имеют максимальный пробег в веществе детектора из всех регистрируемых частиц, для их детектирования обычно используют внешние участки детектора — мюонный детектор.

Таким образом, каждый тип частиц имеет свою собственную «подпись» в детекторе. Например, если частица обнаруживается только в электромагнитном калориметре, то, скорее всего, это фотон. Мюон оставляет информацию во всех структурах детектора. Многослойная структура детектора позволяет восстановить траекторию частицы и определить точку ее образования с точностью несколько микрон.

Общий вид установки UA1 показан на рис. 3.20. UA1 является сложной системой детекторов различного типа с общими размерами $10 \times 5 \times 10 \text{ м}^3$ и массой 2 000 т. Управление работой детектора и обработка информации с него осуществлялась на 24-х ЭВМ. Пучки протонов и антипротонов попадали в детектор с двух противоположных сторон и сталкивались в его центре. Точка соударения $p\bar{p}$ -пучков находилась внутри центрального детектора, имевшего форму цилиндра длиной 5,8 м и диаметром 2,3 м.

В центральной части детектора располагались большие дрейфовые камеры, помещенные в магнитное поле. Общее число проволочек в этих камерах было равно 23 000. Магнитное поле 0,7 Тл создавалось в объеме $7 \times 3,5 \times 3,5 \text{ м}^3$. Центральный детектор позволял восстановить траектории частиц, рождавшихся при $p\bar{p}$ -столкновениях, определить их импульсы и ионизационную способность. Максимальное время дрейфа электронов, возникающих при ионизации заряженной частицей атомов газовой смеси в дрейфовой камере, было 3,6 мкс, т. е. несколько меньше временного интервала 3,8 мкс между двумя последовательными столкновениями ступок протонов и антипротонов.

Центральный детектор был окружен электромагнитным калориметром, состоявшим из чередующихся слоев свинца и сцинтиллятора. В калориметре поглощались электроны, позитроны и фотоны и измерялась энергия этих частиц. Электромагнитный калориметр в сочетании с центральным детектором позволял различить электроны, позитроны и адроны.

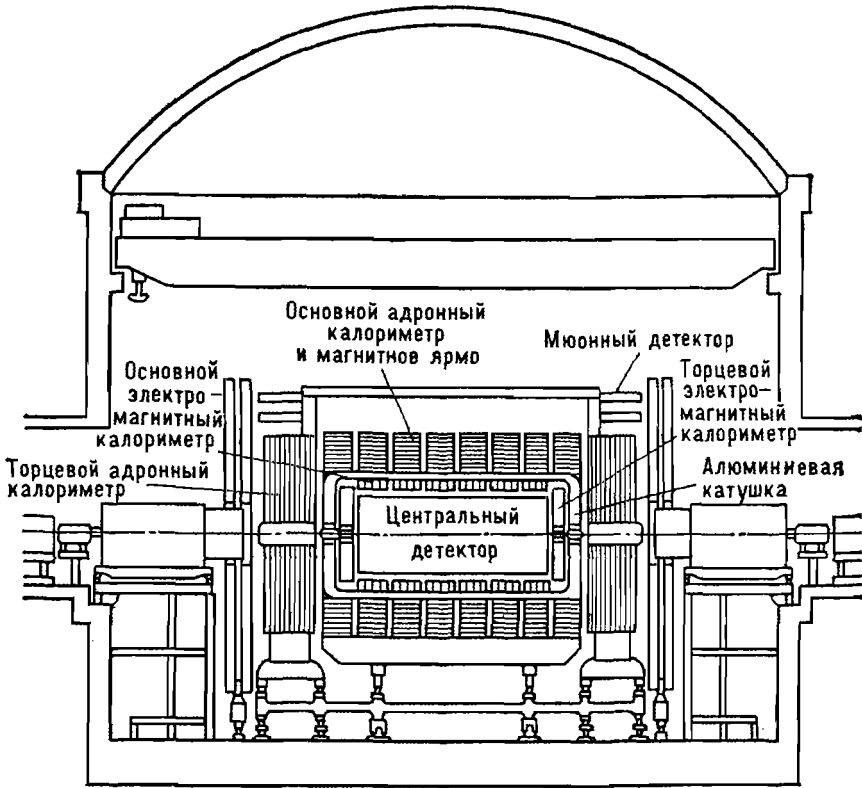


Рис. 3.20. Схема установки UA1. Пучки протонов и антипротонов влетают в детектор с диаметрально противоположных сторон (справа и слева) и, двигаясь навстречу вдоль оси вакуумной трубы, сталкиваются в середине центрального детектора

Энергичные адроны проходили через электромагнитный калориметр и попадали в адронный калориметр, которым служило железное ярмо магнита, проложенное слоями сцинтилляторов. Информация с адронного и электромагнитного калориметров позволяла определить энергию и направление движения регистрируемых ими частиц.

За пределы адронного калориметра из заряженных частиц могли выйти только мюоны (μ^\pm). Для их регистрации предназначался мюонный детектор, который являлся самой внешней детектирующей оболочкой UA1. Мюонный детектор представлял собой несколько слоев дрейфовых камер.

Детектор UA1 регистрировал и идентифицировал все частицы, кроме нейтрино и антинейтрино, вылетающие во всех направлениях, кроме тех, которые образуют очень малые ($\leq 0,2^\circ$) углы относительно оси сталкивающихся $p\bar{p}$ -пучков. Уникальные возможности UA1 позволяли зарегистри-

ровать практически все события взаимодействия протонов и антипротонов и реконструировать картину каждого из них.

Сечение рождения W -бозонов в $p\bar{p}$ -столкновении $\approx 5 \cdot 10^{-33}$ см². Лишь примерно 8% родившихся W -бозонов распадаются по каналу $W \rightarrow e + \nu$, который необходимо было обнаружить. Рождение же Z -бозонов и их распад по каналу $Z \rightarrow e^+ + e^-$ происходит почти в 10 раз реже.

В 30-дневном сеансе в ноябре – декабре 1982 г. в результате 1 млрд $p\bar{p}$ -соударений было зафиксировано 6 событий $W \rightarrow e + \nu$. Последовательность выделения этих шести событий из 10^9 $p\bar{p}$ -соударений была следующей. Вначале было отобрано около 10^6 событий, в которых вылетающие частицы имели большие (> 10 ГэВ/с) импульсы в поперечном направлении относительно оси $p\bar{p}$ -пучков. Далее были оставлены 140 000 событий, содержащих электрон или позитрон (он идентифицировался по характеру ливня в электромагнитном калориметре). Из них выбрали 28 000 случаев, отвечавших появлению в электромагнитном калориметре ливня с поперечным импульсом > 15 ГэВ/с. Затем оставили 2 125 событий, в которых ливни в электромагнитном калориметре являлись продолжением четкого одиночного трека заряженной частицы в центральном детекторе с поперечным импульсом > 7 ГэВ/с. В результате применения еще нескольких критериев из этого числа было оставлено 39 самых надежных событий, каждое из которых анализировалось «индивидуально». Конечный итог всего анализа — 6 событий образования и распада $W \rightarrow e + \nu$.

К тем же шести событиям привел и альтернативный метод отбора. В нем из уже упомянутых 2 125 случаев были оставлены лишь те, в которых наблюдались большие (10–40 ГэВ/с) недостающие поперечные импульсы, уносимые нерегистрируемыми частицами (ими могли быть только нейтрино и антинейтрино). Еще 4 события $W \rightarrow e + \nu$ были найдены на установке UA2.

В следующих экспериментальных сеансах (1983 г.) было получено уже несколько десятков событий рождения и распада W -бозонов. Кроме того, были обнаружены первые 13 случаев рождения и распада Z -бозонов. Данные этих экспериментов позволили определить массы W - и Z -бозонов:

$$m_W c^2 = (81 \pm 2) \text{ ГэВ}, \quad m_Z c^2 = (93 \pm 2) \text{ ГэВ},$$

которые практически совпали с предсказываемыми электрослабой теорией.

В 1984 г. К. Руббиа и С. Ван дер Меер были удостоены Нобелевской премии «за определяющий вклад в проект, осуществление которого привело к открытию частиц, переносящих слабое взаимодействие».

§ 4. Число поколений фундаментальных фермионов

Экспериментальное исследование Z -бозона имело особое значение в проверке Стандартной модели и уточнении ее параметров. Z -бозоны

удобно генерировать в e^+e^- -аннигиляции:

$$e^+ + e^- \rightarrow Z. \quad (3.62)$$

Энергия столкновения в этом процессе контролируется со значительно большей точностью, чем если бы Z -бозоны рождались в столкновении кварка и антикварка, входящих в состав протона и антипротона $p\bar{p}$ -коллайдера. Наиболее прецизионные данные о Z -бозоне были получены на двух e^+e^- -коллайдерах — SLC (СЛАК, США) и LEP (ЦЕРН, Швейцария). Одним из наиболее существенных результатов этих исследований было определение числа лептонных поколений. Было показано, что их действительно три. Тем самым было подтверждено, что существует только три поколения фундаментальных фермионов. Так как все эти фермионы обнаружены, то мир фундаментальных частиц с полуцелым спином нам полностью известен.

Время жизни Z -бозона $\approx 10^{-25}$ с, и его можно наблюдать только по распаду на другие частицы. Z -бозоны распадаются на кварк-антикварковые ($q\bar{q}$) пары с участием всех кварков, кроме t (его масса слишком велика), и пары лептон-антилептон всех поколений:

$$Z \rightarrow q + \bar{q}, \quad \text{где } q = d, u, s, c, b; \quad (3.63)$$

$$Z \rightarrow \begin{cases} e^+ + e^-, \\ \mu^+ + \mu^-, \\ \tau^+ + \tau^-; \end{cases} \quad (3.64)$$

$$Z \rightarrow \begin{cases} \nu_e + \bar{\nu}_e, \\ \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \\ \nu_\tau + \bar{\nu}_\tau. \end{cases} \quad (3.65)$$

Z -бозон должен наблюдаться в виде резонанса в кривой зависимости числа распадов Z -бозона от энергии столкновения e^+e^- . Максимум числа распадов будет приходиться на энергию $E_{e^+} + E_{e^-} = m_Z c^2 \approx 91$ ГэВ. Ширина Γ резонанса связана с его временем жизни τ соотношением

$$\Gamma \cdot \tau \approx \hbar.$$

Итак, Z -бозон, образовавшийся в результате процесса $e^+e^- \rightarrow Z$, распадается одним из трех способов:

- кварковые пары (3.63), образующие адроны,
- пары заряженных лептонов (3.64),
- нейтринные пары (3.65).

Каждый канал распада характеризуется своей шириной (вероятностью) Γ_{hadron} , $\Gamma_{e\mu\tau}$, Γ_{neutrino} , и полная ширина распада Z -бозона Γ_Z есть сумма парциальных ширин:

$$\Gamma_Z = \Gamma_{\text{hadron}} + \Gamma_{e\mu\tau} + \Gamma_{\text{neutrino}}. \quad (3.66)$$

Эффективные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e\mu\tau$ определяются следующими соотношениями

$$\sigma_h(E) = \sigma_{ee} \frac{(\Gamma_Z/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_Z/2)^2} \cdot \frac{\Gamma_{\text{hadron}}}{\Gamma_Z}, \quad (3.67)$$

$$\sigma_{e\mu\tau}(E) = \sigma_{ee} \frac{(\Gamma_Z/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_Z/2)^2} \cdot \frac{\Gamma_{e\mu\tau}}{\Gamma_Z}. \quad (3.68)$$

где σ_{ee} — сечение образования Z -бозона в e^+e^- -столкновении в максимуме резонанса. Каждое из сечений (3.67) и (3.68) как функция энергии имеет вид характерной резонансной кривой одной и той же (брейт-вигнеровской) формы и одной и той же ширины (на половине высоты) Γ_Z . Высота каждой из резонансных кривых (3.67) и (3.68) в максимуме определяется величиной соответствующей парциальной ширины — Γ_{hadron} или $\Gamma_{e\mu\tau}$.

Кварковые (адронные) распады Z -бозона и его распады на пары заряженных лептонов поддаются непосредственному экспериментальному наблюдению. Поэтому величины Γ_{hadron} и $\Gamma_{e\mu\tau}$ известны из эксперимента. Нейтринный канал распада ненаблюдаем (*invisible*) из-за слишком малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом. Однако парциальная ширина Γ_{inv} ненаблюдаемых процессов, связанных с нейтрино, определяется вычитанием измеренных наблюдаемых парциальных ширин Γ_{hadron} и $\Gamma_{e\mu\tau}$ из полной ширины распада Z -бозона Γ_Z , определенной из энергетической формы сечений $\sigma_h(E)$ (3.67) и $\sigma_{e\mu\tau}(E)$ (3.68):

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{hadron}} - \Gamma_{e\mu\tau}. \quad (3.69)$$

В соответствии со Стандартной моделью заряженные лептоны всех поколений одинаково участвуют в слабых взаимодействиях (наделены одинаковым слабым зарядом). Поэтому лептоны e, μ, τ вносят одинаковый вклад Γ_ℓ в парциальную ширину $\Gamma_{e\mu\tau}$. Это свойство слабого взаимодействия подтверждено экспериментально и носит название *$e\mu\tau$ -универсальность*. В соответствии с этим можно записать

$$\Gamma_{e\mu\tau} = 3\Gamma_\ell. \quad (3.70)$$

Нейтрино всех типов также должны одинаково взаимодействовать с Z -бозоном и вносить одинаковый вклад Γ_ν в ширину его распада. Если ненаблюдаемые процессы связаны только с нейтрино, то должно выполняться соотношение

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_{\text{neutrino}} = N_\nu \Gamma_\nu, \quad (3.71)$$

где N_ν — число сортов нейтрино, равное числу поколений лептонов и кварков.

Стандартная модель позволяет рассчитать величину Γ_ν и тем самым из соотношения (3.71) найти N_ν . Стандартная модель позволяет рассчитать и все другие парциальные ширины распада Z -бозона — $\Gamma_{\text{hadron}}, \Gamma_{e\mu\tau} = 3\Gamma_\ell$ и полную ширину Γ_Z . Экспериментальные данные о Z -бозоне в сравнении с предсказаниями Стандартной модели приведены в табл. 3.10.

Таблица 3.10

Характеристики Z -бозона

Характеристика	Эксперимент		Стандартная модель
$m_Z c^2$, ГэВ	91,1876 ± 0,0021		91,1874 ± 0,0021
Γ_Z , ГэВ	2,4952 ± 0,0023		2,4972 ± 0,0012
Γ_{hadron} , ГэВ	1,7444 ± 0,0020		1,7435 ± 0,0011
Γ_ℓ , МэВ	e^+e^- $\mu^+\mu^-$ $\tau^+\tau^-$	83,91 ± 0,12 83,99 ± 0,18 84,08 ± 0,22	84,024 ± 0,025
$\Gamma_{e\mu\tau}$, МэВ	251,95 ± 0,26		252,072 ± 0,075
Γ_{inv} , МэВ	499,0 ± 1,5		501,81 ± 0,13
$\frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell}$	—		1,991 ± 0,001

Из таблицы видно, что наблюдаемые характеристики Z -бозона прекрасно описываются Стандартной моделью, в частности, подтверждена $e\mu\tau$ -универсальность слабого взаимодействия. Величина Γ_{inv} , рассчитанная в рамках Стандартной модели в предположении о трех типах нейтрино, практически полностью совпала с экспериментальным значением. Это доказывает, что в распаде Z -бозона участвует только три типа нейтрино.

Более точно число типов нейтрино находят из нижеследующего соотношения (3.72), которое отличается от соотношения (3.71) тем, что в нем для уменьшения модельной зависимости результата вместо $(\Gamma_\nu)_{\text{CM}}$ используется отношение $(\Gamma_\nu/\Gamma_\ell)_{\text{CM}} = 1,991 \pm 0,001$:

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_\ell} \left(\frac{\Gamma_\ell}{\Gamma_\nu} \right)_{\text{CM}} = 2,994 \pm 0,012. \quad (3.72)$$

На рис 3.21 показано сечение реакции $\sigma_h(E)$ (3.67) в интервале энергий e^+e^- -столкновения 88–94 ГэВ.

Экспериментальные точки формируют резонанс с шириной на половине высоты $\Gamma_Z \approx 2,5$ ГэВ. Сплошная кривая, проходящая по экспериментальным точкам, отвечает числу типов нейтрино $N_\nu = 3$. Показаны также формы резонансов для случаев 2-х и 4-х поколений нейтрино. Если бы число нейтрино было равно двум, то возможности распада Z -бозона уменьшились бы на один нейтринный канал и Γ_Z сократилось бы на величину $\Gamma_{\text{inv}}/3 \approx 0,167$ ГэВ. Это привело бы к тому, что сечение $\sigma_h(E)$, став несколько более узким, выросло за счет увеличения отношения $\Gamma_{\text{hadron}}/\Gamma_Z$. И наоборот, увеличение числа типов нейтрино до четырех привело бы к увеличению Γ_Z . Адронное сечение должно при этом уменьшиться, так

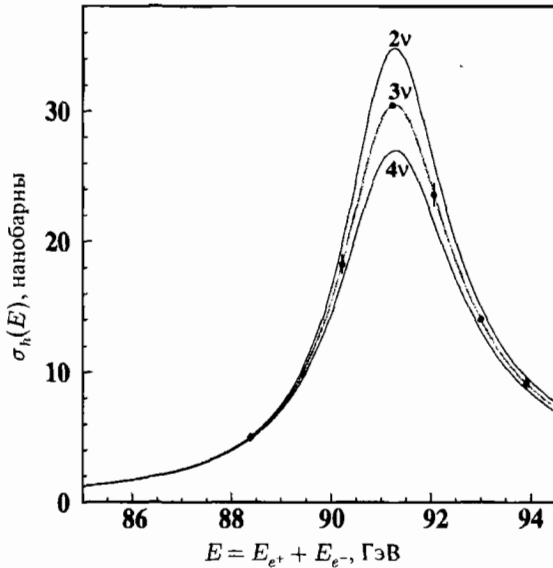


Рис. 3.21. Резонансная кривая распада Z -бозона с образованием адронов. Средняя кривая (3ν), проходящая по экспериментальным точкам, отвечает 3-м типам нейтрино. Вертикальные «усы» у двух экспериментальных точек показывают увеличенные в 10 раз ошибки эксперимента

как относительный вклад адронных каналов распада в полную вероятность (ширину) распада Z -бозона сократится.

Пример. Как изменилось бы время жизни Z -бозона, если бы у кварков и нейтрино не было слабых зарядов? Какова при этом будет максимальная величина сечения процесса $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$?

Решение. Ширина распада Z -бозона $\Gamma_Z \approx 2,5$ ГэВ. Отсюда время жизни Z -бозона

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_Z} = \frac{\hbar c}{\Gamma_Z c} \approx \frac{0,2 \text{ ГэВ} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{2,5 \text{ ГэВ} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} \approx 2,7 \cdot 10^{-25} \text{ с.}$$

Вклад в Γ_Z парциальных ширин распада Z -бозона по различным каналам Γ_{hadron} , $\Gamma_{e\mu\tau}$ и Γ_{neutrino} дан в табл. 3.10. Если бы у кварков и нейтрино не было слабых зарядов, то Z -бозон не смог бы распадаться на адроны и пары $\nu\bar{\nu}$ и ширина его распада определялась бы только суммой парциальных ширин распада на заряженные лептоны $\Gamma_{e\mu\tau} \approx 0,25$ ГэВ (табл. 3.10). При этом время жизни Z -бозона увеличилось бы примерно в десять раз ($\approx 2,7 \cdot 10^{-24}$ с).

Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ при отсутствии адронных и нейтринных каналов будет при всех энергиях составлять 1/3 сечения процесса $e^+e^- \rightarrow Z$. Максимальное значение σ_{ee} это последнее сечение достигает при $E = m_Z c^2$, т. е. в максимуме резонансной кривой сечения. Искомое максимальное сечение σ_μ реакции $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ определяется из соотношения $\sigma_\mu = \sigma_{ee}/3$. В свою

очередь, из соотношения (3.67)

$$\sigma_{ee} = \sigma_h^m \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{\text{hadron}}},$$

где $\sigma_h^m \approx 31$ нб — максимальная величина адронного сечения, приведенного на рис. 3.21, $\Gamma_Z \approx 2,5$ ГэВ, $\Gamma_{\text{hadron}} \approx 1,74$ ГэВ (см. табл. 3.10). Отсюда получаем

$$\sigma_\mu = \frac{1}{3} \sigma_{ee} = \frac{1}{3} \sigma_h^m \frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{\text{hadron}}} = \frac{1}{3} 31 \text{ нб} \cdot \frac{2,5 \text{ ГэВ}}{1,74 \text{ ГэВ}} \approx 15 \text{ нб}.$$

Рассмотренные данные по распаду Z -бозона устанавливают число *легких типов нейтрино*, т. е. нейтрино, масса которых $m_\nu c^2 < m_Z c^2 / 2 \approx 45$ ГэВ. Полностью исключить существование нейтрино с большими массами нельзя.

Заключение о существовании трех поколений фундаментальных фермионов согласуется с данными о количестве поколений фундаментальных фермионов, полученными независимо из анализа распространенности водорода и гелия во Вселенной. Так как число типов нейтрино вносит существенный вклад в плотность энергии и скорость остывания Вселенной после Большого взрыва, оно определяет соотношение между количеством нейтронов и протонов, образующихся в момент дозвездного нуклеосинтеза, и, следовательно, соотношение между количеством ядер ${}^4_2\text{He}$ и ${}^1_1\text{H}$, образующихся в первые минуты эволюции Вселенной. Наблюдаемое отношение количеств изотопов ${}^4_2\text{He}$ и ${}^1_1\text{H}$, равное примерно 0,1, говорит о том, что число легких типов нейтрино может быть 2–4 и противоречит наличию более 4-х типов нейтрино.

§ 5. Взаимодействия фундаментальных частиц

Идентификация фундаментальных частиц была важнейшим этапом становления Стандартной модели. Вторым кардинальным этапом явилось установление вида их взаимодействий. Главная функция взаимодействия — это рассеяние частиц, формирование из них связанных состояний и преобразование частиц. Именно взаимодействие фундаментальных частиц создает то разнообразие структур, которое мы наблюдаем в окружающем мире.

5.1. Описание взаимодействия фундаментальных частиц

В нерелятивистской квантовой теории взаимодействие одной частицы с потенциальным полем, например кулоновским, задается энергией $V(\mathbf{r})$ взаимодействия этого поля с частицей. Если речь идет о двух частицах, то оно задается потенциальной энергией $V(\mathbf{r})$ взаимодействия частиц, которая зависит от их относительного расстояния. Однако энергия взаимодействия или потенциал имеет ясный смысл только в том случае, когда в процессе взаимодействия частицы не рождаются и не исчезают. В тех же случаях, когда частицы рождаются и исчезают, использование потенциала

взаимодействия становится искусственным и неудобным. Поэтому в физике частиц, в которой рождение и поглощение частиц является, пожалуй, главной ее особенностью, нужен другой способ задания взаимодействия. Таким другим способом задания взаимодействия является *амплитудный*, в котором задаются не потенциалы, а *амплитуды* различных преобразований частиц.

Мир квантовых явлений описывается с помощью волновой функции $\psi(\vec{r})$, которую называют *амплитудой вероятности* найти квантовую частицу в точке с координатой \vec{r} (если волновая функция задается как функция координат). *Вероятность* найти частицу в точке \vec{r} дается квадратом модуля этой амплитуды вероятности, т. е. квадратом модуля волновой функции. Наряду с такой амплитудой вероятности, квантовые явления можно характеризовать с помощью еще одной фундаментальной величины — *амплитуды перехода*. Эта характеристика непосредственно определяет вероятность любого преобразования частиц. С одной стороны, *квадрат модуля амплитуды* любого процесса *дает вероятность перехода w из начального состояния в конечное в единицу времени и в единице объема*. Эта вероятность непосредственно связана с эффективным сечением процесса. С другой стороны, существует алгоритм, с помощью которого амплитуда процесса или, лучше сказать, его *полная амплитуда* может быть записана в терминах *элементарных амплитуд*. Элементарные амплитуды являются фундаментальными величинами и, вообще говоря, их вид не следует из каких-либо более фундаментальных положений.

Чтобы почувствовать, что такое элементарная амплитуда, укажем, что в приведенных выше случаях нерелятивистской квантовой теории элементарная амплитуда M рассеяния частицы на потенциале $V(\vec{r})$ с точностью до несущественного кинематического множителя представляется в виде матричного элемента от потенциала взаимодействия:

$$M(\vec{p}', \vec{p}) \sim \int e^{-i\vec{p}'\vec{r}/\hbar} V(\vec{r}) e^{i\vec{p}\vec{r}/\hbar} dv, \quad (3.73)$$

где \vec{p} , \vec{p}' — начальный и конечный импульсы рассеиваемой частицы, а dv — элемент объема пространства.

Аналогичным образом, элементарная амплитуда для рассеяния

$$\vec{p}_1, \vec{p}_2 \rightarrow \vec{p}'_1, \vec{p}'_2 \quad (3.74)$$

двух частиц, взаимодействующих через потенциал $V(\vec{r})$, с точностью до множителя совпадает с матричным элементом от потенциала $V(\vec{r})$ по функциям относительного движения:

$$M(\vec{p}', \vec{p}) \sim \int e^{-i\vec{p}'\vec{r}/\hbar} V(\vec{r}) e^{i\vec{p}\vec{r}/\hbar} dv, \quad (3.75)$$

где

$$\vec{p} = \frac{m_1 \vec{p}_1 - m_2 \vec{p}_2}{m_1 + m_2} = \mu \vec{v} \quad \text{и} \quad \vec{p}' = \frac{m'_1 \vec{p}'_1 - m'_2 \vec{p}'_2}{m'_1 + m'_2} = \mu' \vec{v}'$$

— относительные импульсы начальных и конечных частиц,

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{и} \quad \mu' = \frac{m'_1 m'_2}{m'_1 + m'_2}$$

— их приведенные массы, а

$$\vec{v} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2 \quad \text{и} \quad \vec{v}' = \vec{v}'_1 - \vec{v}'_2$$

— относительные скорости.

В более сложных случаях многочастичных задач связь между амплитудой и потенциалом существенно усложняется.

В нерелятивистской квантовой теории явления можно описывать как в терминах волновых функций, так и в терминах амплитуд. Однако эта свобода выбора практически исчезает в релятивистской квантовой теории. Главным ограничителем здесь является требование релятивистской инвариантности, т. е. требование, чтобы теория имела один и тот же вид в любых системах отсчета, связанных друг с другом преобразованиями Лоренца.

Релятивистскую инвариантность теории удалось реализовать в рамках *теории поля*. В этой теории динамическими переменными являются не частицы, а поля, заданные в произвольной пространственно-временной точке. Частицы возникают как результат применения к теории поля принципов квантовой теории. Стандартная модель является одним из вариантов квантовой теории поля. Выяснилось, что наиболее приемлемой оказалась теория, в которой взаимодействие является кардинально упрощенным и универсализованным. Взаимодействия в Стандартной модели суть не энергии взаимодействия, а релятивистски инвариантные амплитуды *пространственно-точечных превращений фундаментальных частиц*. Теории с точечным превращением частиц называются *локальными*. Стандартная модель, таким образом, является локальной теорией. Структура и содержание теории определяется тем, какова конструкция элементарных амплитуд. Определение этих конструкций является далеко не простым делом, и с этим были связаны основные сложности создания Стандартной модели. Один из важнейших параметров элементарных амплитуд — это *константа связи (константа взаимодействия)*. Константы связи определяют вероятности протекания фундаментальных процессов, и, следовательно, вообще любых процессов. Отметим, что из локального характера теории следует, что фундаментальные частицы должны рассматриваться как точечные.

В Стандартной модели все фундаментальные фермионы обладают способностью *испускать или поглощать в одном акте только один из носителей взаимодействия*. В соответствие с тем, что *испускает и поглощает* фундаментальный фермион, говорят о *сильном, слабом и электромагнитном взаимодействиях*. Если речь идет об испускании глюонов, то говорят о сильном взаимодействии, если о фотонах, то об электромагнитном, наконец, если речь идет об испускании и поглощении *W*- и *Z*-калибровочных бозонов, то говорят о слабом взаимодействии.

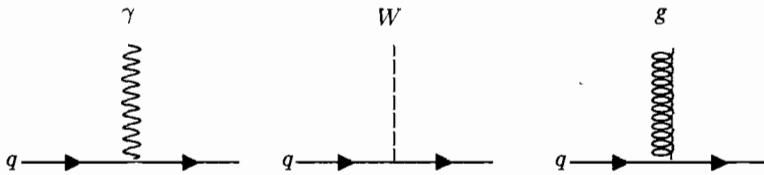


Рис. 3.22. Элементарные амплитуды: поглощение кварком фотона (электромагнитное взаимодействие), W -бозона (слабое взаимодействие), глюона (сильное взаимодействие)

Чтобы изобразить эти процессы на диаграммах, нужно ввести еще точечный объект, символизирующий отмеченную выше пространственную точку, в которой происходит элементарный акт взаимодействия. В результате элементарное взаимодействие для трех фундаментальных взаимодействий будет изображаться так, как это показано на рис. 3.22 для процесса поглощения фотона, W -бозона и глюона кварком.

Эти процессы количественно задаются элементарными амплитудами.

Следует отметить, что на диаграммах глюоны часто не показываются, так как обмен ими, в силу большой величины константы сильного взаимодействия, происходит часто и различными способами. Другие калибровочные бозоны (γ , W и Z) всегда указываются, так как обычно происходит однократный обмен этими частицами (следствие малости констант электромагнитного и слабого взаимодействий).

5.2. Константы связи

В Стандартной модели элементарные амплитуды записываются достаточно сложным образом. Нам из элементарных амплитуд потребуется только единственная их характеристика — константы связи, определяющие интенсивность тех преобразований, которые вызываются элементарными амплитудами. Эти константы обычно выбирают безразмерными и обозначаются через α_e , α_w , α_s . В элементарные амплитуды непосредственно входят квадратные корни из этих величин:

$\sqrt{\alpha_e}$ — в элементарную амплитуду электромагнитного взаимодействия;

$\sqrt{\alpha_w}$ — в элементарную амплитуду слабого взаимодействия;

$\sqrt{\alpha_s}$ — в элементарную амплитуду сильного взаимодействия.

Константа электромагнитного взаимодействия является зарядом протона, обезразмеренным с помощью мировой постоянной ($\hbar c$):

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}. \quad (3.76)$$

Другие константы не имеют такой связи с известными физическими величинами и являются принципиально новыми физическими константами.

Стандартная модель устроена таким образом, что значения констант зависят от масштаба относительных расстояний, на которых разыгрываются

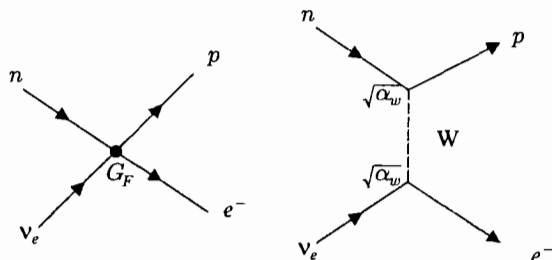


Рис. 3.23. Исторические особенности слабого взаимодействия. Оно представлялось в виде четырехфермионного точечного превращения частиц (слева). Справа — современное представление

те или иные процессы. Константы α_e и α_w в широкой области энергий имеют значения:

$$\alpha_e = \frac{1}{137} = 0,0073, \quad (3.77)$$

$$\alpha_w = 0,03-0,04. \quad (3.78)$$

Несколько дополнительных замечаний заслуживает константа слабого взаимодействия. Дело в том, что исторически был период, когда физики не знали о носителях слабого взаимодействия W - и Z -бозонах. Предполагалось, что слабое взаимодействие является четырехфермионным, т. е. таким, при котором два фермиона превращаются в точке в два других фермиона (рис. 3.23 слева).

Это привело к тому, что слабое взаимодействие на начальном этапе развития теории характеризовалось другой константой G_F , которая носит название *фермиевской константы связи* и является эффективной константой четырехфермионного взаимодействия. Размерность этой константы *не определяется* мировыми постоянными. По экспериментальным данным она имела следующую величину:

$$G_F = 1,43 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 = 0,896 \cdot 10^{-7} \text{ ГэВ} \cdot \text{Фм}^3. \quad (3.79)$$

Фермиевская константа связана с константой α_w следующим соотношением:

$$G_F = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \alpha_w \cdot \hbar c \left(\frac{\hbar c}{M_W c^2} \right)^2, \quad (3.80)$$

где M_W — масса W -бозона.

Константа сильного взаимодействия α_s в области обычных расстояний (≈ 1 Фм) имеет порядок единицы. Эта особенность сильного взаимодействия получила специальное название непертурбативного режима сильного взаимодействия. С уменьшением относительных расстояний константа сильного взаимодействия заметно уменьшается. На расстояниях масштаба 0,1 и 0,001 Фм эта константа имеет соответственно следующие

значения

$$\alpha_s(0,1 \text{ ФМ}) \approx 0,31, \tag{3.81}$$

$$\alpha_s(0,001 \text{ ФМ}) \approx 0,105. \tag{3.82}$$

Релятивистская теория предсказывает существование античастиц. Оказывается, в Стандартной модели, как релятивистской теории с точечным взаимодействием, взаимосвязь существования частиц и античастиц простирается дальше и проявляется в тесной связи процессов испускания частиц (античастиц) и поглощения античастиц (частиц). Это приводит к тому, что введение в теорию процесса поглощения какой-либо частицы автоматически подразумевает существование процессов испускания античастиц с характеристиками, определяемыми характеристиками поглощения частиц. Процессы рис. 3.22 оказываются тесно связанными с множеством процессов, получающихся из рис. 3.22 в результате различной ориентации линий частиц.

В качестве примера, иллюстрирующего указанную общую связь, укажем, что существование β -распада нейтрона автоматически предопределяет возможность превращения антинейтрино в позитрон при его столкновении с протоном (рис. 3.24). Зная вероятность распада нейтрона, можно рассчитать сечение реакции

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^-. \tag{3.83}$$

Именно из таких соображений в свое время было определено сечение взаимодействия антинейтрино с протоном.

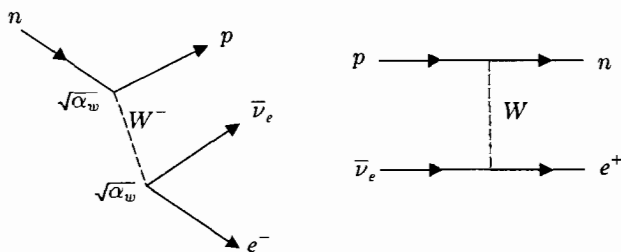


Рис. 3.24. Слабый процесс распада нейтрона и превращения протона в нейтрон под действием пучка антинейтрино $\bar{\nu}_e$

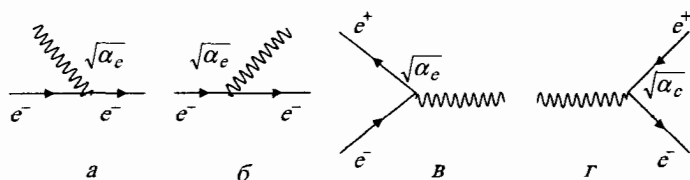


Рис. 3.25. Узлы, характеризующиеся одной и той же константой связи α_e

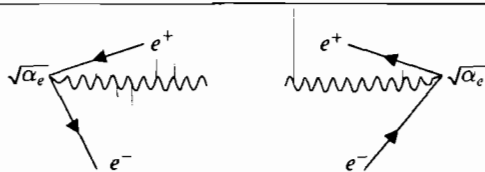


Рис. 3.26. Узлы рождения и поглощения трех частиц вакуумом

Все узлы диаграмм, получающиеся один из другого изменением ориентаций образующих узел линий-частиц, характеризуются одной и той же константой связи (рис. 3.25). Это означает, в частности, что константа связи электромагнитного взаимодействия характеризует не только поглощение (рис. 3.25 а) и испускание (рис. 3.25 б) фотона электроном, но и узлы, соответствующие аннигиляции электрон-позитронной пары в один фотон (рис. 3.25 в) и обратный процесс рождения этой пары фотоном (рис. 3.25 г). Этой же константой описываются процессы рождения или поглощения трех частиц вакуумом (рис. 3.26).

Рассмотренная связь процессов испускания и поглощения частиц носит название *кроссинг-симметрии*.

5.3. Виртуальные частицы

На фундаментальном уровне большинство элементарных актов взаимодействия сами по себе *происходить не могут*, поскольку при их протекании нельзя одновременно выполнить законы сохранения энергии и импульса. Для случая испускания электроном фотона проще всего в этом можно убедиться, воспользовавшись равноправием всех инерциальных систем отсчета и записав законы сохранения энергии и импульса в системе, где электрон покоится, например, после поглощения фотона, т. е. в системе, в которой до поглощения импульс \vec{p} электрона равен и противоположен импульсу \vec{k} фотона:

$$\vec{p} = -\vec{k}, \quad (3.84)$$

$$\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} + |\vec{k}| \cdot c = m c^2.$$

Очевидно, что соотношения (3.84) одновременно соблюдаются только при $p = k = 0$, т. е. при отсутствии фотона. Поэтому создается впечатление, что все рассуждения о взаимодействии через испускание и поглощение частиц являются вообще бесполезными.

В квантовой теории, однако, концепция взаимодействия как последовательное поглощение и испускание начинает эффективно работать. Это связано с тем, что квантовая теория включает в игру промежуточные состояния, т. е. *состояния, существующие конечный интервал времени*. В результате последовательность событий при преобразовании начальных частиц в конечные схематически выглядит следующим образом:

начальное состояние → *промежуточное состояние* → *конечное состояние*.

Особая роль промежуточных состояний обусловлена тем, что из-за конечного времени своего существования эти состояния не могут обладать строго определенной энергией — их энергия может принимать любое значение в некотором интервале энергий, определяемом их временем существования. Эта возможность следует из соотношения неопределенностей энергия—время:

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar, \quad (3.85)$$

в соответствии с которым у состояния, существующего конечное время, принципиально нельзя измерить энергию с точностью, большей, чем дает соотношение (3.85). В связи с этим появляется своеобразная «экологическая ниша» для нарушения закона сохранения энергии в промежуточных состояниях, и квантовая теория использует эту возможность. Она допускает нарушение закона сохранения энергии в промежуточных состояниях, но в пределах, определяемых формулой (3.85). Поэтому это нарушение нельзя обнаружить экспериментально.

Поскольку промежуточные состояния состоят из частиц, то сформулированное положение о нарушении сохранения энергии в промежуточных состояниях означает, что в этих состояниях обязательно должны появляться частицы, существующие конечное время и у которых, следовательно, закон сохранения энергии не должен выполняться. Такие частицы называются *виртуальными частицами*. При включении в процесс взаимодействия виртуальных частиц законы сохранения не запрещают элементарные процессы испускания и поглощения. Поэтому преобразование частиц в Стандартной модели можно представлять как развернутый во времени процесс последовательного рождения и поглощения виртуальных частиц, регулируемый постулированными элементарными амплитудами. Единственное, что нужно предварительно решить, это изображение виртуальных частиц. Поскольку виртуальная частица существует конечное время, то ее естественно изображать отрезком с точечными концами, символизирующими начало и конец жизни виртуальной частицы. На рис. 3.27 дано ее графическое изображение.

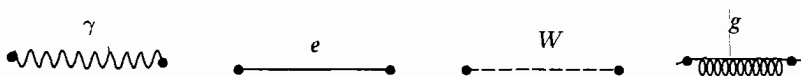


Рис. 3.27. Так изображается виртуальная частица, которая в принципе существует конечное время

Теперь несложно привести несколько примеров таких преобразований начальных состояний в конечные. Эти преобразования, как отмечалось, носят название *диаграмм Фейнмана*. На рис. 3.28 показаны фейнмановские диаграммы процессов

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^- + \mu^+, \quad (3.86)$$

$$q + \bar{q} \rightarrow g \rightarrow q' + \bar{q}'. \quad (3.87)$$

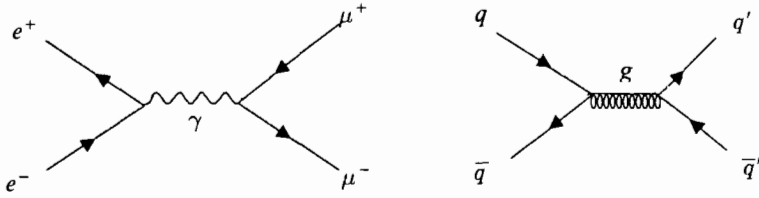


Рис. 3.28. Простейшие фейнмановские диаграммы процессов (3.86) и (3.87)

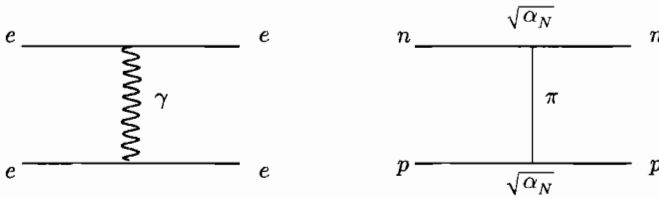


Рис. 3.29. Взаимодействие электрона с электроном и нуклона с нуклоном через обмен виртуальным фотоном и пионом; α_N — константа нуклон-нуклонного (ядерного) взаимодействия

Поскольку теперь энергия у промежуточной частицы не обязана сохраняться, такого типа «неправильные» процессы действительно имеют место.

Введенные графические образы носят универсальный характер в том смысле, что их можно применять для описания различных процессов с различными частицами, а не только с фундаментальными.

На рис. 3.29 показаны фейнмановские диаграммы еще для двух случаев. Первый случай — это взаимодействие двух электронов в результате обмена виртуальным фотоном. Виртуальный фотон испускается одним электроном и поглощается другим. Второй случай — взаимодействие протона и нейтрона через обмен виртуальным π -мезоном. В обоих случаях обмен виртуальной частицей нарушает закон сохранения энергии. Но, в конечном счете, т. е. на уровне начальных и конечных частиц, закон сохранения энергии обязан выполняться.

Главный смысл введения фейнмановских диаграмм состоит в том, что с их помощью можно наглядно представить, что же собственно происходит при преобразовании частиц, и, рассчитав по этим диаграммам амплитуду процесса, получить вероятность этого преобразования. Можно сказать, что понять роль взаимодействия в каком-либо явлении — это значит истолковать его в терминах фейнмановских диаграмм. Поэтому фейнмановская диаграммная техника стала своеобразным языком общения физиков.

Неопределенность энергии виртуальной частицы можно трактовать как нарушение для нее связи между энергией, импульсом и массой, присущей реальной частице, т. е. нарушение соотношения $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$.

Для виртуальной частицы

$$E \neq \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}, \quad (3.88)$$

причем E и p могут независимо принимать значения от $-\infty$ до $+\infty$. В этой трактовке частица может иметь не только времениподобный, но и пространственноподобный четырехмерный вектор энергии-импульса, например, иметь нулевую энергию и ненулевой импульс. Развязав у виртуальной частицы жесткую связь энергии и импульса и введя для нее новую фиктивную энергию, мы должны теперь решить вопрос о том, с какими импульсами и энергиями входят виртуальные частицы в фейнмановские диаграммы. Их импульсы и энергии устанавливаются в соответствии с законами сохранения импульса и энергии в каждой элементарной амплитуде. Для конкретности рассмотрим под этим углом зрения диаграммы рис. 3.29. Пусть начальные электроны на рис. 3.29 обладают импульсами \vec{p}_1, \vec{p}_2 , а конечные импульсами \vec{p}'_1, \vec{p}'_2 . Тогда имеет место равенство:

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2. \quad (3.89)$$

Аналогичное равенство имеет место для энергий.

Так как начальные частицы вносят четырех-импульс в элементарную амплитуду и поскольку в каждой элементарной амплитуде (и вершине) четырех-импульс сохраняется, то импульс \vec{q} виртуальной частицы

$$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}'_1 = \vec{p}'_2 - \vec{p}_2, \quad (3.90)$$

а энергия

$$E = E_1 - E'_1 = E'_2 - E_2. \quad (3.91)$$

Аналогичным образом для пионной диаграммы (рис. 3.29) получаем, что импульс \vec{q}_π виртуального пиона равняется,

$$\vec{q}_\pi = \vec{p}_1 - \vec{p}'_1 = \vec{p}'_2 - \vec{p}_2, \quad (3.92)$$

а его энергия E_π

$$E_\pi = E_1 - E'_1 = E'_2 - E_2. \quad (3.93)$$

Здесь индексами 1, 1' и 2, 2' отмечены импульсы и энергии соответственно верхнего и нижнего нуклона до и после взаимодействия.

Для того чтобы можно было использовать концепцию фейнмановских диаграмм, должен быть указан общий принцип сведения амплитуд этих диаграмм к более простым и в конечном счете к элементарным. Этот принцип состоит в следующем: амплитуда перехода является *произведением амплитуд*, содержащихся в полной диаграмме, и специальных величин, называемых *пропагаторами виртуальных частиц*. Пропагаторы — это то, что сопоставляется образам виртуальных частиц (термин происходит от *англ.* propagate — распространяться).

Как мы уже говорили, элементарные амплитуды закладываются в теории в качестве фундаментальных положений, и для частиц, имеющих

спин, являются матричнозначимыми величинами. Однако в случае бесспиновых частиц, элементарные амплитуды являются просто константами. Аналогичное справедливо и для пропагаторов виртуальных частиц — пропагаторы частиц со спином оказываются матричнозначимыми функциями, однако пропагаторы частиц с нулевым спином являются просто функциями четырех-импульса:

$$\text{пропагатор} \sim \frac{1}{m^2 c^2 - q^2}, \quad (3.94)$$

где $q^2 = E^2/c^2 - \vec{q}^2$ — квадрат четырех-импульса виртуальной частицы, а m — ее масса.

В конечном счете амплитуда пионной диаграммы рис. 3.29 в пренебрежении спинами нуклонов N имеет вид:

$$M(N + N \rightarrow N' + N') \sim \sqrt{\alpha_N} \cdot \text{пропагатор} \cdot \sqrt{\alpha_N} = \alpha_N \cdot \frac{1}{m_\pi^2 c^2 - q^2}, \quad (3.95)$$

где $\alpha_N = g_N^2/(\hbar c)$ — константа ядерного взаимодействия (g_N — ядерный заряд нуклона).

§ 6. Экранировка и антиэкранировка зарядов. Асимптотическая свобода

В КХД, являющейся теорией сильного взаимодействия, в отличие от КЭД имеется не один (фотон), а восемь переносчиков взаимодействия — глюонов. Это связано с наличием цвета и с тем, что глюоны (как и кварки) имеют цветовой заряд, выполняющий роль заряда сильного взаимодействия. Глюоны участвуют в сильном взаимодействии не только с кварками, но и с другими глюонами. Глюоны способны испускать и поглощать глюоны. Диаграммы рис. 3.15 описывают испускание глюоном виртуального глюона (*a*) и прямое рассеяние глюона на глюоне (*б*).

Таким образом, наряду с уже известным нам элементарным узлом сильного взаимодействия, который описывает испускание или поглощение глюона кварком (рис. 3.30 *a*), появились новые узлы, в которых сходятся три или четыре глюона (рис. 3.15). В этом коренное отличие КХД

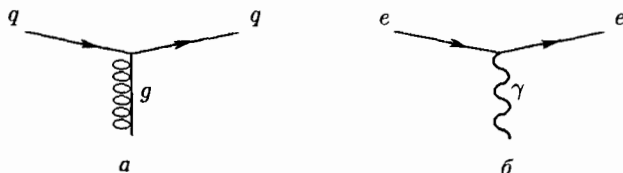


Рис. 3.30. Элементарные узлы испускания (поглощения) глюона кварком (*a*) и фотона заряженной частицей (*б*)



Рис. 3.31. Сумма диаграмм, описывающих распространение свободного электрона

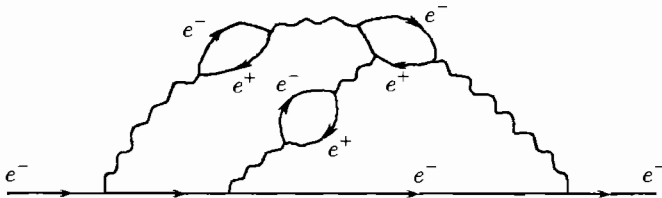


Рис. 3.32. Одна из возможных диаграмм свободного электрона

от КЭД, где квант поля — фотон — не несет заряда и диаграммы типа приведенных на рис. 3.15 с участием фотонов невозможны. Единственный возможный узел электромагнитного взаимодействия показан на рис. 3.30 б и отвечает испусканию (поглощению) фотона заряженной частицей.

Из возможности прямого взаимодействия глюонов (рис. 3.15) вытекают очень важные различия между КЭД и КХД. Так, в КЭД за счет узлов типа б (рис. 3.30) электрон может на короткое время и на малых расстояниях порождать виртуальные фотоны, а через них и e^-e^+ -пары. Поэтому свободный электрон должен изображаться не одиночной линией, отвечающей голому (дираковскому) электрону, а бесконечной суммой усложняющихся диаграмм (рис. 3.31), включая такие как на рис. 3.32.

Электрон как бы «одет в шубу» из виртуальных e^-e^+ -пар и фотонов. Так как позитроны притягиваются к «родительскому» электрону, они располагаются ближе к нему, чем виртуальные электроны, испытывающие отталкивание. Т.е. электрон окружен облаком виртуальных зарядов, которое поляризовано так, что положительные заряды располагаются ближе к электрону (рис. 3.32). Это эквивалентно экранированию отрицательного заряда в диэлектрической среде. Роль такой среды в данном случае выполняет вакуум КЭД.

Итак, электрон окружен виртуальными e^-e^+ -парами. Пусть мы хотим определить заряд электрона по его кулоновскому взаимодействию с пробным зарядом. Результат будет зависеть от расстояния между пробным зарядом и электроном. Часть силовых линий пробного заряда и электрона замыкается на виртуальных зарядах, и собственное взаимодействие электрона и пробного заряда будет ослаблено — электрон экранирован. При приближении пробного заряда к электрону он проникает внутрь облака e^-e^+ -пар, все больше силовых линий пробного заряда замыкается на электроне и величина измеренного заряда электрона возрастает (рис. 3.33). В КЭД зависимость измеренного заряда от расстояния может

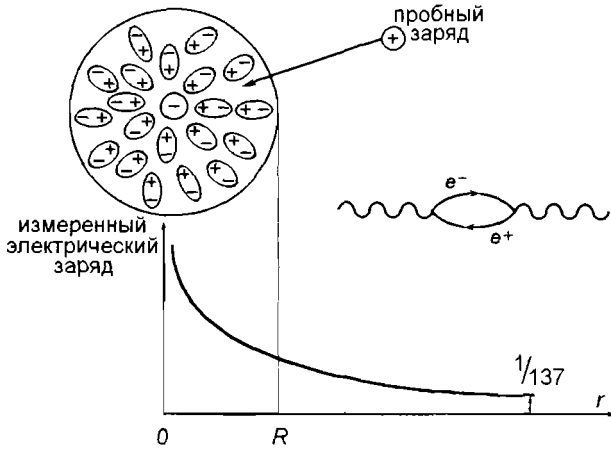


Рис. 3.33. Экранировка электрического заряда в КЭД

быть рассчитана. Величина $e^2/(\hbar c) = 1/137$ соответствует измерению на большом расстоянии.

Доказательства того, что электрон не является голым, а окружен облаком виртуальных фотонов и e^-e^+ -пар, было получено в прецизионных измерениях спектра атома водорода, выполненных У. Лэмбом, и магнитного момента электрона, осуществленных П. Кашем в 1947 г. Наблюдавшийся в эксперименте сдвиг по энергии уровней атома водорода (*лэмбовский сдвиг*) и небольшое (на 0,1 %) увеличение магнитного момента электрона по сравнению с магнетонном Бора полностью подтвердили расчеты в рамках КЭД, учитывающие виртуальные процессы, приводящие к *поляризации вакуума*.

Рассмотрим теперь влияние виртуальных процессов на цветовой заряд кварка. Поляризация вакуума КХД была бы точной копией поляризации вакуума КЭД, если бы в КХД был только один элементарный узел типа (а), аналогичный единственному элементарному узлу КЭД типа (б) (рис. 3.30). Однако окрашенность глюона приводит к чисто глюонным узлам (рис. 3.15), у которых нет аналога в КЭД. Эти новые узлы радикально изменяют ситуацию.

Узлы типа а (рис. 3.30) приводят за счет диаграммы, показанной на рис. 3.34, к эффекту экранировки цветowego заряда, аналогичному экранировке электрического заряда в КЭД.

В то же время чисто глюонные узлы приводят к появлению диаграмм рождения виртуальных глюонов (рис. 3.35), которые приводят к антиэкранировке цветowego заряда.

За счет глюонных диаграмм цветовой заряд кварка, измеряемый пробным зарядом, уменьшается при приближении пробного заряда к кварку. Диаграмму, показанную на рис. 3.35, по этой причине называют *диаграммой антиэкранировки*. Влияние диаграмм антиэкранировки в КХД

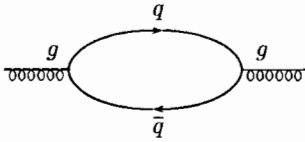


Рис. 3.34. Диаграмма экранировки в КХД

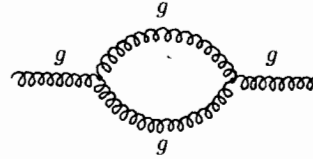


Рис. 3.35. Диаграмма антиэкранировки в КХД

преобладает над влиянием диаграмм экранировки и, сближаясь, два кварка будут «чувствовать» все более ослабленные цветовые заряды друг друга, и сила их цветового взаимодействия будет ослабевать. В пределе очень малых расстояний кварки перестают взаимодействовать и ведут себя как свободные. В этом заключается явление *асимптотической свободы* в сильном взаимодействии кварков.

Возникновение антиэкранировки можно объяснить с помощью следующего рассуждения. Одиночный кварк (пусть он имеет красный цвет) окружен виртуальными глюонами и $q\bar{q}$ -парами. Испуская глюоны, этот кварк меняет цвет за счет процессов $k \rightarrow z + k\bar{z}$ и $k \rightarrow c + k\bar{c}$. Таким образом, цветовой заряд кварка выносится глюоном во внешнюю область. Этот глюон далее либо поглощается кварком, либо генерирует процессы, описываемые рис. 3.34 и 3.35 и удерживающие цветовой заряд кварка вдали от него. Глюонный процесс (рис. 3.35) вероятнее, так как глюоны, в отличие от кварков, имеют двойные заряды — цвет—антицвет. Простейшая диаграмма такого чисто глюонного процесса показана на рис. 3.36, и влияние подобных диаграмм преобладает над влиянием диаграмм экранировки (рис. 3.37).

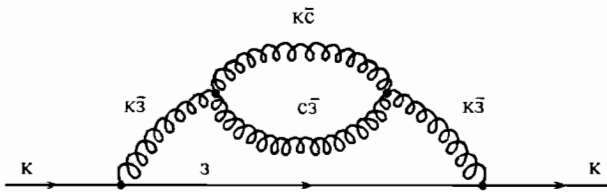


Рис. 3.36. Процесс, приводящий к антиэкранировке цветового заряда кварка

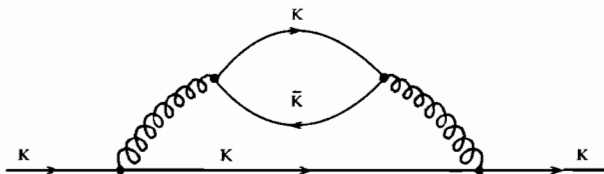


Рис. 3.37. Процесс, приводящий к экранировке цветового заряда кварка

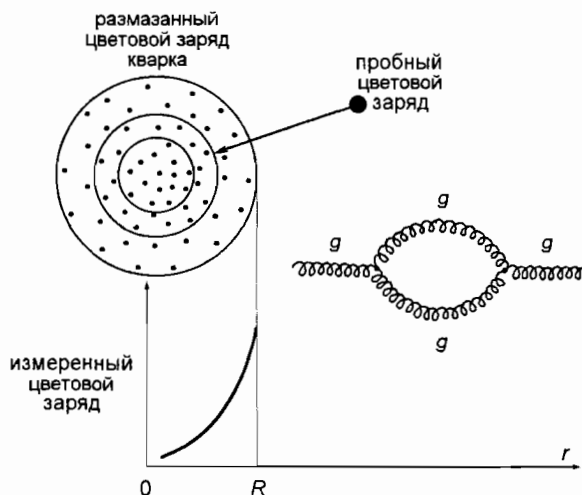


Рис. 3.38. Антиэкранировка цветовой заряда

Глюоны «размазывают» цветовой заряд по окружающей его области пространства, так что цветовой заряд, содержащийся в любой сфере, окружающей кварк, уменьшается с уменьшением радиуса сферы (рис. 3.38).

Пробный заряд, проникая вглубь облака размазанного цветкового заряда кварка (точки на рис. 3.38), оказывается внутри сферы все меньшего радиуса, содержащей все меньший цветовой заряд внутри. Поэтому сила цветкового взаимодействия уменьшается с приближением пробного заряда к кварку.

Другой стороной асимптотической свободы является рост силы притяжения двух кварков с увеличением расстояния между ними, приводящий к невылетанию кварков из адронов. Это явление называют пленением или *конфайнментом* (confinement) кварков.

Уменьшение силы межкваркового взаимодействия с уменьшением расстояния между кварками эквивалентно уменьшению константы сильного взаимодействия α_s с увеличением энергии кварков. Значение $\alpha_s \approx 1$ отвечает энергии кварков ≈ 100 МэВ. При росте энергии кварков до 100 ГэВ α_s уменьшается почти в 10 раз ($\alpha_s \approx 0,12$). При таких значениях α_s уже можно использовать теорию возмущений, пренебрегая вкладом многоузловых диаграмм. Именно асимптотическая свобода делает КХД теорией, в которой возможны количественные вычисления сильных взаимодействий.

В заключение раздела отметим, что КХД — это теория *неабелевых* калибровочных полей. Теорию таких полей впервые разработали Ч. Янг и Р. Миллс в 1954 г. Неабелево поле несет в себе заряд того источника, которым оно создается. Так, глюоны несут цветовой заряд. Асимптотическая свобода — важное свойство неабелевых калибровочных полей. К неабеле-

левым полям относятся также поля, создаваемые слабыми и гравитационными силами. В отличие от сильного, слабого и гравитационного полей электромагнитное поле является *абелевым*, т. е. не несет в себе заряда того источника, которым оно генерируется, в данном случае электрического заряда.

§ 7. Атомы — молекулы. Кварки ... ядра

Четвертый тип взаимодействий, в котором участвуют частицы, — гравитационное взаимодействие (табл. 3.8). Считается, что гравитационное взаимодействие также имеет обменный характер. Переносчики гравитационного взаимодействия — нейтральные безмассовые гравитоны — должны иметь спин 2. Гравитация пока не является объектом Стандартной модели. До сих пор не создана квантовая теория гравитации. Не обнаружен пока и сам гравитон. Очевидно, что гравитационное взаимодействие, в силу исключительной малости, для большинства процессов с участием элементарных частиц можно не учитывать. Лишь при экстремально больших энергиях ($\approx 10^{19}$ ЭВ) роль гравитационных сил в микромире не менее важна, чем остальных. Гравитация доминирует в масштабах Вселенной, где между нейтральными и массивными космическими объектами, разделенными большими расстояниями, она остается практически единственной формой взаимодействия.

Гравитационное взаимодействие, так же как и электромагнитное, имеет бесконечный радиус — оно спадает по закону $1/r$. Сравнение гравитационного и электромагнитного взаимодействий двух протонов показывает, что гравитационное взаимодействие слабее электромагнитного на 36 порядков:

$$\frac{F_{\text{грав}}}{F_{\text{кул}}} = G \frac{m_1 m_2}{r^2} / \frac{q_1 q_2}{r^2} \approx 10^{-36}.$$

Здесь G — гравитационная постоянная Ньютона;

$$G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2} \approx 1,3 \cdot 10^{-42} \text{ Фм} \cdot \text{с}^4 \cdot \text{МэВ}^{-1}$$

(c — скорость света).

Гравитационное взаимодействие слабее также двух других взаимодействий (сильного и слабого). Однако в повседневной жизни, как это ни парадоксально, мы в основном имеем дело с гравитационным взаимодействием. Человеку для того, чтобы оторваться от Земли, отправить спутник в космическое пространство необходимо затратить очень большие усилия. И они полностью определяются необходимостью преодолеть гравитационное взаимодействие. Почему это происходит? Почему мы не чувствуем взаимодействий, определяющих динамику микромира?

Обычный земной мир, с которым постоянно взаимодействует человек — это мир молекул, состоящих из атомов. Атом представляет собой

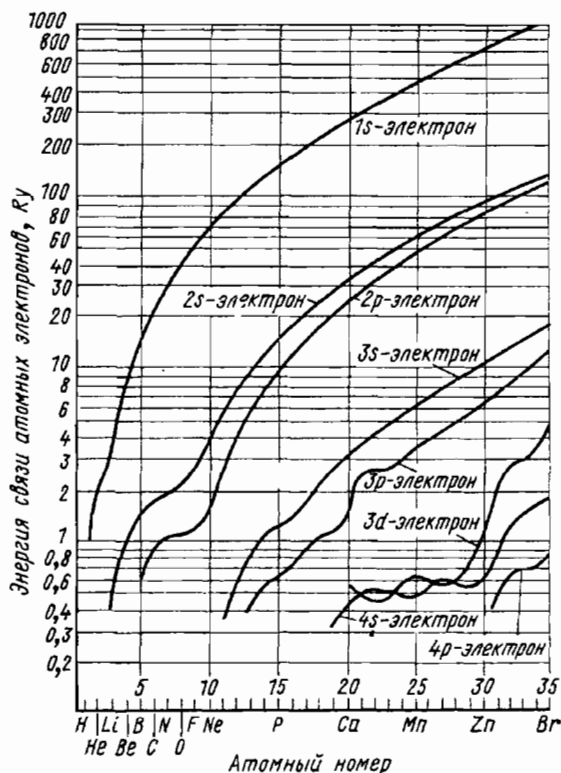


Рис. 3.39. Энергии связи электронов различных атомных оболочек в зависимости от атомного номера. Энергия дана в ридбергах (Ry). $1 Ry = 2\pi\hbar cR = 13,6 \text{ эВ}$, где R — постоянная Ридберга

положительно заряженное атомное ядро размером $\approx 10^{-12}$ см, окруженное электронной оболочкой. Размер атома определяется размером его электронной оболочки, составляющим $\approx 10^{-8}$ см. В области пространства размером 10^{-8} см сосредоточено электромагнитное поле атома и для наблюдателя, находящегося на большом расстоянии, атом представляется нейтральной системой, так как положительный заряд ядра полностью компенсируется отрицательным зарядом электронной оболочки. При образовании молекулы прочно связанные внутренние оболочки атомов практически не изменяются. Химические и физические свойства молекул определяются относительно слабо связанными электронами внешней оболочки. Силы, связывающие атомы в молекулы, также имеют электромагнитную природу. Однако это лишь слабый «отголосок» сил, связывающих электроны и атомное ядро.

Представление о характерных величинах энергии связи электронов в атомах и атомах в молекулах можно получить из рис. 3.39 и 3.40.

На рис. 3.39 показаны зависимости энергий связи электронов в атомах от атомного номера химического элемента, т. е. заряда ядра. В энергиях связи электронов в атомах наблюдается ряд закономерностей:

1. Энергии связи электронов сконцентрированы в виде отдельных групп — электронных оболочек. Ближайшая к ядру $1s$ -оболочка. За ней расположена оболочка $2s, 2p$. Следующую оболочку составляют электроны $3s$ и $3p$.
2. Энергия связи электрона на оболочке растет с ростом атомного номера.
3. Происходит расщепление электронной оболочки на отдельные под-оболочки, соответствующие определенным значениям орбитального момента количества движения электрона.
4. Энергия связи электрона на внешней оболочке гораздо меньше, чем энергия связи на внутренних оболочках. Для многоэлектронных атомов этот эффект усиливается экранированием кулоновского поля ядра электронами внутренних оболочек.

На рис. 3.40 показана зависимость потенциальной энергии взаимодействия атомов в молекуле NaCl от расстояния между ними. Минимум потенциальной энергии находится при $2,4 \text{ \AA}$ и составляет $U \approx -3,6 \text{ эВ}$. На таком расстоянии силы притяжения и отталкивания между ионами Na^+ и Cl^- сбалансированы и соответствуют устойчивому образованию — молекуле NaCl . Для того чтобы расщепить молекулу NaCl на отдельные атомы, необходимо затратить энергию $\approx 4,2 \text{ эВ}$. Таким образом, анализ строения атома, взаимодействия атомов между собой приводит к очевидному выводу: *несмотря на то что электромагнитное взаимодействие имеет бесконечный радиус действия, в обычных земных условиях в атомах и молекулах оно сконцентрировано на расстояниях $\approx 10^{-8}$ – 10^{-10} см. На большем расстоянии образуются электрически нейтральные системы.*

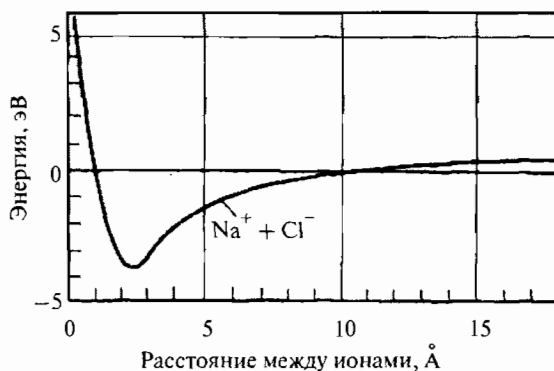


Рис. 3.40. Изменение энергии системы NaCl в зависимости от расстояния между ионами Na^+ и Cl^-

Рассмотрим теперь ситуацию со строением материи в масштабах $\approx 10^{-13}$ см. Фундаментальными составляющими материи, формирующими адроны, являются кварки — точечные цветные объекты. Они связаны посредством глюонов, которые также являются цветными частицами, переносящими цветное взаимодействие между кварками.

Расстояние, на котором проявляется цветное взаимодействие ≈ 1 Фм — характерный размер адрона. Цветные взаимодействия кварков и глюонов формируют адрон. И точно так же, как атом, построенный из заряженных частиц, является электрически нейтральным образованием, адрон, состоящий из цветных объектов, является бесцветным объектом. Цвет проявляется только на расстоянии $< 10^{-13}$ см. Наиболее широко распространенными адронами в нашем мире являются протон и нейтрон. Протон и нейтрон имеют характерные размеры ≈ 1 Фм и представляют собой бесцветные адроны, состоящие соответственно из (uud) и (udd) кварков, цвета которых равномерно перемешаны.

Протоны и нейтроны входят в состав атомных ядер. Какие же силы связывают протоны и нейтроны в ядре? Здесь можно провести аналогию с молекулой. Бесцветные адроны связаны друг с другом за счет ядерных сил, которые являются аналогом сил, связывающих нейтральные атомы в молекулы. Ядерные силы — это слабый «отголосок» (остаток) сильного взаимодействия между цветными кварками в адроне.

Что касается слабого взаимодействия, то оно проявляется на расстояниях $\approx 10^{-16}$ см, т. е. на расстояниях, на три порядка меньших размера адрона. Фактически даже по ядерным масштабам это взаимодействие то-

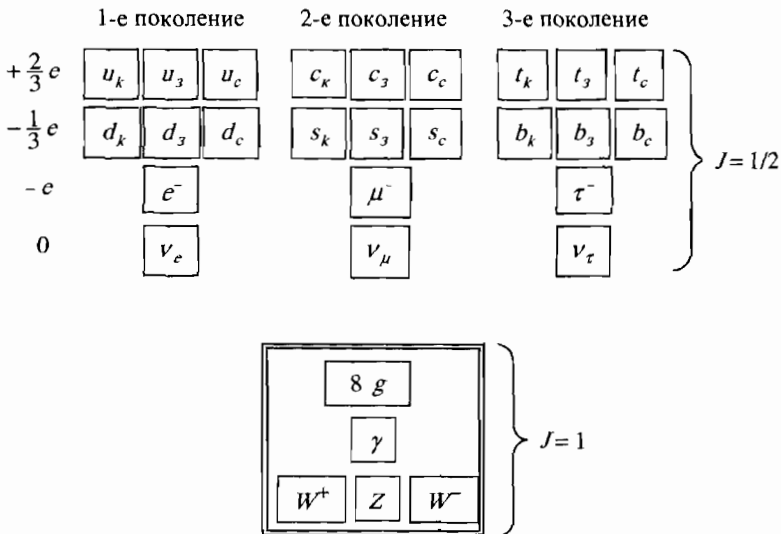


Рис. 3.41. Фундаментальные частицы Стандартной модели

чечное. Однако не следует думать, что в макроскопических масштабах слабым взаимодействием всегда можно пренебречь. Ведь даже наше Солнце (как и все другие звезды) не светило бы, не будь слабого взаимодействия.

Таким образом, мы видим, что размер области пространства, в которой явно проявляется то или иное взаимодействие, зависит от радиуса действия соответствующих сил. Существуют две дальнедействующие силы — электромагнитная и гравитационная, что является следствием безмассовости соответствующих переносчиков взаимодействия — фотона и гравитона. Короткодействие слабых сил (10^{-16} см) объясняется большой массой W - и Z -бозонов. Что касается малого радиуса сильного взаимодействия (10^{-13} см), переносчик которого глюон, так же как и переносчики дальнедействующих электромагнитных и гравитационных сил, не имеет массы, то это связано с окрашенностью глюона. Цветным объектам «запрещено» удаляться от места своего рождения за пределы области размером ≈ 1 Фм.

Эту главу завершает рис. 3.41, на котором приведены фундаментальные частицы Стандартной модели за исключением бозона Хиггса. Показаны три поколения фундаментальных фермионов — частиц со спином $1/2$. Для каждого типа кварков указаны три цвета. Таким образом, каждое поколение насчитывает восемь частиц — шесть кварков и два лептона. Фундаментальные бозоны — кванты сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий — частицы со спином 1. Это 8 цветных глюонов — кванты поля сильного взаимодействия, кванты слабого взаимодействия — W^+ , W^- и Z -бозоны, и фотон — квант электромагнитного взаимодействия.

Глава 4

Адроны

§ 1. Адроны — системы связанных кварков

Кварки объединяются в частицы, называемые *адронами*. Термин происходит от греческого «хадрос» (сильный) и отражает свойство адронов участвовать в сильных взаимодействиях. Адроны — связанные системы кварков и антикварков. Существуют адроны двух типов — *барионы* (их барионный заряд $B = +1$), состоящие из трех конститuentных кварков (qqq) и являющиеся фермионами ($J = 1/2, 3/2, \dots$) и *мезоны* ($B = 0$), состоящие из кварка и антикварка ($q\bar{q}$) и являющиеся бозонами ($J = 0, 1, 2, \dots$). *Антибарионы* ($B = -1$) состоят из трех антикварков ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$).

Появление кварковой модели позволило «навести порядок» в весьма обширном семействе известных адронов. Достаточно отметить, что это семейство в настоящее время включает примерно 170 мезонов и 140 барионов. С учетом того, что каждый барион должен иметь античастицу (мезоны, имея кварковое строение $q\bar{q}$, автоматически включают и антимезоны), фактически число открытых адронов достигает 450.

Квантовые числа кварков, образующих адрон, определяют квантовые числа адронов. Адроны имеют определенные значения электрического заряда Q , спина J , четности P , изоспина I . Квантовые числа s (странность), c (очарование), b (*боттом*) и t (*мон*) разделяют адроны на обычные нестранные частицы (p, n, π, \dots), странные частицы ($K, \Lambda, \Sigma, \dots$), очаро-

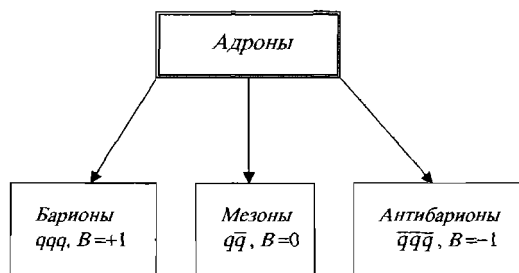


Рис. 4.1. Типы адронов и их кварковый состав

ванные ($D, \Lambda_c, \Sigma_c, \dots$) и боттом-частицы (B, Λ_b, Ξ_b). t -кварк, имея время жизни $\approx 10^{-25}$ с, не успевает образовать адрон.

Наряду с квантовыми числами s, c, b, t употребляют гиперзаряд

$$Y = B + s + c + b + t.$$

Все многообразие адронов возникает в результате различных сочетаний u -, d -, s -, c -, b -кварков, образующих связанные состояния.

Барионное число B — квантовая характеристика частиц, отражающая установленный на опыте еще до открытия кварков закон сохранения числа барионов. Так, например, протон без нарушения законов сохранения энергии, импульса, момента количества движения, электрического заряда мог бы распасться на позитрон и γ -квант:

$$p \rightarrow e^+ + \gamma. \quad (4.1)$$

Однако такие распады не наблюдаются. Это можно понять, приписав протону барионное число $B = +1$ (антипротону в этом случае надо приписать $B = -1$) и считать, что у частиц — продуктов распада e^+ и γ — это число нулевое.

Все имеющиеся опытные данные свидетельствуют о существовании закона сохранения барионного числа (заряда) или закона сохранения числа барионов.

Закон сохранения числа барионов:

Во всех процессах, происходящих в природе, разность числа барионов и антибарионов сохраняется

Барионное число является аддитивным квантовым числом. Барионные числа адронов — следствие их кварковой структуры. Напомним, что кваркам приписывают барионное число $B = +1/3$, а антикваркам $B = -1/3$. Тогда все частицы, состоящие из трех кварков (барионы), будут иметь барионное число $B = +1$, частицы из трех антикварков (антибарионы) — $B = -1$, а частицы из кварка и антикварка (мезоны) — $B = 0$.

Пример. Проверить выполнение закона сохранения барионного числа в следующих реакциях и распадах

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p},$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-,$$

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0,$$

$$p + p \rightarrow p + \pi^+,$$

$$n \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\Lambda \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

Решение. В трех последних случаях суммы барионных чисел в начальном и конечном состояниях не совпадают, поэтому такие процессы запрещены.

В отличие от точечных кварков, адроны протяженные объекты, т. е. имеют размер (≈ 1 Фм). Среднеквадратичные зарядовые радиусы протона (p), пиона (π) и каона (K) дают представление о размере области пространства, в которой распределен электрический заряд адрона:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_p} = 0,86 \text{ Фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle_\pi} = 0,67 \text{ Фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle_K} = 0,58 \text{ Фм}. \quad (4.2)$$

Конечные размеры адронов оказались обусловленными их составной структурой. Соответственно до уровня адронов продолжилось формирование микросистем конечных размеров: молекулы, атомы, атомные ядра, нуклоны. Кварки, возможно, уже ни из чего не состоят, т. е. не являются составными частицами. Массы известных мезонов достигают 11 ГэВ, известных барионов — 5,6 ГэВ.

В состав адронов входят глюоны, связывающие кварки, и непрерывно рождающиеся и исчезающие виртуальные пары кварк—антикварк.

В настоящее время мы не можем, исходя из первых принципов, т. е. непосредственно в терминах взаимодействующих кварков и глюонов, достичь описания адронов со всеми их свойствами. Поэтому в ближайший период развития фундаментальной физики проблема понимания и исследования адронов останется одной из наиболее актуальных.

Кварки, образующие адроны, могут находиться в состояниях с различными орбитальными моментами и в состояниях с различными значениями радиального квантового числа n . Так как кварк имеет положительную четность, а антикварк — отрицательную, то четность мезона определяется соотношением

$$P_{\text{мезон}} = P_{q_1} \cdot P_{\bar{q}_2} \cdot (-1)^L = (+1)(-1) \cdot (-1)^L = -(-1)^L, \quad (4.3)$$

где L — относительный орбитальный момент кварков q и \bar{q} . Аналогично для четностей бариона и антибариона можно записать:

$$\begin{aligned} P_{\text{барион}} &= P_{q_1} \cdot P_{q_2} \cdot P_{q_3} \cdot (-1)^L = (+1)(+1)(+1) \cdot (-1)^L = (-1)^L, \\ P_{\text{антибарион}} &= P_{\bar{q}_1} \cdot P_{\bar{q}_2} \cdot P_{\bar{q}_3} \cdot (-1)^L = (-1)(-1)(-1) \cdot (-1)^L = -(-1)^L, \end{aligned} \quad (4.4)$$

где L — результирующий относительный орбитальный момент кварков (антикварков) в барионе (антибарионе).

Спины кварков могут быть ориентированы различным образом. Поэтому для одной и той же кварковой комбинации допустимы различные значения полного момента и четности J^P . Энергия (масса) фиксированной кварковой комбинации зависит от J^P и других квантовых чисел, в том числе таких как изоспин, т. е. для каждой кварковой комбинации получаем набор энергий (масс). Такова суть спектроскопии адронов, которая по существу не отличается от атомной или ядерной спектроскопии. Единственное отличие, о котором здесь нужно сказать, состоит в том, что если у атома (или ядра) с определенным внутренним составом частиц

меняется энергия и квантовые числа, то это означает переход в другое состояние *этого же* атома (ядра). В физике адронов изменение энергии (массы) и квантовых чисел фиксированной кварковой комбинации означает переход к *другой* частице. Таким образом, в богатстве адронов скрыто все многообразие межкварковых возбуждений.

§ 2. Адроны — бесцветные образования из цветных кварков

Почему существует столь ограниченный набор связанных кварковых структур — трехкварковые и кварк-антикварковые состояния? Для ответа на этот вопрос нам нужно несколько подробнее пояснить понятие *бесцветного состояния*. Кварковая модель в своем первоначальном варианте не содержала понятия «цвет». Исходная модель смогла представить все многочисленное семейство адронов всего лишь в виде трех кварковых комбинаций — qqq (барионы), $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (антибарионы) и $q\bar{q}$ (мезоны). Однако оставалось неясным, почему других комбинаций кварков, например qq , $\bar{q}\bar{q}$, $qq\bar{q}$, $q\bar{q}\bar{q}$, $qqqq$, $qqq\bar{q}$, $qq\bar{q}\bar{q}$ и т. д., в природе нет, да и сами отдельные кварки не наблюдаются. Кроме того, были известны барионы из трех тождественных кварков — uuu (Δ^{++} -резонанс), ddd (Δ^- -резонанс), sss (Ω^- -гиперон), в которых кварки находились в одинаковых квантовых состояниях, что противоречило принципу Паули. Все эти трудности начального варианта кварковой модели снимались введением для кварков еще одного (ранее неизвестного) квантового числа, названного *цветом*. Это квантовое число должно было иметь три возможных значения, с тем чтобы можно было восстановить принцип Паули для барионов, построенных из трех кварков одинакового аромата. Эти три возможных значения цвета — красный (к), зеленый (з) и синий (с) — можно рассматривать как три проекции своеобразного цветового спина в трехмерном цветовом пространстве (с осями К, З, С).

Пример. Показать, что без введения квантового числа «цвет», принимающего три значения, кварковая структура Δ^{++} , Δ^- , Ω^- противоречит принципу Паули.

Решение. Указанные частицы состоят из трех тождественных кварков: Δ^{++} — (uuu), Δ^- — (ddd), Ω^- — (sss). У всех частиц $J^P = 3/2^+$. Орбитальный момент относительного движения кварков в них равен нулю. Кварки являются фермионами и имеют спин $J = 1/2$. Для них возможны только две проекции спина на выделенное направление: $+1/2$ и $-1/2$. Таким образом, для того чтобы образовать состояние $3/2^+$, все три кварка должны иметь одинаковые проекции спинов. Итак, в каждом из рассматриваемых барионов имеем три тождественных кварка в одном и том же квантовом состоянии. В то же время согласно принципу Паули тождественные фермионы не могут находиться в одном состоянии (иметь одинаковые квантовые числа). Чтобы выполнялся принцип Паули, необходимо ввести для кварков еще одно квантовое число — «цвет». «Цвет» должен принимать три разных значения, чтобы восстановить принцип Паули в системе трех тождественных кварков, у которых остальные квантовые числа совпадают.

С введением цвета Δ^{++} -резонанс, например, можно представить как комбинацию трех u -кварков в разных цветовых состояниях: $\Delta^{++} = u_k u_l u_c$. Это означает, что принцип Паули справедлив и в физике адронов. Однако ограничиться только трехзначностью цвета было невозможно. Оставалась еще одна проблема. Если $u_k u_l u_c$ — это единственный вариант Δ^{++} -резонанса, то для протона можно предложить несколько кандидатов, не нарушая принципа Паули: $u_k u_l d_c$, $u_k u_l d_3$, $u_c u_k d_k$ и т. д. Но существует только одно протонное состояние, и введение нового квантового числа «цвет» не должно увеличивать число наблюдаемых состояний.

Выходом из этой ситуации явилось принятие постулата о бесцветности наблюдаемых квантовых состояний адронов. Бесцветность адронов означает, что в них кварки разного цвета представлены с равными весами. О таких бесцветных состояниях говорят как о цветовых синглетах. Они инвариантны относительно преобразований в трехмерном цветовом пространстве. Если цветовой индекс кварка принимает три значения $\alpha = 1, 2, 3$, то такие преобразования имеют вид

$$q_\alpha = \sum_{\beta=1}^3 u_{\alpha\beta} q_\beta \quad (4.5)$$

при условии ортонормированности цветовых состояний

$$\sum_{\alpha=1}^3 u_{\alpha\beta} u_{\alpha\gamma}^* = \delta_{\beta\gamma}, \quad (4.6)$$

где (*) означает комплексное сопряжение, а $\delta_{\beta\gamma}$ — символ Кронекера.

Итак, в отличие от цветных кварков, их наблюдаемые комбинации — адроны — всегда бесцветны. В них все кварковые цвета представлены с одинаковыми весами. В этом аналогия между оптическим и квантовым цветом. И в том и другом случае равномерная смесь трех базовых цветов дает бесцветную (белую) комбинацию.

Рассмотрим вопрос о том, как цветовые степени свободы кварков должны быть учтены в волновых функциях адронов Ψ . Поскольку эти степени свободы не зависят от других кварковых степеней свободы — пространственных координат, спина и аромата, то цветовая часть полной волновой функции адрона может быть выделена в виде множителя ψ_{color} :

$$\Psi = \psi_{\text{color}} \Phi, \quad (4.7)$$

где Φ — часть волновой функции адрона, куда входят пространственные (space), спиновые (spin) и ароматовые (flavor) степени свободы кварков. Установим вид ψ_{color} . Он различен для мезонов и барионов.

Кварковая структура мезонов $q\bar{q}$. Для того чтобы мезон был бесцветным, все возможные цвета кварка (антикварка) в нем должны быть представлены с одинаковым весом, что дает цветовую структуру мезона: $\sim (k\bar{k} + l\bar{l} + c\bar{c})$. Поэтому, независимо от типа (кваркового состава) мезона

цветовая часть его волновой функции с учетом нормировки имеет вид

$$\psi_{\text{color}}(\text{мезон}) = \frac{1}{\sqrt{3}}(k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c}). \quad (4.8)$$

Если в качестве примера взять π^- -мезон, кварковый состав которого $d\bar{u}$, то для него *ароматово-цветовая* волновая функция будет иметь вид

$$\psi_{\text{color-flavor}}(\pi^-) = \frac{1}{\sqrt{3}}(d_k\bar{u}_{\bar{k}} + d_z\bar{u}_{\bar{z}} + d_c\bar{u}_{\bar{c}}). \quad (4.9)$$

При установлении вида цветовой волновой функции бариона необходимо учесть принцип Паули. Дело в том, что в состав бариона могут входить тождественные кварки, а поскольку кварки являются фермионами, то в таких барионах эти кварки не должны находиться в одинаковых квантовых состояниях. В случае мезонов такого ограничения нет, так как они содержат только различные частицы — кварк и антикварк. Это означает, что волновая функция бариона, содержащего кварки одинакового аромата, должна быть антисимметричной при перестановке этих кварков.

Рассмотрим ситуацию на примере Δ^{++} -резонанса, состоящего из трех u -кварков. Его спин-четность $J^P = 3/2^+$. Эксперименты показали, что его волновая функция симметрична по пространственным координатам кварков и не имеет узлов. Следовательно, орбитальный момент кварков $L = 0$ и полный момент $J = 3/2$ целиком обусловлен спинами кварков, направленными в одну сторону ($\uparrow\uparrow\uparrow$). Такое спиновое состояние симметрично. Следовательно, *пространственно-спиново-ароматовая* волновая функция Δ^{++} -резонанса Φ симметрична по этим трем переменным. Как показывает опыт, это утверждение справедливо для всех барионов, т. е. *все барионы имеют волновые функции, полностью симметричные к одновременной перестановке пространственных координат, спинов и ароматов любых двух кварков*. Таким образом, для того чтобы быть антисимметричной в целом, полная волновая функция Ψ любого бариона должна содержать антисимметричную цветовую функцию ψ_{color} . Нормированная антисимметричная цветовая волновая функция бариона имеет вид

$$\psi_{\text{color}}(\text{барион}) = \frac{1}{\sqrt{6}}(kzс + zсk + сkз - ксз - сзк - зкс). \quad (4.10)$$

Такая цветовая функция автоматически обеспечивает выполнение принципа Паули, запрещающего существование бариона, содержащего кварки одного и того же аромата в полностью одинаковых квантовых состояниях. *Ароматово-цветовая* волновая функция Δ^{++} -резонанса имеет вид

$$\psi_{\text{color-flavor}}^{\Delta^{++}} = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_k u_z u_c + u_z u_c u_k + u_c u_k u_z - u_k u_c u_z - u_c u_z u_k - u_z u_k u_c). \quad (4.11)$$

Требуемая антисимметризация волновой функции Δ^{++} -резонанса получена. Она антисимметрична по цвету, симметрична по пространственным координатам (орбитальные моменты кварков нулевые) и спинам ($\uparrow\uparrow\uparrow$).

Таким образом, волновая функция Δ^{++} -резонанса Ψ антисимметрична в целом, как и должно быть для систем, содержащих тождественные фермионы. Легко проверить выполнение принципа Паули для состояния (4.11). Пусть зеленый u -кварк стал красным: $u_3 \rightarrow u_k$. Тогда в Δ^{++} -резонансе имеем два красных u -кварка в одном и том же состоянии. При этом функция (4.11) обращается в нуль.

Пример. Построить ароматово-цветовую волновую функцию протона.

Решение. Эта функция получается из (4.11) заменой третьего u -кварка в каждом слагаемом на d -кварк:

$$\psi_{\text{color-flavor}}^{\text{proton}} = \frac{1}{\sqrt{6}}(u_k u_3 d_c + u_3 u_c d_k + u_c u_k d_3 - u_k u_c d_3 - u_c u_3 d_k - u_3 u_k d_c). \quad (4.12)$$

Резюмируем содержание данного параграфа. Поскольку адроны бесцветны, то в них цветные кварки должны быть скомпонованы в бесцветные состояния. Так как существуют адроны двух типов — мезоны и барионы, то возникает два варианта «бесцветной компоновки». В первом (мезоны) цвет кварка α компенсируется цветом антикварка $\bar{\alpha}$, т. е. ароматово-цветовая структура для всех мезонов выглядит следующим образом

$$|\text{Мезон}\rangle_{\text{color-flavor}} \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 (q_i^\alpha \bar{q}_k^{\bar{\alpha}}). \quad (4.13)$$

Вторая бесцветная компоновка (барионы) получается в результате полностью антисимметричной смеси цветов. Для всех барионов это реализуется ароматово-цветовой волновой функцией вида

$$|\text{Барион}\rangle_{\text{color-flavor}} \equiv \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha, \beta, \gamma=1}^3 (\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \cdot q_i^\alpha q_k^\beta q_l^\gamma), \quad (4.14)$$

где каждый из цветовых индексов α, β, γ принимает значения 1, 2, 3, а $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор:

$$\epsilon_{123} = \epsilon_{231} = \epsilon_{312} = 1, \quad \epsilon_{213} = \epsilon_{132} = \epsilon_{321} = -1.$$

Числа $\frac{1}{\sqrt{3}}$ и $\frac{1}{\sqrt{6}}$ — нормировочные множители. Легко убедиться, что приведенные выше ароматово-цветовые волновые функции π^- -мезона (4.9), Δ^{++} -резонанса (4.11) и протона (4.12) непосредственно следуют из формул (4.13) и (4.14).

§ 3. Мультиплеты адронов

Уже первые исследования адронов выявили группы частиц, имеющих близкие массы и похожие свойства по отношению к сильному взаимодействию. Протон и нейтрон, объединяемые термином «нуклон», были

первым примером. Близость свойств протона и нейтрона, как мы теперь знаем, является следствием их кваркового состава — близости свойств u - и d -кварков, из которых состоят протон и нейтрон. Кварки u и d имеют одинаковое квантовое число, являющееся характеристикой сильного взаимодействия — изоспин I . Частицы, имеющие одинаковые I и различающиеся проекцией изоспина I_3 на ось 3 изоспинного (зарядового) пространства, образуют изоспиновые мультиплеты — группы частиц, одинаково проявляющие себя в сильном взаимодействии. Число частиц n в изоспиновом мультиплете определяется числом проекций I_3 , т. е.

$$n = 2I + 1. \quad (4.15)$$

Протон и нейтрон образуют изоспиновый дублет:

$$\begin{aligned} p &\equiv uud \quad (I = 1/2, I_3 = +1/2), \\ n &\equiv udd \quad (I = 1/2, I_3 = -1/2). \end{aligned} \quad (4.16)$$

π -мезоны образуют изоспиновый мультиплет с $I = 1$ (триплет):

$$\begin{aligned} \pi^+ &\equiv u\bar{d} \quad (I = 1, I_3 = +1), \\ \pi^0 &\equiv u\bar{u} \quad \text{или} \quad d\bar{d} \quad (I = 1, I_3 = 0), \\ \pi^- &\equiv \bar{u}d \quad (I = 1, I_3 = -1). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Группирование адронов в изоспиновые мультиплеты отражает симметрию сильных взаимодействий относительно преобразований (поворотов) в изоспиновом пространстве.

С открытием кварков и признанием того, что адроны состоят либо из трех кварков (антикварков), либо из кварка и антикварка, возникает возможность ответить на вопрос о том, какие именно трехкварковые (барионы) и кварк-антикварковые (мезоны) комбинации возможны и существуют ли какие-либо симметрии в системах барионов и мезонов относительно замены в них одних кварков на другие. Оказалось, что такие симметрии существуют и наиболее полно проявляются при использовании теории групп, которая служит основой для описания симметрий.

Для того чтобы избежать дополнительных усложнений, будем рассматривать лишь наименее массивные адроны, состоящие из самых легких кварков u , d и s (исторически кварковая модель появилась именно как модель этих трех кварков). Возникает задача рассмотреть симметрии адронов, в состав которых могут входить только эти три «строительных блока». Подобного рода симметрии называют SU_3 -симметриями. Сочетание SU происходит от начальных букв английского термина Special Unitary Group — специальная унитарная группа. Группа SU_3 образована преобразованиями, переводящими друг в друга состояния, построенные из трех элементов. Преобразования, переводящие друг в друга комбинации, построенные из двух элементов (например, только из кварков u и d или только из протонов и нейтронов), образуют группу SU_2 . Это уже обсуждавшаяся выше симметрия в пространстве изоспина, которой

соответствует изоспиновая инвариантность. Полезность подобного рода симметрий зависит от того, насколько при замене одних элементов, образующих состояние, другими сформированное новое состояние окажется физически идентичным прежнему. Изоспиновая SU_2 -симметрия на уровне нуклона, хотя и является приближенной, оказывается достаточно хорошей, потому что массы протона и нейтрона близки и эти частицы одинаково участвуют в сильном взаимодействии. Изоспиновая SU_2 -симметрия вообще отчетливо проявляется в мире адронов и причиной этого, как мы знаем, является близость свойств кварков u и d .

Изучение свойств адронов показывает, что они образуют и более широкие объединения частиц, чем изоспиновые мультиплеты. Их обычно называют SU_3 -мультиплетами и они основаны на симметрии ароматов u , d и s . Эта симметрия подразумевает равенство масс u -, d - и s -кварков и одинаковость взаимодействий в парах uu -, ud -, us -, dd -, ds -, ss -кварков, их антикварков и соответствующих кварк-антикварковых пар. Свойства адронов, построенных из трех самых легких кварков, свидетельствуют о том, что такая симметрия приближенно реализуется.

Выясним, сколько может быть мезонов и барионов, построенных из кварков трех ароматов.

Мезоны имеют структуру $q_i \bar{q}_j$. В данном случае $i, j = u, d, s$. Из трех кварков и трех антикварков можно создать $3^2 = 9$ комбинаций $q\bar{q}$. Их можно представить в виде матрицы $3 \times \bar{3}$ (табл. 4.1).

Таблица 4.1

Парные комбинации кварк—антикварк

	\bar{u}	\bar{d}	\bar{s}
u	$u\bar{u}$	$u\bar{d}$	$u\bar{s}$
d	$d\bar{u}$	$d\bar{d}$	$d\bar{s}$
s	$s\bar{u}$	$s\bar{d}$	$s\bar{s}$

Таким образом, получается девять «ароматовых» комбинаций, соответствующих девяти типам мезонов. Если остальные квантовые характеристики у этих мезонов (суммарный спин $\vec{S} = \vec{\frac{1}{2}} + \vec{\frac{1}{2}}$ кварка и антикварка, их относительный орбитальный момент и четность) совпадают, то в рамках SU_3 -симметрии следует ожидать обособленные группы из девяти мезонов (нонеты) с одинаковым значением J^P , расположенных в одной и той же массовой области. Действительно, по крайней мере в два таких нонета — с $J^P = 0^-$ (псевдоскалярные мезоны) и с $J^P = 1^-$ (векторные мезоны) — группируются самые легкие мезоны. Псевдоскалярные мезоны распределены в области масс 135–958 МэВ, векторные — в области масс 776–1019 МэВ. Никаких других мезонов с такими квантовыми характеристиками в этом диапазоне масс нет. Эти группы адронов, объединенных

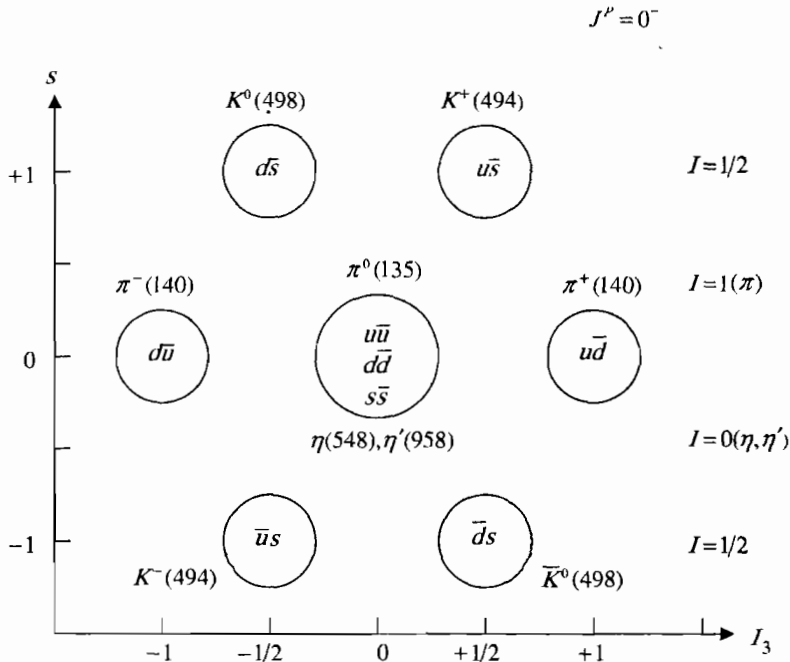


Рис. 4.2. Нонет легчайших мезонов $J^P = 0^-$ на плоскости «странность — проекция изоспина»

одинаковыми значениями спина J и четности P и расположенных в одной массовой области, и являются примерами SU_3 -мультиплетов.

SU_3 -мультиплеты удобно изображать на плоскости с взаимно перпендикулярными осями странности s и I_3 (вместо оси странности часто используют ось гиперзаряда Y).

На рис. 4.2 показан кварковый состав нонета легчайших мезонов с $J^P = 0^-$. Этот мультиплет, как и все другие мультиплеты мезонов, одновременно содержит частицы и античастицы. Действительно, рассмотрим, например, частицу $K^0(d\bar{s})$. Чтобы получить ее античастицу \bar{K}^0 , нужно кварки, входящие в состав K^0 , заменить на антикварки: $d \rightarrow \bar{d}$, $\bar{s} \rightarrow s$. Получаем $\bar{K}^0 = (\bar{d}s)$. Именно эта частица занимает нижнюю правую «ячейку» рис. 4.2. Частица и античастица на рис. 4.2 располагаются симметрично относительно центра фигуры (точки с $s = I_3 = 0$).

Барions имеют структуру $q_i q_j q_k$, где $i, j, k = u, d, s$. Следовательно, их ароматовых комбинаций будет $3^3 = 27$. Они образуют несколько SU_3 -мультиплетов, которые можно классифицировать в соответствии с симметрией относительно перестановок кварков. Так, одно из этих состояний, имеющее кварковый состав $q_1 q_2 q_3 = uds$, антисимметрично при перестановке любых двух кварков и его ароматовую волновую функцию

можно записать в виде:

$$\psi_{\text{flavor}} = \frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dsu + sud - usd - sdu - dus). \quad (4.18)$$

При перестановке любых двух кварков, например $1 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ или $2 \leftrightarrow 3$, волновая функция такого состояния меняет знак.

Существует десять симметричных к перестановкам любых двух кварков состояний, имеющих кварковый состав uuu , ddd , sss , uud , uus , udd , uss , dds , dss и uds . Их ароматовые волновые функции симметричны и имеют следующий вид

- 1) uuu ,
- 2) ddd ,
- 3) sss ,
- 4) $\frac{1}{\sqrt{3}}(uud + udu + duu)$,
- 5) $\frac{1}{\sqrt{3}}(uus + usu + suu)$,
- 6) $\frac{1}{\sqrt{3}}(udd + ddu + dud)$,
- 7) $\frac{1}{\sqrt{3}}(uss + ssu + sus)$,
- 8) $\frac{1}{\sqrt{3}}(dds + dsd + sdd)$,
- 9) $\frac{1}{\sqrt{3}}(dss + ssd + sds)$,
- 10) $\frac{1}{\sqrt{6}}(uds + dsu + sud + usd + sdu + dus)$.

(4.19)

Остальные 16 состояний распадаются на два мультиплет, состоящих из 8 состояний. Каждое из состояний этих мультиплетов характеризуется так называемой *смешанной (Mixed) симметрией*, — например, симметрично к перестановке первых двух кварков и антисимметрично к перестановке двух последних. Таким образом, 27 трехкварковых состояний проявляются в виде четырех SU_3 -мультиплетов, содержащих 10, 8, 8 и 1 состояний. То есть все барионы, состоящие из u -, d -, s -кварков, собраны в одном декуплете, двух октетах и одном синглете. Эту ароматовую SU_3 -симметрию компактно записывают в виде

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A, \quad (4.20)$$

где индексы S , M и A отмечают, к какого рода состояниям относятся барионы этих супермультиплетов при перестановке двух кварков — симметричным (S), антисимметричным (A) или со смешанной симметрией (M).

Каждый из октетов содержит барионы с кварковым составом uud , uus , udd , uss , dds , dss и uds (последний кварковый состав представлен в двух барионах). Таким образом, в отличие от декуплета в октетах отсутствуют барионы, построенные целиком из кварков одинакового аромата (uuu , ddd , sss). Причина этого кроется в перестановочной симметрии, и мы объясним это ниже. Октеты отличаются спином и четностью входящих в их состав частиц. Октет с $J^P = 1/2^+$ располагается в области масс 938–1321 МэВ (в него входят и нуклоны). Других адронов с $J^P = 1/2^+$ в этой области масс нет. Адроны, входящие в октет самых легких барионов, образованы комбинациями трех кварков, находящихся в самых низких по энергии состояниях относительного движения. Иными словами, в данном октете все трехкварковые образования находятся в своих основных состояниях. Поэтому рассматриваемый мультиплет можно назвать «мультиплетом основного состояния». Другой октет имеет $J^P = 3/2^-$ и объединяет барионы с массами в интервале 1520–1820 МэВ.

Мы видели, что возможны 9 кварк-антикварковых комбинаций из кварков u , \bar{d} , s . Одна из этих комбинаций содержит кварки каждого сорта в равной доле и не меняется при циклической замене кварков (вращении в пространстве трех ароматов). Таким образом, лишь эта кварк-антикварковая комбинация полностью симметрична по аромату. Она выделена в синглет. Оставшиеся комбинации $q\bar{q}$ формируют октет. Эту ситуацию изображают в виде

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1. \quad (4.21)$$

Ароматовая SU_3 -симметрия является обобщением (расширением) изоспиновой симметрии SU_2 . По существу она означает, что u -, d - и s -кварки рассматриваются как один легкий кварк, который наделен квантовым числом ароматом, принимающим три значения. Насколько такое вырождение трех кварков в один оправдано, может ответить лишь опыт. В целом можно сказать, что ароматовая SU_3 -симметрия «работает» довольно хорошо. Все адронные мультиплеты, предсказанные SU_3 -концепцией кварковой модели, обнаружены, и не были найдены никакие другие состояния, построенные из кварков u , d , s . В то же время очевидно, что SU_3 -симметрия в реальности нарушена значительно сильнее, чем SU_2 , так как странный кварк существенно тяжелее кварков u и d :

$$m_s - m_u \approx m_s - m_d \gg m_d - m_u. \quad (4.22)$$

Это приводит к сильному расщеплению по массам адронов одного и того же мультиплета. SU_3 -симметрия является точной только в пределе полного вырождения (равенства масс) как кварков u , d и s , так и адронов, входящих в состав мультиплета.

Характеристики октета барионов с $J^P = 1/2^+$ вместе с кварковым составом даны в табл. 4.2. Ниже $mc^2 = 1400$ МэВ нет других барионов с $J^P = 1/2^+$.

В табл. 4.2 приведены странности барионов s , их гиперзаряды $Y = B + s$, изоспины I и проекции изоспинов I_3 . Значения изоспинов барионов получаются векторным сложением изоспинов отдельных кварков. Проекции

Таблица 4.2

Октет легчайших барионов с $J^P = 1/2^+$

Барион	Кварковый состав	mc^2 , МэВ	$S(Y)$	I_3	I
p	uud	938	0(+1)	+1/2	} 1/2
n	udd	940	0(+1)	-1/2	
Σ^+	uus	1189	-1(0)	+1	} 1
Σ^0	uds	1193	-1(0)	0	
Σ^-	dds	1197	-1(0)	-1	
Λ	uds	1116	-1(0)	0	0
Ξ^0	uss	1315	-2(-1)	+1/2	} 1/2
Ξ^-	dss	1321	-2(-1)	-1/2	

изоспинов барионов есть результат алгебраического сложения проекций изоспинов отдельных кварков. Странность барионов обусловлена присутствием в их составе странных кварков. Странность, как и электрический заряд Q , — аддитивное квантовое число и поэтому странность бариона есть алгебраическая сумма странностей входящих в его состав странных кварков.

Барионный октет $J^P = 1/2^+$ в координатах «странность — проекция изоспина» приведен на рис. 4.3. Если рисовать его в координатах «гиперзаряд — проекция изоспина», то центр октета оказывается в начале координат.

SU_3 -мультиплет обычно содержит несколько изоспиновых (SU_2) мультиплетов, различающихся значением странности. Каждый из них образован частицами, лежащими на горизонталях. Размерность SU_2 -мультиплета определяется числом возможных комбинаций кварков u и d . Для барионного октета $J^P = 1/2^+$ мы имеем один изосинглет — Λ ($I = 0$), два изодублета — n, p и Ξ^-, Ξ^0 ($I = 1/2$) и один изотриплет — $\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+$ ($I = 1$). Внутри изомультиплета частицы отличаются проекцией изоспина. Частицы изомультиплета обладают сходными свойствами по отношению к сильному взаимодействию. Близость их масс отражает высокую степень изоспиновой симметрии в сильных взаимодействиях. В то же время различие в массах частиц разных изомультиплетов, обусловленное отличием массы странного кварка от нестранных, отражает степень нарушения ароматовой SU_3 -симметрии в сильных взаимодействиях.

Если на рис. 4.3 все частицы заменить на античастицы, то получим кварковую структуру октета $J^P = 1/2^-$ легчайших антибарионов. В состав этого октета будут, например, входить антипротон \bar{p} ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$), антинейтрон \bar{n} ($\bar{u}\bar{d}\bar{d}$), антисигма-минус-гиперон с кварковым составом ($\bar{u}\bar{u}\bar{s}$), имею-

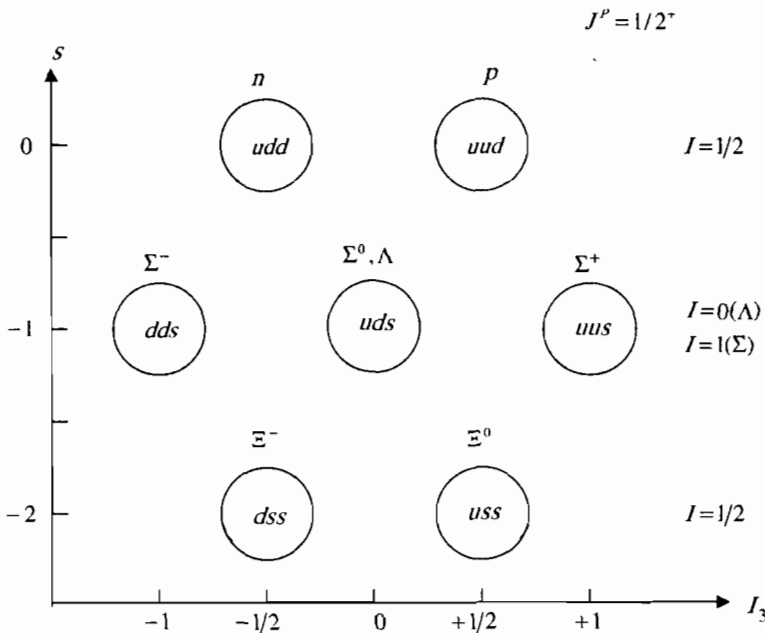


Рис. 4.3. Октет легчайших барионов $J^P = 1/2^+$ на плоскости «странность — проекция изоспина»

ший отрицательный электрический заряд и поэтому обозначаемый $\bar{\Sigma}^-$. Соответственно античастицей Σ^- будет $\bar{\Sigma}^+$.

§ 4. Мезоны

Система обозначений мезонов основывается на тяжелых кварках. Мезоны типа $\{q\bar{s}\}$, $\{q\bar{c}\}$ и $\{q\bar{b}\}$ обозначаются следующим образом:

$$\{q\bar{s}\} = K \text{ (каоны, странные мезоны),}$$

$$\{q\bar{c}\} = D \text{ (D-мезоны),}$$

$$\{q\bar{b}\} = B \text{ (B-мезоны).}$$

Здесь легкие кварки u и d обозначены q ; t -кварк не образует мезонов из-за слишком малого времени жизни.

Естественно, антимезоны получаются заменой кварка на антикварк, а антикварка — на кварк, например

$$\bar{K} = \{s\bar{q}\}, \quad \bar{D} = \{c\bar{q}\}.$$

Таблица 4.3

Таблица мезонов со структурой $q_i\bar{q}_i$

Кварковый состав $q\bar{q}$ и изоспин I	$S = 0$		$S = 1$	
	L четное	L нечетное	L четное	L нечетное
$u\bar{d}, u\bar{u} - d\bar{d}, d\bar{u}$ $I = 1$	π	b	ρ	a
$u\bar{u} + d\bar{d}, s\bar{s}$ $I = 0$	η, η'	h, h'	ω, ϕ	f, f'
$c\bar{c}$	η_c	h_c	ψ	χ_c
$b\bar{b}$	η_b	h_b	Υ	χ_b
$t\bar{t}$	η_t	h_t	θ	χ_t

Мезоны, состоящие из неодинаковых тяжелых кварков, обозначаются указанием в качестве индекса более легкого кварка, например,

$$D_s = \{c\bar{s}\}, \quad B_c = \{c\bar{b}\}.$$

Наконец, мезоны со структурой $q\bar{q}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ обозначаются в соответствии с табл. 4.3.

Название мезонов существенно зависит от суммарного спина S кварка и антикварка, их относительного орбитального момента L и четности. При описании состояний мезонов принято использовать обозначения атомной спектроскопии, т. е. представлять их в виде «терма» $^{2S+1}L_J$, где J — полный момент (спин) мезона.

В первом столбце табл. 4.3 указан кварковый состав и изоспин I мезона. В первой и второй строках приведены кварк-антикварковые структуры с изоспином $I = 1$ и 0. Названия мезонов с греческими буквами звучат следующим образом: π — пион, ρ — ро-мезон, ω , ϕ — омега- и фи-мезоны, η — эта-мезон, ψ — пси-мезон (частица), Υ — ипсилон-мезон, χ — хи-мезон, θ — тета-мезон. Названия мезонов с латинскими буквами не требуют комментариев.

Из легких кварков u, d, s построены мезоны $\pi, \rho, a, b, f, \omega, \phi, \eta$ и K . Как и в случае барионов, основные состояния каждой мезонной ветви обычно обозначаются только буквой, а возбужденные — указанием в скобках массы мезона. Например, символ $\eta(1405)$ означает, что речь идет об эта-мезоне с массой 1 405 МэВ. Легчайшими мезонами является триплет мезонов π^+, π^-, π^0 с массами

$$m_{\pi^+c^2} = 139,6 \text{ МэВ}, \quad m_{\pi^0c^2} = 135,0 \text{ МэВ}.$$

Эти мезоны имеют спин-четность $J^P = 0^-$ и их часто называют *псевдоскалярными мезонами*. Обычно используется терминология, по которой

Таблица 4.4

Некоторые мезоны

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни τ (с) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+	$u\bar{d}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+$
π^-	$d\bar{u}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\bar{\nu}\mu^-$
π^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134,98	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$0^-(1)$	2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\nu\mu^+, \pi^0\pi^+$
K^-	$s\bar{u}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\bar{\nu}\mu^-, \pi^0\pi^-$
K^0	$d\bar{s}$	498	$\left\{ \begin{array}{l} 9,0 \cdot 10^{-11} K_S^0 \\ 5,1 \cdot 10^{-8} K_L^0 \end{array} \right.$	$0^-(1/2)$	$\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$
\bar{K}^0	$s\bar{d}$	498		$0^-(1/2)$	$\pi\pi, \pi\mu, 3\pi$
η	$u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}$	548	1,30 кэВ	$0^-(0)$	$2\gamma, 3\pi$
η'	$u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}$	958	0,20 МэВ	$0^-(0)$	$\eta 2\pi, \rho^0\gamma$
ρ^+	$u\bar{d}$	776	149 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^-	$d\bar{u}$	776	149 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	776	149 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ω	$u\bar{u} + d\bar{d}$	783	8,5 МэВ	$1^-(0)$	3π
ϕ	$s\bar{s}$	1019	4,3 МэВ	$1^-(0)$	$K^+K^-, K_L^0K_S^0$
D^+	$c\bar{d}$	1869	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$K + \text{др.}, e + \text{др.}, \mu + \text{др.}$
D^-	$d\bar{c}$	1869	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$K + \text{др.}, e + \text{др.}, \mu + \text{др.}$
D^0	$c\bar{u}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$	$0^-(1/2)$	$K + \text{др.}, e + \text{др.}, \mu + \text{др.}$
\bar{D}^0	$u\bar{c}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$	$0^-(1/2)$	$K + \text{др.}, e + \text{др.}, \mu + \text{др.}$
D_S^+	$c\bar{s}$	1968	$5,0 \cdot 10^{-13}$	$0^-(0)$	$K + \text{др.}$
D_S^-	$s\bar{c}$	1968	$5,0 \cdot 10^{-13}$	$0^-(0)$	$K + \text{др.}$
B^+	$u\bar{b}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$D + \text{др.}, D^* + \text{др.}, \nu + \text{др.}$
B^-	$b\bar{u}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$D + \text{др.}, D^* + \text{др.}, \nu + \text{др.}$
B^0	$d\bar{b}$	5279	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$D + \text{др.}, D^* + \text{др.}, \nu + \text{др.}$
\bar{B}^0	$b\bar{d}$	5279	$1,5 \cdot 10^{-12}$	$0^-(1/2)$	$D + \text{др.}, D^* + \text{др.}, \nu + \text{др.}$
J/ψ	$c\bar{c}$	3097	93 кэВ	$1^-(0)$	адроны, $2e, 2\mu$
Υ	$b\bar{b}$	9460	54 кэВ	$1^-(0)$	$\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-, e^+e^-$

частицы с характеристиками 0^+ называют *скалярными*, 0^- — *псевдоскалярными*, 1^- — *векторными*, 1^+ — *псевдовекторными*, 2^+ — *тензорными* и т. д.

Помимо основного пионного состояния имеется еще несколько возбужденных состояний, например $\pi(1300)$ и $\pi_2(1670)$, обозначаемых пионным индексом. Аналогичным образом, имеется несколько состояний в других ветвях мезонов. Максимальная масса мезонов, построенных из легких кварков, достигает 3 ГэВ — $K(3100)$.

Мезоны, в составе которых c - и b -кварки, должны быть в среднем значительно более тяжелыми. Ветвь D -мезонов начинается с массы 1 865 МэВ, а ветвь B — с 5 279 МэВ. Известно более двадцати D -мезонов, из них примерно половина D_s -мезонов, и около десятка B -мезонов, в числе которых B_s и B_c . Некоторые мезоны и их характеристики представлены в табл. 4.4.

Пример. Определить частицы X , образующиеся в реакциях сильного взаимодействия: 1) $\pi^- + p \rightarrow K^- + p + X$; 2) $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^0 + X$.

Решение. Исходя из законов сохранения электрического заряда Q , барионного заряда B , странности s и проекции изоспина I_3 в этих реакциях, определим характеристики частиц X :

$$\begin{array}{l}
 1. \quad \pi^- + p \rightarrow K^- + p + X \\
 Q: \quad -1 + 1 \rightarrow -1 + 1 + Q_X, \quad Q_X = 0, \\
 B: \quad 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 + B_X, \quad B_X = 0, \\
 s: \quad 0 + 0 \rightarrow -1 + 0 + s_X, \quad s_X = +1, \\
 I_3: \quad -1 + 1/2 \rightarrow -1/2 + 1/2 + (I_3)_X, \quad (I_3)_X = -1/2.
 \end{array}$$

Этот набор квантовых чисел соответствует K^0 -мезону.

$$\begin{array}{l}
 2. \quad K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^0 + X \\
 Q: \quad -1 + 1 \rightarrow -1 + 0 + Q_X, \quad Q_X = +1, \\
 B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 + B_X, \quad B_X = 0, \\
 s: \quad -1 + 0 \rightarrow -3 + 1 + s_X, \quad s_X = +1, \\
 I_3: \quad -1/2 + 1/2 \rightarrow 0 - 1/2 + (I_3)_X, \quad (I_3)_X = +1/2.
 \end{array}$$

Этот набор квантовых чисел соответствует K^+ -мезону.

Рядом с символом мезона на рис. 4.2 приведена его масса в МэВ, что позволяет разбить нонет мезонов на изоспиновые мультиплеты. Нонет распадается на два изодублета ($I = 1/2$) — K^+ , K^0 и K^- , \bar{K}^0 , один изотриплет ($I = 1$) — π^+ , π^- , π^0 и два изосинглета ($I = 0$) — η и η' .

Почему в центре фигуры 4.2 ($s = 0$ и $I_3 = 0$) оказались три частицы, и как они отличаются с точки зрения кваркового состава? Из u -, d -, s -кварков и их антикварков можно составить только три $q\bar{q}$ -пары с $I_3 = 0$. Это $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$. По существу эти три возможности и приводят к появлению трех частиц в центре нонета. Однако эти частицы не являются чистыми по аромату $q\bar{q}$ -комбинациями ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$ или $s\bar{s}$), а оказываются смесью этих трех комбинаций с различными весами. Одна из этих комбинаций должна иметь изоспин $I = 1$ и соответствовать π^0 -мезону —

члену изотриплета π -мезонов. В кварковой комбинации π^0 -мезона могут участвовать лишь $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пары, так как только из кварков u и d можно сформировать состояния с $I = 1$. Две оставшиеся комбинации кварков отвечают изосинглетам — частицам с $I = 0$. Эти две частицы — η - и η' -мезоны. В их кварковый состав входят $u\bar{u}$ -, $d\bar{d}$ - и $s\bar{s}$ -пары.

Поскольку в состав η и η' -мезонов входит $s\bar{s}$ -пара, состоящая из более тяжелых кварков, чем u и d , то рассматриваемые мезоны (η и η') имеют существенно бóльшие массы, чем π^0 -мезон.

Относительный орбитальный момент L кварков, входящих в состав мультиплета легчайших мезонов $J^P = 0^-$ (рис. 4.2), равен нулю. Поэтому четность мезонов нонета отрицательна.

$$P = P_q P_{\bar{q}} \cdot (-1)^{L=0} = (+1)(-1) \cdot (-1)^0 = -1. \quad (4.23)$$

Приведем список ароматовых волновых функций мезонов нонета и разбиение частиц нонета на октет и синглет:

$$\left. \begin{array}{lll} u\bar{d} & \pi^+, & mc^2 = 139,6 \text{ МэВ}, \\ d\bar{u} & \pi^-, & 139,6 \text{ МэВ} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & \pi^0, & 135 \text{ МэВ} \\ u\bar{s} & K^+, & 494 \text{ МэВ} \\ s\bar{u} & K^-, & 494 \text{ МэВ} \\ d\bar{s} & K^0, & 498 \text{ МэВ} \\ s\bar{d} & \bar{K}^0, & 498 \text{ МэВ} \\ \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) & \eta, & 548 \text{ МэВ} \\ \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}) & \eta', & 958 \text{ МэВ} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{октет,} \\ \text{синглет.} \end{array} \quad (4.24)$$

Полный внутренний момент количества движения J мезона дается векторной суммой $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, где \vec{S} — суммарный спин кварка и антикварка в мезоне, а \vec{L} — их относительный орбитальный момент. У мезонов наиболее легкого нонета спины кварка и антикварка направлены противоположно и компенсируют друг друга, поэтому для этих мезонов $S = 0$. Для них также $L = 0$. Поскольку четность для них отрицательна (она определяется выражением (4.23)), то для нонета легчайших мезонов, массы которых заключены в интервале 135–958 МэВ, имеем $J^P = 0^-$, что отвечает псевдоскалярным частицам.

У мезонов более тяжелого нонета (массы мезонов заключены в интервале 776–1019 МэВ) спины кварка и антикварка направлены в одну сторону, $S = 1$. Относительный орбитальный момент кварка и антикварка

у мезонов этого нонета также нулевой. Поэтому для мезонов рассматриваемого нонета имеем $J^P = 1^-$, что отвечает векторным частицам. Приведем нонет векторных мезонов:

$$\begin{array}{llll}
 u\bar{d} & - \rho^+, & mc^2 = & 776 \text{ МэВ}, \\
 d\bar{u} & - \rho^-, & & 776 \text{ МэВ} \\
 \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & - \rho^0, & & 776 \text{ МэВ} \\
 u\bar{s} & - K^{*+}, & & 892 \text{ МэВ} \\
 s\bar{u} & - K^{*-}, & & 892 \text{ МэВ} \quad (4.25) \\
 d\bar{s} & - K^{*0}, & & 896 \text{ МэВ} \\
 s\bar{d} & - \bar{K}^{*0}, & & 896 \text{ МэВ} \\
 \approx s\bar{s} & - \phi, & & 1\,019 \text{ МэВ} \\
 \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) & - \omega, & & 783 \text{ МэВ}.
 \end{array}$$

Так же как и нонет псевдоскалярных мезонов, нонет векторных мезонов содержит один изотриплет (ρ^+, ρ^-, ρ^0), два изодублета (K^{*+}, K^{*-} и K^{*0}, \bar{K}^{*0}) и два изосинглета (ϕ и ω).

§ 5. Зарядовая четность

Кварк-антикварковая ($q_i\bar{q}_j$) структура мезонов делает возможным существование *истинно нейтральных частиц*. Все аддитивные квантовые числа (электрический и барионный заряды, кварковый аромат) в таком мезоне в сумме равны нулю. Будучи истинно нейтральной, частица становится тождественной античастице. Из уже рассмотренных нами мезонов истинно нейтральными являются $\pi^0, \eta, \eta', \rho^0, \phi$ и ω . Истинно нейтральные частицы (системы частиц) характеризуются квантовым числом — *зарядовая четность C*.

Определим операцию \hat{C} *зарядового сопряжения* как операцию замены знаков всех зарядов на противоположные. При этом масса, импульс и спин частицы не меняется. Это операция, переводящая частицу в античастицу и наоборот:

$$\begin{aligned}
 \hat{C}|частица\rangle &= |\text{античастица}\rangle, \\
 \hat{C}|\text{античастица}\rangle &= |частица\rangle.
 \end{aligned} \quad (4.26)$$

Если операцию зарядового сопряжения применить дважды, то получится частица с исходными квантовыми числами:

$$\hat{C}^2|частица\rangle = \hat{C}|\text{античастица}\rangle = |частица\rangle. \quad (4.27)$$

Оператор \hat{C}^2 это оператор тождественного преобразования. Имеет ли оператор \hat{C} собственные значения? Если да, то эти собственные значения

$C = \pm 1$. Действительно, уравнение на собственные значения имеет вид

$$\widehat{C}|частица\rangle = C|частица\rangle. \quad (4.28)$$

Отсюда, рассматривая совместно (4.27) и (4.28), получаем $C^2 = 1$ и $C = \pm 1$. Таким образом, оператор \widehat{C} имеет такие же собственные значения, как и оператор пространственной инверсии \widehat{P} . Однако, в отличие от оператора пространственной инверсии, оператор \widehat{C} далеко не всегда имеет собственные значения, т. е. не для всех частиц или систем частиц формально записанное соотношение (4.28) имеет физический смысл. Например, подействуем оператором зарядового сопряжения \widehat{C} на состояние, описывающее π^+ -мезон:

$$\widehat{C}|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle. \quad (4.29)$$

В результате получаем справа состояние (π^-), отличное от исходного (π^+), и поэтому для π^\pm -мезона невозможно выполнение уравнения (4.28). Это свойство оператора \widehat{C} обусловлено тем, что он не коммутирует с оператором заряда.

Оператор зарядового сопряжения имеет собственные значения лишь для полностью нейтральных (истинно нейтральных) частиц, таких как фотон γ и уже упомянутые мезоны $q_i\bar{q}_i$ — $\pi^0, \eta, \eta', \rho^0, \phi, \omega$ и др., а также для полностью нейтральных систем частиц $\pi^+\pi^-, e^+e^-$ и др. Для таких частиц (систем) соотношение (4.28) приобретает смысл и зарядовая четность C равна либо $+1$, либо -1 . Зарядовая четность (как и пространственная) является мультипликативным квантовым числом.

Сохранение зарядовой четности C :

Зарядовая четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и не сохраняется в слабых взаимодействиях

Как можно приписать определенное значение зарядовой четности нейтральным частицам? Рассмотрим квант электромагнитного поля — фотон. Это поле описывается векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r}, t)$, который создается движущимися электрическими зарядами (токами). При зарядовом сопряжении все заряды меняют знаки, а значит, меняет знак и создаваемый ими векторный потенциал \vec{A} . Поэтому, обозначая состояние фотона $|\gamma\rangle = |\vec{A}\rangle$, можно записать

$$\widehat{C}|\vec{A}\rangle = -|\vec{A}\rangle. \quad (4.30)$$

Таким образом, зарядовая четность фотона отрицательна ($C_\gamma = -1$).

Используя то обстоятельство, что электромагнитное взаимодействие C -инвариантно (C -инвариантны уравнения Максвелла) и зарядовая четность в этом взаимодействии сохраняется, легко приписать определенную

зарядовую четность π^0 -мезону. Так как π^0 распадается в результате электромагнитного взаимодействия на два фотона: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, то он должен иметь положительную зарядовую четность:

$$\widehat{C}|\pi^0\rangle = \widehat{C}|\gamma\rangle \cdot \widehat{C}|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle \cdot (-|\gamma\rangle) = +|\pi^0\rangle. \quad (4.31)$$

Таким образом, зарядовая четность π^0 положительна ($C_{\pi^0} = +1$). Сохранение зарядовой четности запрещает некоторые распады.

Пример. Показать, что распад $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ невозможен.

Решение. Рассматриваемый распад должен был бы идти за счет электромагнитного взаимодействия, т. е. с сохранением зарядовой четности. Зарядовая четность π^0 -мезона $+1$, в то время как зарядовая четность трех γ -квантов $(-1)(-1)(-1) = -1$.

Получим общее выражение для зарядовой четности системы фермион-антифермион (позитроний e^+e^- или $q\bar{q}$). Для определенности будем говорить о системе кварк—антикварк с противоположно направленными спинами, т. е. о состоянии $|q_\uparrow\bar{q}_\downarrow\rangle$. Операция зарядового сопряжения изменяет природу обеих частиц, сохраняя их спиновые состояния: $q_\uparrow \xrightarrow{\widehat{C}} \bar{q}_\uparrow$,

$\bar{q}_\downarrow \xrightarrow{\widehat{C}} q_\downarrow$. В результате получается состояние $|\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle$, которое возникло бы просто при перестановке кварка и антикварка с одновременным обменом их спинами. В то же время система $q\bar{q}$ является собственным состоянием оператора \widehat{C} . Поэтому можно записать

$$\widehat{C}|q_\uparrow\bar{q}_\downarrow\rangle = |\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle = C_{q\bar{q}}|q_\uparrow\bar{q}_\downarrow\rangle. \quad (4.32)$$

Для того чтобы вернуться из состояния $|\bar{q}_\uparrow q_\downarrow\rangle$ в исходное состояние $|q_\uparrow\bar{q}_\downarrow\rangle$, нужно осуществить замену $q \leftrightarrow \bar{q}$ и вновь поменять спиновые состояния кварков, т. е. одновременно переставить частицы и их спины. Операция перестановки q и \bar{q} в системе их центра масс эквивалентна операции пространственной инверсии, т. е. приводит к появлению перед волновой функцией системы множителя полной четности системы P . В данном случае

$$P = P_q P_{\bar{q}} \cdot (-1)^L = (+1)(-1)(-1)^L = -(-1)^L,$$

где P_q и $P_{\bar{q}}$ — внутренние четности кварка и антикварка (соответственно $+1$ и -1), а L — их относительный орбитальный момент. Что касается перестановки спинов кварков, то, если спины кварков параллельны ($S = 1$), то спиновая функция системы симметрична, т. е. не меняет знак при перестановке спинов. Напротив, если спины кварков антипараллельны ($S = 0$), то спиновая функция антисимметрична, т. е. меняет знак при перестановке спинов. Обе эти ситуации учитываются появлением множителя $(-1)^{S+1}$ перед волновой функцией системы при перестановке спинов кварков. Таким образом, зарядовая четность системы кварк—антикварк

$C_{q\bar{q}}$ (и любой другой системы фермион-антифермион) является произведением множителя полной четности системы $-(-1)^L$ и множителя $(-1)^{S+1}$, учитывающего характер симметрии спиновой волновой функции системы:

$$C_{q\bar{q}} = C_{e^+e^-} = -(-1)^L \cdot (-1)^{S+1} = (-1)^{L+S}. \quad (4.33)$$

Пример. Определить, какое количество фотонов образуется при распаде парапозитрония и ортопозитрония.

Решение. Распад позитрония происходит посредством аннигиляции входящих в его состав e^+ и e^- , т.е. за счет сохраняющего зарядовую четность процесса $e^+ + e^- \rightarrow$ фотоны, обусловленного электромагнитным взаимодействием. У парапозитрония $L = S = 0$, а у ортопозитрония $L = 0$, $S = 1$. Поэтому зарядовая четность парапозитрония $C_{\text{пара}} = (-1)^{L+S} = (-1)^0 = +1$, а ортопозитрония — $C_{\text{орто}} = (-1)^{L+S} = (-1)^1 = -1$. Поскольку зарядовая четность фотона $C_\gamma = -1$, то парапозитроний может распадаться только на четное число фотонов, а ортопозитроний — на нечетное число фотонов. Наиболее вероятен распад с минимально возможным числом фотонов. Распад с одним фотоном в конечном состоянии запрещен законами сохранения энергии и импульса. Поэтому парапозитроний в основном распадается на 2 фотона, а ортопозитроний — на 3 фотона.

Можно показать (хотя ограничиться простыми аргументами здесь нельзя и поэтому мы этого делать не будем), что и *зарядовая четность глюона отрицательна* ($C_g = -1$).

§ 6. Кваркони

Для понимания широкой совокупности адронных данных необходима микроскопическая картина описания движения кварков в адронах. Мы видели, что в Стандартной модели на фундаментальном уровне содержатся только токовые кварки с взаимодействием типа поглощение-испускание глюонов. Поэтому заранее не ясно, какое состояние сформируется из начальных кварка и антикварка, когда будет запущен механизм рождения и поглощения частиц. Решить эту задачу, исходя из первых принципов, пока нельзя. Поэтому приходится прибегать к *построению моделей* структуры адронов, которые, с одной стороны, правильно схватывают физику явления, а с другой — являются математически трактуемыми.

Общепринятая сейчас модель адронов состоит в том, что в результате поглощения и испускания токовыми кварками глюонов адроны эффективно ведут себя как двух- и трехчастичные системы конституэнтных кварков, взаимодействующих посредством некоторого потенциала.

Проще всего поддаются теоретическому осмыслению двухчастичные системы. Поэтому мезоны, состоящие из кварка и антикварка, представляют особо удобные объекты для исследования межкваркового взаимодействия. Мезоны можно сопоставить таким хорошо изученным двухчастичным системам, как позитроний и водородоподобные атомы. Из всего набора мезонов лучше всего подходят для исследования так называемые

кваркони — $q\bar{q}$ -системы из тяжелых кварков — *чармоний* ($c\bar{c}$) и *боттомо-ний* ($b\bar{b}$). Прежде чем более детально рассматривать кваркони, обсудим общий принцип подхода к проблеме.

Так же как и в атоме водорода, гамильтониан \hat{H} мезона равняется сумме

$$\hat{H} = \hat{E}_{\text{кин}} + V, \quad (4.34)$$

где первый член представляет собой оператор кинетической энергии, второй — оператор потенциальной энергии. В атоме водорода оператор кинетической энергии имеет вид:

$$\hat{E}_{\text{кин}} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e}, \quad (4.35)$$

где $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ — оператор импульса и m_e — масса электрона (в действительности здесь должна стоять приведенная масса протона и электрона; ее небольшим отличием от m_e мы пренебрегаем). Потенциал V для атома водорода является кулоновским:

$$V_{\text{кул}}(r) = -\frac{e^2}{r} = -\frac{\alpha_e \hbar c}{r}, \quad (4.36)$$

где безразмерная величина

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$$

— константа электромагнитного взаимодействия.

Нахождение цветного потенциала между кварком и антикварком или между кварком и кварком является сложным делом. Обычно этот потенциал подбирается полуэмпирически. Однако вид этого потенциала в значительной степени фиксирован в предельных случаях малых и больших расстояний между кварками. На малых расстояниях ($r < 0,2$ Фм) цветной потенциал должен появляться как результат одноглюонного обмена. Одноглюонный потенциал считается непосредственно по фейнмановским диаграммам, и, поскольку он отвечает силам, возникающим при обмене одной безмассовой частицей — глюоном, то имеет радиальный вид такой же, как и кулоновский потенциал, являющийся результатом обмена одним безмассовым фотоном:

$$V_{q\bar{q}}(r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r}. \quad (4.37)$$

Здесь α_s — безразмерная константа сильного взаимодействия. Ее величина зависит от расстояния между кварками и обычно лежит в интервале $0,1-1,0$. Интересно отметить, что одноглюонный кварк-антикварковый потенциал, как и в электродинамике, является притягивающим. Множитель $4/3$ обусловлен усреднением по цвету. Величина этого множителя определяется вариантами глюонного обмена (сколькими глюонами

из восьми типов возможен обмен) и цветовой структурой глюонов, участвующих в обмене.

В области больших расстояний ($r > 0,5 \text{ Фм}$) кварк-антикварковый потенциал должен расти с ростом r , чтобы обеспечить режим «запирания» кварков в адроне (режим *конфайнмента*). Обычно рост потенциала считается линейным:

$$V(r) \xrightarrow{r > 0,5 \text{ Фм}} kr. \quad (4.38)$$

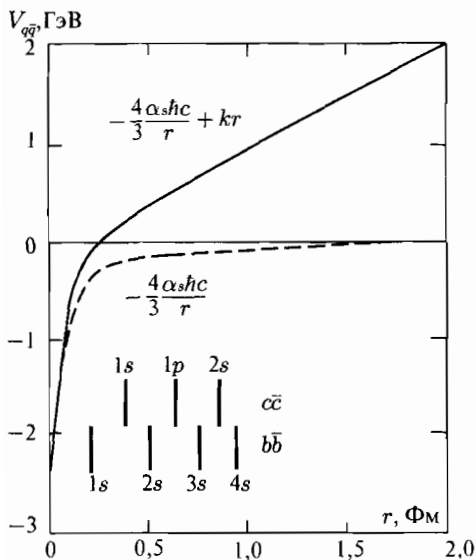


Рис. 4.4. Радиальная зависимость потенциала сильного взаимодействия ($\alpha_s = 0,3$ и $k = 1 \text{ ГэВ/Фм}$). Вертикальные линии показывают радиусы кваркониев в различных состояниях для одного из подобного рода потенциалов

В результате кварк-антикварковый потенциал, без учета дополнительных спиновых членов, выбирается в виде:

$$V_{q\bar{q}} = -\frac{4\alpha_s\hbar c}{3r} + kr. \quad (4.39)$$

Величины α_s и k устанавливаются из сравнения с экспериментальными данными. На рис. 4.4 для иллюстрации показана радиальная зависимость потенциала (4.39) с константами $\alpha_s = 0,3$ и $k = 1 \text{ ГэВ/Фм}$.

Дополнительное усложнение мезонного гамильтониана по сравнению с гамильтонианом атома водорода связано с оператором кинетической энергии $\hat{E}_{\text{кин}}$. В нерелятивистском случае $E_{\text{кин}} = \vec{p}^2/(2m_e)$. Однако в мезонах легкие кварки во многих случаях нельзя считать нерелятивистскими. Поэтому оператор кинетической энергии следует заменить

на оператор релятивистской кинетической энергии. Обычно при записи релятивистской кинетической энергии ограничиваются «здоровым смыслом», полагая

$$E_{\text{кин}} = \sqrt{(m_q c^2)^2 + (c\vec{p}_q)^2} + \sqrt{(m_{\bar{q}} c^2)^2 + (c\vec{p}_{\bar{q}})^2}, \quad (4.40)$$

где импульсы кварка и антикварка даются в системе их центра масс.

Особая роль кваркониев ($c\bar{c}$ и $b\bar{b}$) в становлении физики мезонов состоит, во-первых, в том, что, вследствие их значительно меньших размеров, которые, в свою очередь, обусловлены большой массой тяжелых кварков, одноглюонный потенциал взаимодействия кварка и антикварка является гораздо более надежным. Поэтому описание кваркониев носит

гораздо менее модельный характер, чем описание мезонов, построенных из легких кварков. Во-вторых, в силу большой массы кварков их движение в кварконии с гораздо большей надежностью может считаться нерелятивистским. В-третьих, у каждого из кваркониев имеется несколько возбужденных состояний, исследование которых позволяет более достоверно выявить динамику кварков и провести прямую проверку основных принципов квантовой хромодинамики.

Кварк-антикварковые состояния задаются тем же набором квантовых чисел, как и состояния позитрония и атома водорода, а именно — радиальным квантовым числом n , суммарным спином кварка и антикварка S (0 или 1), относительным орбитальным угловым моментом L кварка и антикварка и, наконец, полным внутренним моментом количества движения J (спином $q\bar{q}$ -системы): $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Состояния характеризуют квантовыми числами J^{PC} , где J — спин, P и C — пространственная и зарядовая четности.

На рис. 4.5 показана система уровней чармония ($c\bar{c}$) и переходы между ними. P - и C -четности различных состояний чармония определяются соотношениями

$$P = (-1)^{L+1}, \quad C = (-1)^{L+S}. \quad (4.41)$$

Видно, что все состояния с относительным орбитальным моментом $L = 0$ имеют отрицательную пространственную четность P , а все состояния с $L = 1$ — положительную.

Для системы уровней боттомония ($b\bar{b}$) ситуация аналогичная (рис. 4.6).

Схемы уровней, приведенные на рис. 4.5 и 4.6, имеют большое сходство со схемой уровней позитрония (e^+e^-). Энергетический масштаб этих схем, конечно, совершенно разный. Характерные энергии кваркониев примерно в 10^8 раз больше характерных энергий состояний позитрония. Это различие, во-первых, обусловлено существенно большим значением константы сильного взаимодействия по сравнению с константой электромагнитного взаимодействия ($\alpha_s \gg \alpha_e$) и, во-вторых, огромной разницей в массах кварков и электронов (позитронов): $m_q \gg m_e$. Каждое состояние кваркония рассматривается как отдельный мезон.

Известно 10 надежно установленных состояний чармония и 12 надежно установленных уровней боттомония (они показаны сплошными горизонтальными линиями на рис. 4.5 и 4.6). Имеется ряд состояний, которые требуют подтверждения (они показаны пунктиром). Диапазон наблюдаемых энергий (масс) чармония 2,980–4,415 ГэВ. Соответствующий диапазон для боттомония — 9,460–11,020 ГэВ. Средний радиус кваркониев (среднее расстояние между кварком и антикварком) оценивается в пределах 0,2–1,0 Фм (рис. 4.4), что примерно в 10^5 раз меньше среднего расстояния между e^+ и e^- в позитронии.

Как видно из рис. 4.5, характерный масштаб возбуждений чармония составляет сотни МэВ, что существенно меньше массы основного $c\bar{c}$ -состояния (около 3 ГэВ). Аналогичная ситуация имеет место и для боттомония. Следовательно, движение кварков нерелятивистское и для описа-

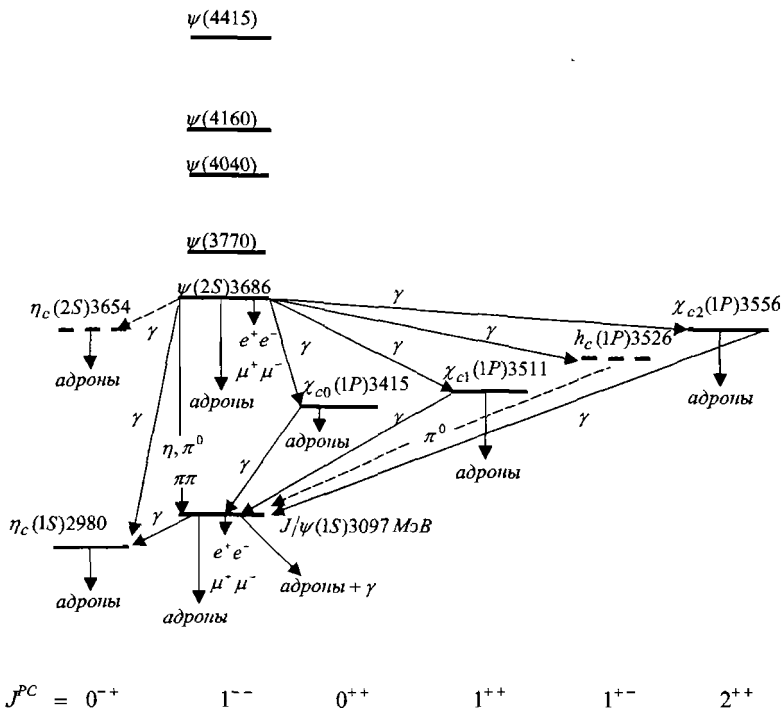


Рис. 4.5. Система уровней чармония ($c\bar{c}$) и переходы между ними. Указаны массы чармониев в МэВ

ния кваркония можно использовать стационарное уравнение Шрёдингера с потенциалом (4.39). Константы α_s и k в этом потенциале подбираются так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальный спектр масс (энергий) кваркониев. Уровни кваркониев зависят не только от потенциала, но и от члена кинетической энергии $E_{кин}$ в гамильтониане (4.34), т. е. от эффективной массы движущегося кварка (антикварка) m_q (см. (4.35)). Замечательно то, что один и тот же потенциал ($\alpha_s \approx 0,2-0,3$ и $k \approx 1$ ГэВ/Фм) оказался пригодным для успешного описания спектров чармония и боттомония, хотя массы c - и b -кварков различаются в три раза. Это является одним из наиболее убедительных свидетельств независимости межкварковых сил от аромата. Важно также и то, что в качестве массы кварка (антикварка) подошла именно масса конститuentного кварка (для c -кварка она оказалась $\approx 1,5$ ГэВ/ c^2). Интенсивности наблюдаемых радиационных дипольных переходов между уровнями кваркониев также удовлетворительно согласуются со значениями, вычисленными с волновыми функциями, отвечающими потенциалу (4.39).

Хорошее, в целом, согласие теоретических расчетов с экспериментом свидетельствует о том, что мы правильно понимаем структуру кваркониев.

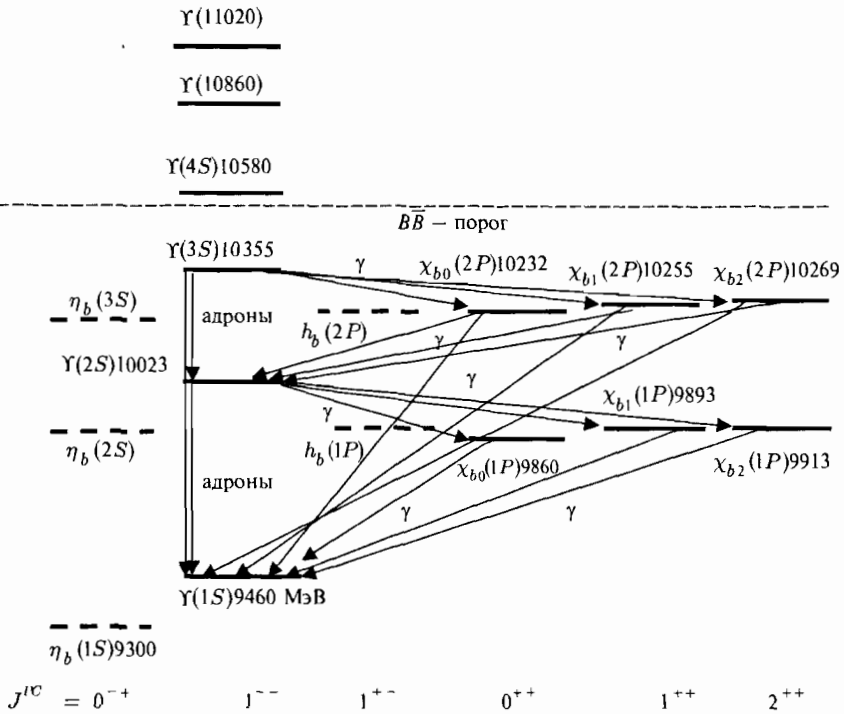


Рис. 4.6. Система уровней боттомония ($b\bar{b}$) и переходы между ними. Указаны массы боттомониев в МэВ

В частности, определенно подтверждается существование кварковых и антикварковых составляющих адронов.

Вместе с тем спектры кваркониев требуют уточнения вида потенциала $V_{q\bar{q}}$. В релятивистском случае появляется, во-первых, расщепление за счет спин-орбитального (sl) взаимодействия и, во-вторых, за счет спин-спинового ($\vec{s}_1\vec{s}_2$) взаимодействия.

Спектры кваркония показывают оба типа расщепления. В спектре чармония (рис. 4.5) можно видеть сверхтонкое расщепление — расщепление состояний $\eta_c(1S)$ и $J/\psi(1S)$, т.е. состояний 1^1S_0 и 1^3S_1 — соответственно 2,980 и 3,097 ГэВ. Радиационный переход между этими уровнями чармония является магнитным дипольным ($M1$) переходом с переворотом спина одного из кварков. Тонкое расщепление в спектре чармония — это расщепление масс $\chi_{c0}(1P)$, $\chi_{c1}(1P)$ и $\chi_{c2}(1P)$, т.е. состояний 1^3P_0 , 1^3P_1 и 1^3P_2 — соответственно 3,415, 3,511 и 3,556 ГэВ. Радиационные переходы из состояния $\psi(2S)$ на эти три $1P$ -уровня и с этих трех уровней на состояние $J/\psi(1S)$ являются электрическими дипольными ($E1$) переходами.

§ 7. Барионы

Из шести типов кварков можно образовать множество различных трехкварковых комбинаций — барионов. Для их наименований используется система, в основу которой положено число легких кварков u и d . Обозначим временно u -, d -кварки через q . Первые термины — *нуклон* и Δ -частица. Эти частицы образуются из трех q -кварков:

$$N, \Delta = \{qqq\}. \quad (4.42)$$

Различие между N и Δ определяется суммарным изоспином I трех кварков, который по правилам сложения моментов количества движения может принимать два значения

$$\vec{I} = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \frac{\vec{1}}{2}, \frac{\vec{3}}{2} \quad (4.43)$$

Частицы (4.42) с $I = 1/2$ называются нуклонами (N), с $I = 3/2$ — дельта-частицами (Δ -частицами).

Следующий тип барионов — Λ и Σ -частицы — образуются из двух q -кварков и одного s -кварка:

$$\Lambda, \Sigma = \{qq s\}. \quad (4.44)$$

Два q -кварка могут иметь изоспин $I = 1$ и 0 (изоспин s -кварка равняется нулю). Барионы (4.44) с $I = 0$ называются Λ (лямбда)-частицами, с $I = 1$ — Σ (сигма)-частицами:

$$\Lambda = \{qq s\}, \quad I = 0, \quad (4.45)$$

$$\Sigma = \{qq s\}, \quad I = 1. \quad (4.46)$$

Барионы типа $\{qss\}$ называются Ξ (кси)-частицами, а $\{sss\}$ — Ω -частицей (омега):

$$\Xi = \{qss\}, \quad (4.47)$$

$$\Omega = \{sss\}. \quad (4.48)$$

Проблем с изоспином здесь не возникает, поскольку в случае (4.47) изоспин $I = 1/2$, в случае (4.48) $I = 0$. Частицы $\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ по историческим мотивам носят название странных частиц. Иногда их называют также гиперонами. Эти частицы имеют странность s , определяемую числом содержащихся в них s -кварков.

Таким образом, из кварков $q = u, d$ и s можно построить барионы

$$N, \Delta, \Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega. \quad (4.49)$$

Эти обозначения используются как базисные и при расширении ароматов кварков. Барионы с двумя q -кварками и одним s -кварком обозначаются как Λ_c, Σ_c . При замене $c \rightarrow b$ индекс снизу соответственно меняется:

$$\Lambda_c, \Sigma_c \rightarrow \Lambda_b, \Sigma_b. \quad (4.50)$$

Барионы с одним q -кварком называются Ξ -частицами с соответствующим индексом, например,

$$\Xi_{cc} = \{qcc\}, \quad \Xi_c = \{qsc\}, \quad \Xi_{cb} = \{qcb\}, \quad \dots \quad (4.51)$$

Наконец, барионы, не содержащие легчайших кварков, обозначаются Ω с соответствующими индексами:

$$\Omega_c = \{ssc\}, \quad \Omega_b = \{ssb\}, \quad \Omega_{cb} = \{scb\} \quad (4.52)$$

и т. д.

Отметим также, что если основные состояния каждой барионной ветви обозначаются просто буквами $N, \Delta, \Lambda, \dots$, то возбужденные состояния отмечаются указанием в скобках их массы. Например, символ $N(1535)$ означает, что речь идет о нуклонном состоянии с массой 1535 МэВ.

У каждого из барионов N, Λ, Σ, Ξ известно 15–20 возбужденных состояний. Эти состояния характеризуются разными спинами, четностями и массами. Например, массы возбужденных состояний нуклонов простираются почти до 2700 МэВ, а спины — до 13/2. Аналогичная ситуация имеет место и для $\Lambda, \Delta, \Sigma, \Xi$. Интересно поставить вопрос о том, как далеко простирается спектр масс барионов. Возможно, что в барионах при массе 3–4 ГэВ кварковые состояния уже не существуют, — время жизни таких состояний становится значительно меньше времени пролета кварка через объем бариона.

Наконец, отметим, что у $\Lambda_c, \Sigma_c, \Lambda_b, \dots$ обнаружено всего лишь по 1–4 состояния.

Некоторые барионы и их характеристики представлены в табл. 4.5. Первые восемь частиц этой таблицы с $J^P = 1/2^+$ образуют октет легчайших барионов, представленный в табл. 4.2 и на рис. 4.3. Следующие десять частиц с $J^P = 3/2^+$ образуют декуплет барионов, упомянутый в (4.20). Ароматные волновые функции членов этого декуплета приведены в (4.19) и по кварковому составу их легко распределить среди членов декуплета.

Барионный декуплет $J^P = 3/2^+$ в координатах «странность — проекция изоспина» показан на рис. 4.7. Верхнюю строчку рисунка образуют частицы со странностью $s = 0$. Эти частицы — всевозможные тройные комбинации из двух легчайших кварков u и d . Всего возможны четыре таких комбинации. Они отличаются проекцией изоспина I_3 и образуют изоспиновый квартет ($I = 3/2$). Следующий ряд ($s = -1$) — это все комбинации из двух нестранных (u и d) кварков и одного странного (s). Возможны три таких комбинации. Они образуют изоспиновый триплет ($I = 1$). Ниже ($s = -2$) — это ряд частиц, в состав которых входят два s -кварка. Таких частиц две — dss и uss — и они образуют изодублет ($I = 1/2$). Наконец, самая нижняя частица это Ω^- , состоящая из трех s -кварков. Очевидно, что изоспин этой частицы равен 0 (изосинглет).

Экспериментальное исследование барионов декуплета показывает, что результирующий орбитальный момент кварков в нем $L = 0$ и спины кварков параллельны. Таким образом, полный внутренний момент частиц

Таблица 4.5

Некоторые барионы

Частица	Кварковая структура	Масса $m c^2$, МэВ	Время жизни τ (с) или ширина Γ	Спин-четность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада						
p	uud	938,27	$> 10^{32}$ лет	$1/2^+(1/2)$							
n	udd	939,57	$885,7 \pm 0,8$	$1/2^+(1/2)$	$p e \bar{\nu}$						
Λ	uds	1116	$2,6 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(0)$	$p \pi^-, n \pi^0$						
Σ^+	uus	1189	$0,80 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$	$p \pi^0, n \pi^+$						
Σ^0	uds	1193	$7,4 \cdot 10^{-20}$	$1/2^+(1)$	$\Lambda \gamma$						
Σ^-	dds	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1)$	$n \pi^-$						
Ξ^0	uss	1315	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^0$						
Ξ^-	dss	1321	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda \pi^-$						
Δ^{++} Δ^+ Δ^0 Δ^-	uuu uud udd ddd	1231–1233	116–120 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$(n \text{ или } p) + \pi$						
$\Sigma(1385)^+$ $\Sigma(1385)^0$ $\Sigma(1385)^-$	uus uds dds					1383 1384 1387	36 МэВ 36 МэВ 39 МэВ	$3/2^+(1)$	$\Lambda \pi, \Sigma \pi$		
$\Xi(1530)^0$ $\Xi(1530)^-$	uss dss					1532 1535	9,1 МэВ 9,9 МэВ			$3/2^+(1/2)$	$\Xi \pi$
Ω^-	sss					1672	$0,82 \cdot 10^{-10}$				
$N(1440)^+$ $N(1440)^0$	uud udd	1420–1470	200–450 МэВ	$1/2^+(1/2)$	$n(p) + \pi(2\pi), \Delta \pi$						
$N(1520)^+$ $N(1520)^0$	uud udd					1515–1525	100–125 МэВ	$3/2^-(1/2)$	$n(p) + \pi(2\pi), \Delta \pi$		
Λ_c^+	udc	2286	$2,0 \cdot 10^{-13}$	$1/2^+(0)$	$(n \text{ или } p) + \text{др.}$						
$\Sigma_c(2455)^{++}$ $\Sigma_c(2455)^+$ $\Sigma_c(2455)^0$	uuc udc ddc	2454 2453 2454	2,2 МэВ <4,6 МэВ 2,2 МэВ	$1/2^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi$						

декуплета (спин) $J = 3/2$. Четность P частиц декуплета

$$P_{\text{декуплет}} = (-1)^{L=0} = +1. \quad (4.53)$$

Итак, получаем для спина и четности частиц декуплета $J^P = 3/2^+$.

Вернемся к вопросу о том, как устроена волновая функция бариона. Для определенности по-прежнему ограничимся барионами из трех легких кварков u, \bar{d}, s . Волновая функция адрона Ψ может быть представлена

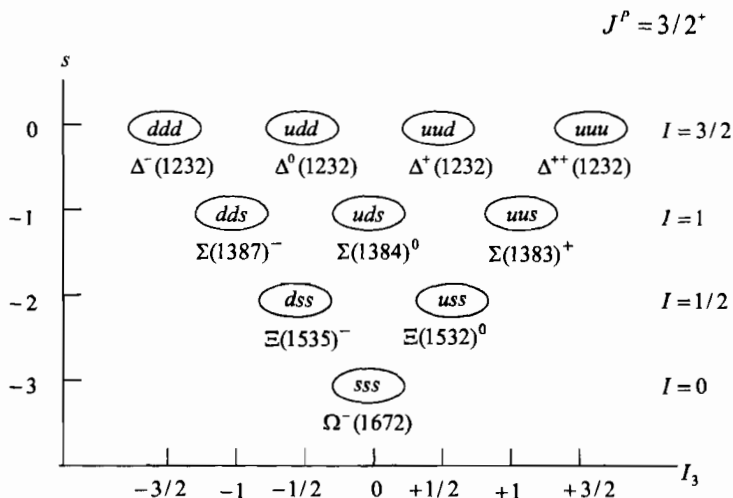


Рис. 4.7. Барионный декуплет $J^P = 3/2^+$ в координатах «странность — проекция изоспина»

в виде произведения двух сомножителей — ψ_{color} , который учитывает цветовую структуру адрона, и Φ , который учитывает пространственные (space), спиновые (spin) и ароматовые (flavor) степени свободы кварков (см. соотношение (4.7)). SU_3 -симметрия рассматривает три кварка u, d, s как один легкий кварк, находящийся в трех ароматовых состояниях. Исходя из этого, в барионах можно переставлять эти кварки местами (при этом переставляются все квантовые характеристики кварков) и требовать от волновой функции бариона «правильной реакции» на такую перестановку. Барионы — это системы фермионов и поэтому их волновая функция должна быть антисимметричной (менять знак) при перестановке двух любых кварков.

Ранее в качестве примеров было показано, как выглядит та часть волновой функции Δ^{++} -резонанса и протона, которая учитывает цветовые и ароматовые степени свободы кварков, — $\psi_{\text{color-flavor}}$ (см. (4.11) и (4.12)). Она является только частью полной волновой функции бариона. При описании волновой функции бариона учтем и другие степени свободы кварков — пространственные и спиновые — и сформулируем общие требования, которым должна удовлетворять та часть волновой функции адрона Φ , куда входят пространственные, спиновые и ароматовые степени свободы кварков.

Универсальным свойством всех барионов является следующее: *функция Φ полностью симметрична, т. е. переходит сама в себя без изменения знака при перестановке пространственных координат, спинов и ароматов любых двух кварков.* Антисимметричность полной волновой функции Ψ бариона к перестановке двух кварков достигается антисимметричностью

цветовой волновой функции ψ_{color} бариона к такой перестановке (обмене цветами кварков). Выражение (4.10) показывает, как выглядит нормированная антисимметричная цветовая волновая функция бариона. Таким образом, для получения правильных барионных состояний нам достаточно следовать правилу: *кварки внутри бариона должны находиться в таких состояниях, которые описываются полностью симметричной функцией Φ .*

В первом приближении можно считать, что степени свободы, определяющие волновую функцию Φ бариона (пространственные координаты кварков, их спины и ароматы), не зависят друг от друга, поэтому эту функцию можно представить в виде произведения трех волновых функций — пространственной ψ_{space} , спиновой ψ_{spin} и ароматовой ψ_{flavor} :

$$\Phi(\text{барион}) = \psi_{\text{space}} \cdot \psi_{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{flavor}}. \quad (4.54)$$

Подобная факторизация, строго говоря, имеет место в тех случаях, когда отсутствует связь спин-орбита и кварки u , d , s не различаются сильным взаимодействием. И то и другое хорошо выполняется для легких адронных мультиплетов в силу SU_3 -симметрии и пребывания кварков в состоянии относительного движения с нулевым орбитальным моментом.

В соответствии с обобщенным принципом Паули, по отдельности каждая из парциальных волновых функций бариона может быть как симметричной, так и антисимметричной к перестановке кварков, но для сохранения симметрии Φ в целом антисимметричными могут быть только две из трех парциальных функций, неважно каких. Запишем полную волновую функцию бариона

$$\Psi(\text{барион}) = \psi_{\text{color}} \cdot \Phi(\text{барион}) = \psi_{\text{color}} \cdot \psi_{\text{space}} \cdot \psi_{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{flavor}}. \quad (4.55)$$

Вновь в качестве примера обратимся к Δ^{++} -резонансу, для которого волновая функция выглядит наименее громоздко. Он имеет симметричный кварковый состав uuu , т. е. симметричную ψ_{flavor} . Спины всех кварков направлены в одну сторону (параллельны). Таким образом, ψ_{spin} также симметрична. Симметричной функцией является и ψ_{space} , поскольку орбитальный момент кварков $L = 0$ (напомним, что если L четно, то пространственная функция симметрична, если L нечетно, то эта функция антисимметрична). ψ_{color} , естественно, антисимметрична и полная волновая функция $\Psi(\Delta^{++})$, как и должно быть, также оказывается антисимметричной. Не выясняя далее конкретный вид $\psi_{\text{space}}(\Delta^{++})$, запишем ароматово-спиново-цветовую волновую функцию Δ^{++} -резонанса в состоянии, когда спины всех кварков направлены «вверх» ($\uparrow\uparrow\uparrow$), т. е. в состоянии с проекцией спина резонанса $J_z = +3/2$:

$$\psi_{\text{flavor-spin-color}}^{\Delta^{++}} = \frac{1}{\sqrt{6}} (u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^u + u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^u + u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^u - u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^u - u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^u - u_{\uparrow}^c u_{\uparrow}^k u_{\uparrow}^u). \quad (4.56)$$

Запись волновой функции бариона в виде (4.55) и знание того, что $\Phi(\text{барион}) = \psi_{\text{space}} \cdot \psi_{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{flavor}}$ симметрична, а ψ_{color} антисимметрична

к перестановке любых двух кварков, позволяет понять, почему в составе барионных мультиплетов присутствуют (или отсутствуют) те или иные комбинации кварков и уточнить квантовые характеристики членов мультиплета. Рассмотрим несколько примеров. В них фигурируют два самых легких мультиплета барионов — октет $1/2^+$ и декуплет $3/2^+$. Кварки в них имеют нулевые орбитальные моменты, а значит, пространственная волновая функция ψ_{space} у барионов этих мультиплетов симметрична. Таким образом, требование симметричности функции Φ к перестановке любых двух кварков упрощается до требования симметричности к такой перестановке произведения $\psi_{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{flavor}}$. Иными словами, в состав этих мультиплетов могут входить лишь такие барионы, у которых спиновая и ароматовая волновые функции одинаково реагируют на перестановку двух любых кварков — *они обе либо симметричны, либо антисимметричны*.

Пример 1. Показать, что для частиц октета легчайших барионов с $J^P = 1/2^+$ выполняется следующее правило: у кварков одинакового аромата спины параллельны.

Решение. Рассмотрим, например, протон, имеющий кварковый состав uud . Переставим два u -кварка. Ароматовая волновая функция ψ_{flavor} симметрична к такой перестановке, поэтому должна быть симметричной и спиновая функция ψ_{spin} . Спиновая функция двух частиц со спином $1/2$ симметрична в том случае, когда эти спины параллельны. Таким образом, у двух u -кварков спины направлены в одну сторону и их суммарный спин $S = 1$. У оставшегося кварка другого аромата (d) спин должен быть направлен в противоположную сторону, чтобы результирующий спин протона J был равен $1/2$. Эту ситуацию условно можно изобразить так: $p = u_{\rightarrow} u_{\rightarrow} d_{\leftarrow}$. Если при таких взаимных ориентациях спинов переставить кварки u, d , то как спиновая, так и ароматовая функции будут антисимметричными к такой перестановке, а значит, их произведение останется симметричным, как и должно быть.

Пример 2. Показать, что в октете легчайших барионов $1/2^+$ не может быть частиц, состоящих из кварков одинакового аромата — uuu, ddd, sss .

Решение. У двух кварков в каждой из этих комбинаций нужно направить спин в одну сторону (сделать их параллельными: $\rightarrow\rightarrow$), а у третьего — направить в противоположную сторону (сделать антипараллельным первым двум: \leftarrow). Напомним, что орбитальный момент кварков $L = 0$. Для комбинации только из u -кварков это можно изобразить так: $u_{\rightarrow} u_{\rightarrow} u_{\leftarrow}$. Переставим теперь кварки с противоположно направленными спинами. Спиновая функция антисимметрична к такой перестановке, а ароматовая симметрична. В итоге произведение функций $\psi_{\text{spin}} \cdot \psi_{\text{flavor}}$ окажется антисимметричным, что запрещено.

Пример 3. Объяснить, почему в декуплете барионов с $J^P = 3/2^+$ нет частицы с кварковым составом uds , имеющей изоспин $I = 0$, аналогичной частице Λ , присутствующей в октете $1/2^+$ (эту отсутствующую в декуплете частицу можно было бы обозначить Λ^*). В то же время в декуплете присутствует частица $\Sigma(1385)^0$ с тем же кварковым составом uds , но с изоспином $I = 1$ (возбужденный аналог частицы Σ^0 октета барионов $1/2^+$).

Решение. Состояния барионного декуплета симметричны к обмену ароматами любых двух кварков, т.е. их ароматовые волновые функции ψ_{flavor} симметричны. Вид ψ_{flavor} для всех частиц декуплета дается списком (4.19). Для частицы декуплета с кварковым составом uds ароматовая волновая функция ψ_{flavor} приводится под номером 10. Симметричной является и спиновая функция частиц декуплета, поскольку спины всех кварков направлены в одну сторону (параллельны), что для частицы с кварковым составом uds можно изобразить $u_{\rightarrow} d_{\rightarrow} s_{\rightarrow}$. Нужной ароматовой симметрией обладает лишь комбинация кварков uds с изоспином $I = 1$, т.е. с параллельными изоспинами кварков u, d . Лишь в этом случае волновая функция бариона uds остается симметричной к перестановке ароматов кварков u, d , т.е. к операции $u \longleftrightarrow d$. Если направления изоспинов кварков u, d изображать в виде правого верхнего индекса-стрелки (нижний индекс-стрелка указывает направление обычного спина), тогда правильно симметризованная комбинация uds -кварков, соответствующая частице $\Sigma^0(1385)$ с $I = 1$, упрощенно выглядит так: $u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^+ s_{\rightarrow}$. Та же кварковая комбинация, но с изоспином $I = 0$ имеет вид $u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^- s_{\rightarrow}$, т.е. является заведомо несимметричной к перестановке $u \longleftrightarrow d$, и поэтому не может оказаться в составе декуплета барионов. Эта несимметрия к перестановке $u \longleftrightarrow d$, конечно, связана с антисимметричностью изоспиновой волновой функции системы ud -кварков с $I = 0$.

Пример 4. Определить взаимную ориентацию спинов u - и d -кварков в Λ - и Σ^0 -гиперонах?

Решение. Обе частицы имеют один и тот же кварковый состав uds и входят в октет легчайших барионов с $J^P = 1/2^+$. Λ -гиперон имеет изоспин, равный нулю, т.е. изоспиновая волновая функция антисимметрична к перестановке имеющих изоспин кварков u, d . Σ^0 -гиперон — частица с изоспином $I = 1$, т.е. ее изоспиновая волновая функция симметрична к перестановке кварков u, d . Используя обозначения предыдущего примера, касающиеся направлений изоспиновых векторов кварков, Λ - и Σ^0 -гипероны можно представить в виде $\Lambda = u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^- s_{\rightarrow}$, $\Sigma^0 = u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^+ s_{\rightarrow}$. Обе частицы должны быть симметричными к одновременной перестановке ароматов и спинов любой пары кварков. Ароматовая симметрия пары кварков u, d определяется их изоспиновой симметрией. Имея изоспин $I = 0$, Λ -гиперон антисимметричен к перестановке ароматов u, d . Поэтому он должен быть антисимметричным к перестановке спинов кварков u, d , т.е. спины кварков u, d должны быть антипараллельными. В соответствии с обозначениями предыдущего примера эту ситуацию можно изобразить так: $\Lambda = u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^- s_{\rightarrow}$.

Имея изоспин $I = 1$, Σ^0 -гиперон симметричен к перестановке ароматов u, d . Поэтому Σ^0 -гиперон обязан быть симметричным и к перестановке спинов u - и d -кварков. Отсюда следует, что спины этих кварков в Σ^0 -гипероне параллельны, что можно представить в виде $\Sigma^0 = u_{\rightarrow}^+ d_{\rightarrow}^+ s_{\rightarrow}$.

Приведем в качестве иллюстрации более подробный вид правильно симметризованной ароматово-спиновой волновой функции протона. Выберем для определенности протон, у которого спин направлен вверх (\uparrow), т.е. в состоянии $J_z = +1/2$:

$$\psi_{\text{flavor-spin}}^p(\uparrow) = \frac{1}{\sqrt{18}} \left[2(u^{\uparrow} u^{\uparrow} d^{\downarrow}) + 2(d^{\downarrow} u^{\uparrow} u^{\uparrow}) + 2(u^{\uparrow} d^{\downarrow} u^{\uparrow}) - (u^{\uparrow} u^{\downarrow} d^{\uparrow}) - (u^{\uparrow} d^{\downarrow} u^{\downarrow}) - (d^{\downarrow} u^{\uparrow} u^{\downarrow}) - (u^{\downarrow} u^{\uparrow} d^{\uparrow}) - (u^{\downarrow} d^{\uparrow} u^{\uparrow}) - (d^{\downarrow} u^{\downarrow} u^{\uparrow}) \right].$$

Состояние нейтрона получается заменой символов $u \rightarrow d$ и $d \rightarrow u$, состояние с $J_z = -1/2$ получается при обращении всех кварковых спинов. Выше мы отмечали, что у протона спины двух u -кварков параллельны (их суммарный спин $S = 1$). Комбинации $u^\uparrow u^\uparrow$ в волновой функции протона отвечает ситуация, когда у этой пары кварков $S_z = +1$, комбинации $u^\uparrow u^\downarrow$ — когда $S_z = -1$. Комбинациям $u^\uparrow u^\downarrow$ и $u^\downarrow u^\uparrow$ отвечает ситуация, когда $S = 1$ и $S_z = 0$.

Пример 5. Определить, с какой вероятностью d -кварк внутри протона со спином вверх имеет проекцию спина на ось z равную $-1/2$.

Решение. Эта вероятность равна сумме квадратов коэффициентов при тех членах в волновой функции протона, куда входит d^\downarrow . Поскольку это три первых члена, то в качестве искомой вероятности получаем

$$\left(\frac{1}{\sqrt{18}}\right)^2 (2^2 + 2^2 + 2^2) = \frac{2}{3}.$$

§ 8. Антибарионы

Античастица отличается от частицы заменой знаков всех зарядов (электрических, лептонных, барионных, кварковых ароматов) на противоположные. При этом такие фундаментальные характеристики частиц, как масса, спин, величина магнитного момента, должны остаться без изменения (изменится лишь знак магнитного момента). Если частица была стабильной, то стабильной будет и античастица. Если частица распадается, то распадается и античастица, причем времена их жизни одинаковы и одинаковы способы (каналы) распада, включая вероятности распада по этим каналам. Конечно, схемы распада частицы и античастицы являются зарядовосопряженными, т. е. переходят друг в друга при замене в них знаков всех зарядов частиц (античастиц) на противоположные. Сводка правил, связывающих характеристики частицы и античастицы, дана в табл. 4.6.

Для того чтобы из адрона получить антиадрон и узнать все его характеристики, достаточно следовать предписаниям табл. 4.6. Иными словами, достаточно все кварки в адроне заменить на антикварки. Антибарионы ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) образуют свои самостоятельные мультиплеты, зарядовосопряженные по отношению к соответствующим мультиплетам барионов (qqq). Анти-мезоны ($\bar{q}q$) и мезоны ($q\bar{q}$) входят в состав одних и тех же мультиплетов.

Самые устойчивые антиадроны — стабильный антипротон и наиболее долгоживущий из нестабильных антиадронов антинейтрон — были открыты в 1955–1956 гг. в Беркли (США). Антипротон, имеющий кварковый состав $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$, должен иметь массу, такую же, как и протон (uud), но, в отличие от протона, иметь отрицательный электрический заряд. Из законов сохранения электрического и барионного зарядов следует, что антипротоны должны образовываться в реакции



Таблица 4.6

Связь между характеристиками частицы и античастицы

Характеристика		Частица	Античастица
Масса		m	
Спин		J	
Четность	<i>фермион</i>	$+(-)1$	$-(+)1$
	<i>бозон</i>	$+(-)1$	$+(-)1$
Электрический заряд		$+(-)Q$	$-(+)Q$
Магнитный момент		$+(-)\mu$	$-(+)\mu$
Барионное число		$+B$	$-B$
Лептонное число		$+L_e, +L_\mu, +L_\tau$	$-L_e, -L_\mu, -L_\tau$
Изоспин		I	
Проекция изоспина		$+(-)I_3$	$-(+)I_3$
Странность		$+(-)s$	$-(+)s$
Очарование (charm)		$+(-)c$	$-(+)c$
Bottom		$+(-)b$	$-(+)b$
Top		$+(-)t$	$-(+)t$
Время жизни		τ	
Схема распада (пример)		$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$	$\bar{d} \rightarrow \bar{u} + e^+ + \nu_e$

Пороговая энергия этой реакции в лабораторной системе равна 5,63 ГэВ. Схема эксперимента показана на рис. 4.8.

Антипротоны образовывались при бомбардировке мишени из меди протонами, ускоренными до энергии 6,2 ГэВ. С помощью отклоняющих магнитов М1 и М2 из всех вторичных частиц выделялись частицы с единичным отрицательным зарядом и импульсом 1,19 ГэВ/с. Этими частицами, помимо антипротонов, могли быть отрицательные пионы π^- и каоны K^- . Для выделения антипротонов из большого фона отрицательных пионов (1 антипротон на $\approx 10^5$ пионов) использовалось их разное время пролета расстояния ≈ 12 м между быстродействующими сцинтилляционными счетчиками С1 и С2. Для антипротонов оно составляло $5,1 \cdot 10^{-8}$ с, а для пионов — $4,0 \cdot 10^{-9}$ с.

Для более надежного выделения сигналов от антипротонов дополнительно использовалось два черенковских счетчика Ч1 и Ч2. Счетчик Ч2

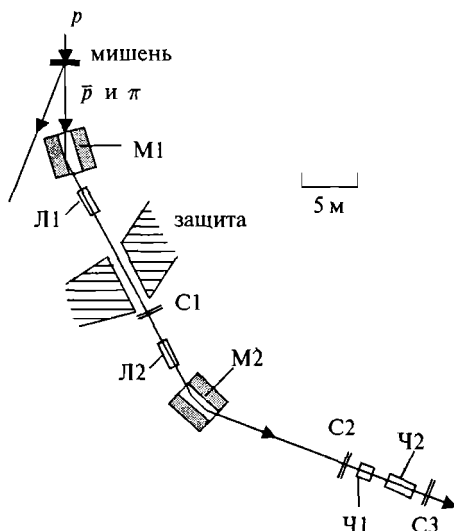


Рис. 4.8. Схема эксперимента по регистрации антипротонов. Л1 и Л2 — магнитные фокусирующие линзы. Остальные обозначения поясняются в тексте

регистрировал частицы со скоростями $0,75 < v/c < 0,78$, соответствующими антипротонам с импульсами 1,19 ГэВ/с. Счетчик Ч1 регистрировал частицы со скоростями пионов ($v/c = 0,99$). События, вызывающие срабатывания как счетчика Ч1, так и счетчика Ч2, отбрасывались. Сцинтилляционный счетчик С3 служил для того, чтобы убедиться, что частица не отклонилась от заданной траектории. Таким образом, счетчики С1, С2, С3 и Ч2 были включены на совпадения, а счетчик Ч1 — на антисовпадения. Такая схема выделяла только отрицательно заряженные частицы, имеющие массу протона, и тем самым надежно идентифицировала антипротоны. Дополнительные измерения с изменением импульса регистрируемых частиц при неизменных остальных параметрах установки показали, что массы протона и антипротона, как и ожидалось, совпали с точностью $\sim 5\%$. В 1956 г. был открыт антинейтрон.

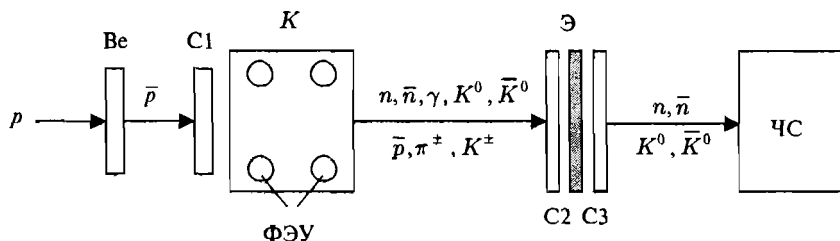


Рис. 4.9. Схема эксперимента по регистрации антинейтронов

Схема эксперимента, в котором был открыт антинейтрон, показана на рис. 4.9.

Антипротоны рождались в бериллиевой мишени в результате ее бомбардировки протонами с энергией 6,2 ГэВ. Сигнал со счетчика С1 служил указанием на то, что антипротон попал в конвертор К (в конвертор попадало 5–10 антипротонов в минуту). Антинейтроны образовывались в конверторе К в реакциях перезарядки антипротонов на нуклонах:



В конверторе, который представлял из себя емкость, заполненную жидким сцинтиллятором, среди прочих процессов происходили реакции перезарядки антипротонов на нуклонах. Реакции перезарядки вызывали небольшие по сравнению с другими процессами световые вспышки в сцинтилляторе, которые фиксировались фотоумножителями (ФЭУ). Для фильтрации заряженных частиц (π^{\pm} , K^{\pm} , непроизводившие \bar{p}), гамма-квантов и нейтральных пионов, распадающихся на гамма-кванты, служили два сцинтилляционных счетчика С2 и С3, включенных на совпадения, и свинцовый экран Э. Регистрация антинейтронов происходила

Таблица 4.7

Характеристики нейтрона и антинейтрона

Характеристика	Нейтрон	Антинейтрон
Кварковый состав	udd	$\bar{u}\bar{d}\bar{d}$
Масса mc^2 , МэВ	939,56536 ± 0,00008	
Спин, \hbar	1/2	
Четность	+1	-1
Электрический заряд	0	0
Барионный заряд	+1	-1
Изоспин	1/2	
Проекция изоспина	-1/2	+1/2
Величина магнитного момента, μ_N	1,9130427 ± 0,0000005	
Знак магнитного момента	-	+
Время жизни, с	885,7 ± 0,8	
Схема распада	$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$	$\bar{n} \rightarrow \bar{p} + e^{+} + \nu_e$

в черенковском счетчике ЧС по интенсивным световым вспышкам от аннигиляции антинейтронов

$$\bar{n} + n \rightarrow \text{пионы.} \quad (4.59)$$

Счетчики С1, ФЭУ и ЧС были включены на совпадения, а счетчики С2 и С3 — на антисовпадения. Основные характеристики нейтрона и антинейтрона приведены в табл. 4.7.

Пример. Определить частицу X , образующуюся в реакции сильного взаимодействия:

$$p + \bar{p} \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + X.$$

Решение. Определим характеристики частицы X , исходя из законов сохранения электрического заряда Q , барионного заряда B , странности s и проекции изоспина I_3 в этих реакциях:

$$\begin{aligned} p + \bar{p} &\rightarrow \Xi^- + \pi^+ + X \\ Q: \quad 1 - 1 &\rightarrow -1 + 1 + Q_X, & Q_X &= 0, \\ B: \quad 1 - 1 &\rightarrow 1 + 0 + B_X, & B_X &= -1, \\ s: \quad 0 + 0 &\rightarrow -2 + 0 + s_X, & s_X &= +2, \\ I_3: \quad 1/2 - 1/2 &\rightarrow -1/2 + 1 + (I_3)_X, & (I_3)_X &= -1/2. \end{aligned}$$

Этот набор квантовых чисел соответствует античастице Ξ^0 -гиперона, т. е. антигиперону $\bar{\Xi}^0$.

Пример. Нейтрон и антинейтрон имеют изоспин $I = 1/2$ и проекции изоспина I_3 соответственно $-1/2$ и $+1/2$. Показать, что они не могут быть изоспиновым дублетом

Решение. Частицы, входящие в состав изоспинового мультиплета, обязательно различаются электрическими зарядами (это обуславливает их различие и в проекциях изоспина). Они также могут различаться магнитными моментами и массами (отличие в массах невелико или отсутствует). Никаких других различий в квантовых числах между ними быть не может. Это следует хотя бы из того, что переходу от одной частицы изоспинового мультиплета к другой отвечает поворот в изоспиновом (зарядовом) пространстве, меняющий лишь электрический заряд частицы и сопутствующие ему характеристики (магнитный момент и массу, на которую может повлиять внутренняя электромагнитная энергия). Таким образом, такие квантовые числа со знаком, как барионный заряд, странность, шарм, боттом, топ, четность, при повороте в изопространстве изменить знак не могут. А у антинейтрона знак барионного заряда противоположен знаку барионного заряда нейтрона.

Другой аргумент состоит в том, что изоспиновые мультиплеты обязательно целиком входят в состав одного SU_3 -мультиплета адронов. Любой адронный SU_3 -мультиплет распадается на изоспиновые мультиплеты и за пределами SU_3 -мультиплета нет членов входящих в него изоспиновых мультиплетов. Нейтрон входит в состав октета легчайших барионов и в нем составляет изоспиновую пару протону. Антинейтрон составляет изоспиновую пару антипротону, вместе с которым они входят в состав октета легчайших антибарионов, зарядовоспряженного вышеупомянутому октету барионов.

§ 9. Электрон-нуклонное рассеяние и структура адрона

То, что адроны в отличие от точечных фундаментальных частиц обладают собственными размерами, представляет огромный интерес. Первым указанием на сложную внутреннюю структуру протона и нейтрона явились результаты измерений их магнитных моментов. Измеренные значения магнитных моментов нуклонов

$$\begin{aligned}\mu_p &= +2,792847351 \pm 0,000000028\mu_N, \\ \mu_n &= -1,9130427 \pm 0,0000005\mu_N,\end{aligned}\tag{4.60}$$

где $\mu_N = e\hbar/(2m_p c)$ — ядерный магнетон. Эти значения отличаются от соответствующих предсказаний, ожидавшихся для точечных дираковских частиц:

$$\mu_p = \mu_N, \quad \mu_n = 0.$$

Этот факт, как и собственные размеры адронов и наличие у них возбужденных состояний, является, несомненно, проявлением составной (кварковой) природы адронов и частично квантово-механических флуктуаций. Адроны, которые содержат легкие кварки, имеют радиус $r \approx 1$ Фм. Пространственная структура адронов, чаще всего встречающихся в природе, — протонов и нейтронов — изучена достаточно хорошо.

Для исследования структуры нуклона использовались электронные пучки с энергией вплоть до 20 ГэВ. Для изучения распределения заряда и магнитного момента в протоне обычно используют мишени из жидкого водорода и измеряют сечение упругого рассеяния электронов. Так как не существует нейтронных мишеней, для исследования нейтрона используют мишени из дейтерия. При этом необходимо отделить эффекты, обусловленные протонами, и эффекты взаимодействия протона и нейтрона. Поэтому данные о нейтроне получать труднее, и они имеют большие погрешности.

Если говорить об общей идеологии экспериментов, направленных на выявление внутренней структуры микрообъектов, то, по сути, это все тот же опыт Резерфорда, выполненный при более высоких энергиях и с другими наборами зондирующих частиц и мишеней. Поэтому можно говорить об универсальном экспериментальном приеме, являющемся *обобщением опыта Резерфорда*.

9.1. Упругое рассеяние электронов на нуклонах

Эксперименты по рассеянию электронов на микрообъектах (e, e' -эксперименты) дают важную информацию о внутренней структуре этих объектов — пространственном распределении в них зарядов и токов. Электроны очень удобны для зондирования структуры микрообъектов (атомных ядер, нуклонов и других адронов). Во-первых, они бесструктурны (точечны). Поэтому при анализе данных, полученных с электронами, нет необходимости отделять эффекты структуры частицы-мишени

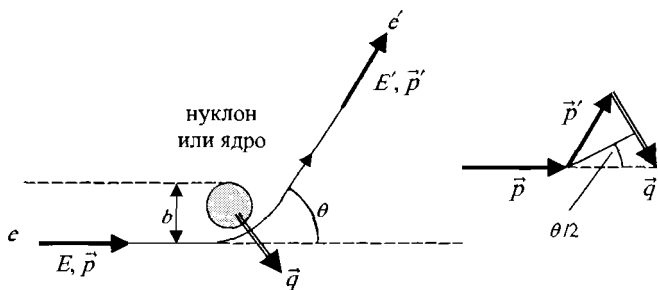


Рис. 4.10. Рассеяние электрона на ядре или нуклоне

от эффектов, обусловленных структурой частицы-снаряда. Во-вторых, электроны легко проникают вглубь объекта. Они не участвуют в сильном взаимодействии и взаимодействуют с ядром (нуклоном) почти исключительно посредством хорошо изученных электромагнитных сил. В-третьих, электроны испытывают главным образом *однократное* взаимодействие с конститuentами рассеивающей системы, между тем как рассеяние адронов на других адронах и ядрах, скорее всего, будет многократным из-за сильного взаимодействия. Поэтому, хотя сечение рассеяния адронов также зависит от внутренней структуры частицы-мишени, однако информация о ней трудно извлекаема. Результаты же опытов с электронами поддаются достаточно простой и однозначной интерпретации.

Схема рассеяния электрона на микрообъекте (атомном ядре, нуклоне, адроне) изображена на рис. 4.10. В этом разделе мы будем рассматривать упругое рассеяние, т. е. такое рассеяние, при котором внутренняя структура микрообъекта не меняется (микрообъект не поглощает энергии и остается в своем основном состоянии).

Изучение упругого рассеяния электронов на микрообъекте позволяет определить пространственное распределение в нем зарядов и токов. Для этого измеряют вероятность упругого рассеяния электронов в зависимости от угла рассеяния θ (т. е. от переданного микрообъекту импульса \vec{q}) и анализируют эту вероятность, используя понятие *форм-фактора*, который будет определен ниже в этом разделе.

Диаграмма Фейнмана упругого рассеяния электрона показана на рис. 4.11. Основной механизм — однофотонный обмен, так как константа электромагнитного взаимодействия мала ($\alpha_e = \frac{1}{137}$). Однофотонный механизм описывает процесс упругого рассеяния с точностью $\approx 1\%$.

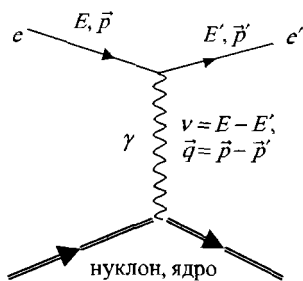


Рис. 4.11. Диаграмма упругого рассеяния электрона на нуклоне (ядре)

Переданная микросистеме энергия ν и переданный ей импульс \bar{q} определяются соотношениями

$$\nu = E - E', \quad \bar{q} = \bar{p} - \bar{p}', \quad (4.61)$$

или в четырехмерном виде

$$q = p - p', \quad (4.62)$$

где

$$p = \left(\frac{E}{c}, \bar{p} \right), \quad p' = \left(\frac{E'}{c}, \bar{p}' \right), \quad q = \left(\frac{\nu}{c}, \bar{p} - \bar{p}' \right).$$

В лабораторной системе (микрообъект покоится, электрон движется)

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{Mc^2}(1 - \cos \theta)}, \quad (4.63)$$

где M — масса микрообъекта.

Если энергией отдачи микрообъекта пренебречь, то энергия электрона в процессе упругого рассеяния не изменится ($E = E'$) и вектор импульса электрона меняет лишь направление, но не величину (см. рис. 4.10). Тогда величина переданного микрообъекту импульса будет определяться выражением

$$|\bar{q}| = |\bar{p} - \bar{p}'| = 2p \cdot \sin \frac{\theta}{2}. \quad (4.64)$$

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ рассеяния электронов на точечном бесспиновом заряде Ze в нерелятивистском случае в пренебрежении отдачей мишени и спина электрона описывается формулой Резерфорда (1.9):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{4E_e} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (4.65)$$

где E_e — кинетическая энергия налетающего на заряд электрона. Поскольку это сечение не зависит от спина налетающей частицы, то эта же формула будет описывать и рассеяние нерелятивистского пиона на том же рассеивающем центре. В общем случае сечение рассеяния зависит от спина налетающей частицы и спина рассеивающего центра. В частности, дифференциальное сечение рассеяния релятивистского электрона на бесспиновом рассеивающем центре в пренебрежении его отдачей дается формулой Мотта:

$$\frac{d\sigma_M}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E_e} \right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}. \quad (4.66)$$

Принципиальное отличие этой формулы от формулы Резерфорда состоит в появлении множителя $\cos^2(\theta/2)$, который возникает из-за взаимодействия магнитного момента электрона, имеющего спин $J = 1/2$, с полем рассеивающего центра.

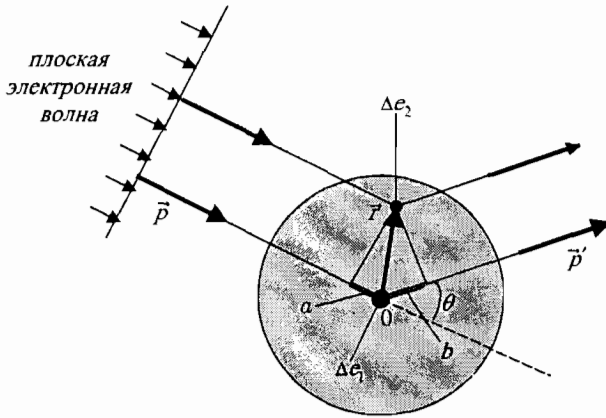


Рис. 4.12. Механизм рассеяния электронов на распределенном заряде

Формула (4.66) относится к случаю рассеяния точечных частиц на точечном рассеивающем центре. Существование конечных размеров рассеивающего центра приводит к дополнительной модификации формулы Резерфорда. Наиболее просто увидеть характер этой модификации при рассеянии нерелятивистского электрона на протяженном центре. Электроны обладают волновыми свойствами. Это позволяет рассматривать рассеяние электронов как рассеяние налетающей на рассеивающий центр плоской волны, которое складывается из большого числа актов рассеяния на составляющих рассеивающий центр элементарных зарядах $\Delta e_n = \rho(\vec{r}) dV$, где $\rho(\vec{r})$ — плотность распределения заряда в рассеивающей системе и dV — элемент объема (см. рис. 4.12).

Суммарная амплитуда M рассеяния электрона должна равняться сумме амплитуд рассеяния M_n на каждом элементарном заряде Δe_n с дополнительным фазовым множителем $e^{i\delta_n}$, возникающим за счет разности хода налетающей и выходящей волн:

$$M = \sum_n M_n e^{i\delta_n}. \quad (4.67)$$

Разность фаз δ , возникающая при упругом (когерентном) рассеянии плоской волны на двух зарядах (Δe_1 и Δe_2) мишени, дается выражением

$$\delta = k\Delta, \quad (4.68)$$

где $k = p/\hbar$ — величина волнового вектора электронной волны, $|\vec{p}| = |\vec{p}'| = p$, Δ — разность хода по отношению к частице в начале координат (отрезки a и b , дающие эту разность хода, выделены на рис. 4.12 двойными линиями):

$$-\Delta = a + b = r \cdot [-\cos(\vec{p}, \vec{r}) + \cos(\vec{p}', \vec{r})] = r \cdot \left[\frac{\vec{p}'\vec{r}}{pr} - \frac{\vec{p}\vec{r}}{pr} \right] = \frac{1}{p} [(\vec{p}' - \vec{p})\vec{r}], \quad (4.69)$$

или

$$\delta = k\Delta = -\frac{1}{\hbar} [(\vec{p}' - \vec{p})\vec{r}] = \frac{1}{\hbar} [(\vec{p} - \vec{p}')\vec{r}] = \frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}, \quad (4.70)$$

где $\vec{q} = (\vec{p} - \vec{p}')$ — переданный импульс.

С учетом (4.70) для (4.67) имеем

$$M = \sum_n M_n e^{i\delta_n} = \sum_n M_n e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}_n}{\hbar}}. \quad (4.71)$$

Дифференциальное эффективное сечение рассеяния определяется квадратом модуля суммарной амплитуды.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_n M_n e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}_n}{\hbar}} \right|^2. \quad (4.72)$$

Учтя то, что все элементарные составляющие мишени идентичны, получим, что амплитуды M_n пропорциональны величине элементарного заряда Δe_n . Обозначив теперь через M_0 универсальную амплитуду рассеяния на единичном заряде, получаем для сечения рассеяния следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |M_0|^2 \left| \sum_n \Delta e_n \cdot e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}_n}{\hbar}} \right|^2 = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \left| \frac{1}{Ze} \int \rho(\vec{r}) e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}} dV \right|^2. \quad (4.73)$$

Здесь учтено то, что заряд мишени равен Ze , т. е.

$$\int \rho(\vec{r}) dV = Ze.$$

Величина

$$F(\vec{q}) = \frac{1}{Ze} \int \rho(\vec{r}) e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}} dV, \quad (4.74)$$

выражающаяся через Фурье-образ от распределения плотности электрического заряда, носит название *формфактора*. Из-за его важнейшего значения в микрофизике сделаем несколько дополнительных замечаний. Прежде всего, заметим, что обычно формфактор $F(\vec{q})$ является функцией \vec{q}^2 , т. е. $F(\vec{q}) = F(\vec{q}^2)$ и при $q = 0$ в силу

$$\int \rho(\vec{r}) dV = Ze$$

равняется единице:

$$F(0) = 1. \quad (4.75)$$

При малых q , когда $qR/\hbar \ll 1$, где R — радиус микросистемы, экспоненту в формуле (4.74) можно разложить в ряд и формфактор в случае сферически симметричного распределения заряда представить в виде

$$F(\vec{q}^2) = 1 - \frac{1}{6} \frac{\vec{q}^2}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle + \dots, \quad (4.76)$$

где $\langle r^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус распределения заряда в рассеивающей системе:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^\infty r^2 \rho(\vec{r}) dV}{\int_0^\infty \rho(\vec{r}) dV} = \frac{\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^\infty 4\pi \rho(r) r^2 dr}. \quad (4.77)$$

Из (4.76) следует, что для получения $\langle r^2 \rangle$ необходимо измерить $F(\vec{q}^2)$ при очень малых значениях \vec{q}^2 и далее воспользоваться равенством

$$\langle r^2 \rangle = -6\hbar^2 \left. \frac{dF(\vec{q}^2)}{d\vec{q}^2} \right|_{\vec{q}^2=0}, \quad (4.78)$$

вытекающим из (4.76).

Наконец, отметим, что формфактор существенно отличен от единицы и, следовательно, может существенно изменяться только в области значений $\vec{q}\vec{r}/\hbar \geq 1$. Отсюда, в свою очередь, следует, что детали распределения заряда мишени на участках размера Δl можно исследовать только с помощью передаваемого импульса $q \geq \hbar/\Delta l$, т. е. зондируя объект виртуальными фотонами с длиной волны

$$\lambda \leq \frac{2\pi\hbar}{q} = 2\pi \cdot \Delta l.$$

Как следует из вывода формулы (4.74), формфактор возникает вследствие интерференции рассеянных волн на отдельных элементарных зарядах Δe_n и всегда должен *уменьшать сечение рассеяния*, поскольку при ненулевых переданных импульсах q волны, возникшие от разных зарядов, могут гасить друг друга. Это же свойство формфактора можно выявить и другим способом. При введении формфактора мы оперировали с некоторыми элементарными зарядами Δe_n , которые создавали рассеянную электронную волну. Такое рассмотрение, однако, является в сущности классическим. Перейдем поэтому к микроскопической картине того, что происходит при рассеянии электрона.

Микроскопическая картина должна содержать те структурные составляющие — *конституэнты* — рассеивающей системы, которые, в конечном счете, и взаимодействуют с электронами. Эту картину рассеяния можно отразить фейнмановской диаграммой, подобной приведенной в правой части рис. 4.13, которая означает, что электрон испускает фотон (поперечный и продольный), который поглощается затем одним из конституэнтов рассеивающей системы (электроном в атоме, протоном в ядре, кварком в адроне). При этом конституэнт, поглотивший фотон, приобретает дополнительный импульс \vec{q} . Если его импульс до столкновения был \vec{p} , то после столкновения с электроном его импульс стал равным $\vec{p} + \vec{q}$. Уменьшение сечения при учете формфактора является следствием того, что быстрому конституэнту с импульсом $\vec{p} + \vec{q}$ сложно *занять свое место в волновой*

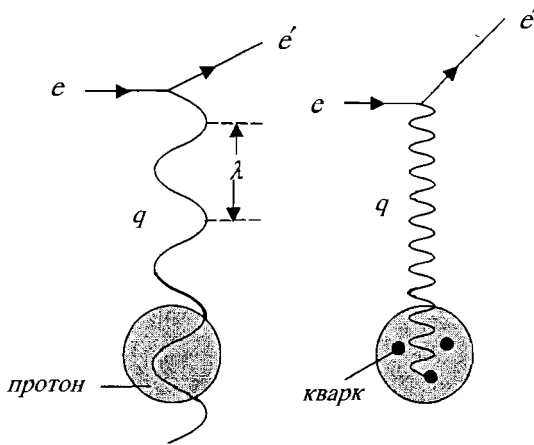


Рис. 4.13. Зондирование протона длинноволновыми (слева) и коротковолновыми (справа) виртуальными фотонами

функции системы. Особенно четко это можно видеть в том случае, когда передаваемый конститuentу импульс столь велик, что в волновой функции рассеивающей системы вообще нет таких импульсов! В этой ситуации конститuentу некуда поместиться в системе, и он, скорее всего, должен просто вылететь из нее. Хорошей классической аналогией этого явления может служить ситуация с выстрелом из пистолета в оконное стекло. Разумеется, пуля сделает дырку в стекле (конститuent вылетает, а не остается в стекле), а не выбьет стекло из рамы как единое целое.

Итак, с учетом неточности мишени, дифференциальное сечение рассеяния на ней электронов имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} |F(\vec{q}^2)|^2. \quad (4.79)$$

Измеряя это сечение и сравнивая его с моттовским, можно найти формфактор исследуемого микрообъекта. Затем для нахождения распределения заряда $\rho(\vec{r})$ используют соотношение (4.74). Для этого нужно выполнить обратное Фурье-преобразование. Запишем его, предполагая сферически-симметричную форму микрообъекта:

$$\rho(r) = \frac{Ze}{(2\pi)^3} \int F(\vec{q}^2) \cdot e^{i\frac{\vec{q}\vec{r}}{\hbar}} d^3q, \quad (4.80)$$

где d^3q — элемент объема в пространстве переданных импульсов и интегрирование ведется во всем пространстве этих импульсов. Отсюда видно, что, если мы хотим достаточно точно определить распределение заряда $\rho(r)$, необходимо измерить формфактор $F(\vec{q}^2)$ в очень большом диапазоне значений \vec{q}^2 . На практике, однако, формфактор может быть измерен лишь в ограниченном диапазоне переданных импульсов $|\vec{q}|$.

Поэтому обычно поступают следующим образом. Задаются набором «правдоподобных» или теоретически предсказанных распределений $\rho(r)$ и с этими распределениями рассчитывают формфакторы $F(\vec{q}^2)$. Далее эти расчетные формфакторы сравнивают с экспериментально измеренным и выбирают тот вариант $\rho(r)$, который лучше всего воспроизводит экспериментальные данные. Эта процедура схематически представлена на рис. 4.14.

Определенные указания при подборе модели распределения $\rho(r)$ можно получить, сравнивая экспериментальные формфакторы с приведенными в табл. 4.8 формфакторами, рассчитанными для некоторых «стандартных» распределений $\rho(r)$.

Формула (4.79) пригодна для частиц мишени со спином $J = 0$. Это означает, что нет результирующего магнитного поля, создаваемого внутренними токами микрообъекта, и, следовательно, не нужно учитывать взаимодействие магнитного момента налетающего электрона с этим полем. Магнитное взаимодействие, так же как и кулоновское, может быть упругим и влиять на величину сечения рассеяния электрона намагниченным микрообъектом.

Многие микрообъекты обладают спином, отличным от 0, и поэтому формула (4.79) для них должна быть обобщена. Это обобщение мы про-

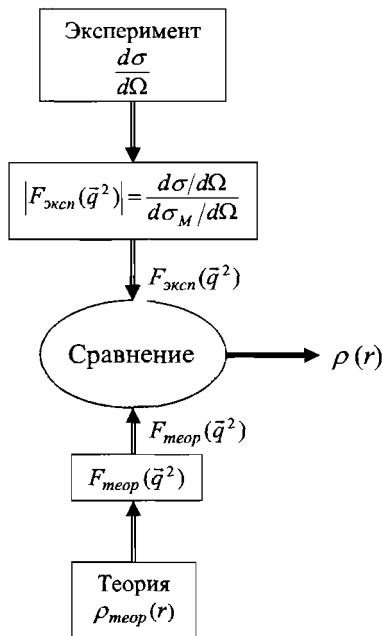


Рис. 4.14. К процедуре нахождения распределения $\rho(r)$ заряда микрообъекта

Таблица 4.8

Зарядовые распределения и соответствующие им формфакторы

Распределение заряда $\rho(r)$		Формфактор $F(\vec{q}^2)$	
точечное	$\delta(r)$	1	константа
экспоненциальное	$\rho_0 e^{-r/a}$	$\left(1 + \frac{\vec{q}^2 a^2}{\hbar^2}\right)^{-2}$	дипольный
Гауссово	$\rho_0 e^{-(r/a)^2}$	$e^{-\frac{\vec{q}^2 a^2}{4\hbar^2}}$	Гауссов
однородная сфера:	ρ_0 при $r \leq R$, 0 при $r > R$	$\frac{3}{\alpha^3}(\sin \alpha - \alpha \cos \alpha)$, где $\alpha = \vec{q} R/\hbar$	осциллирующий

ведем на примере нуклона, спин которого равен $1/2$. Следует ожидать, что намагниченность также распределена по объему нуклона и это распределение описывается соответствующим *магнитным формфактором*. Таким образом, упругое рассеяние электрона нуклоном (и любым другим протяженным микроробъектом с ненулевым спином) описывается двумя формфакторами — электрическим (кулоновским) и магнитным.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния электрона на нуклоне в лабораторной системе (нуклон до взаимодействия с электроном покоится) имеет следующий вид

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{лаб}} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \cdot \frac{E'}{E} \left(\frac{G_E^2(Q^2) + \varepsilon G_M^2(Q^2)}{1 + \varepsilon} + 2\varepsilon G_M^2(Q^2) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (4.81)$$

где $\varepsilon = Q^2/(4M^2c^2)$ и M — масса нуклона. Эта формула носит название *формулы Розенблюта*. Поясним входящие в нее величины. $d\sigma_M/d\Omega$ — моттовское сечение, даваемое формулой (4.66). В сечении в качестве энергии электрона можно, учитывая ультрарелятивистский случай, использовать как его кинетическую, так и полную энергию E . Множитель E'/E учитывает отдачу нуклона, которой при больших энергиях электрона пренебречь нельзя. $G_E(Q^2)$ и $G_M(Q^2)$ — электрический и магнитный формфакторы, зависящие от квадрата переданного нуклону четырех-импульса q^2 (см. (4.62)), вместо которого в данном случае, чтобы не иметь дело с отрицательными величинами, используется положительная величина Q^2 :

$$Q^2 = -q^2 > 0. \quad (4.82)$$

Заметим, что

$$\begin{aligned} q^2 &= (p - p')^2 = \frac{(E - E')^2}{c^2} - \vec{q}^2 = \\ &= 2m_e^2c^2 - 2 \left(\frac{EE'}{c^2} - |\vec{p}| \cdot |\vec{p}'| \cos \theta \right) \approx -\frac{4EE'}{c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \quad (4.83)$$

Поскольку q^2 является лоренц-инвариантной величиной, именно ее используют в физике высоких энергий в качестве переменной, от которой зависит формфактор. Для упругого рассеяния при низких энергиях в системе центра инерции $q^2 = -\vec{q}^2$.

Измерение Q^2 -зависимости формфакторов G_E и G_M дает информацию о радиальном распределении заряда в нуклоне и распределении в нем токов (намагниченности). В так называемом статическом пределе, т. е. при $Q^2 \rightarrow 0$, G_E совпадает с электрическим зарядом мишени в единицах элементарного заряда e , а G_M — с магнитным моментом мишени в ядерных магнетонах:

$$\begin{aligned} G_E^p(Q^2 = 0) &= 1, & G_E^n(Q^2 = 0) &= 0, \\ G_M^p(Q^2 = 0) &= 2,79, & G_M^n(Q^2 = 0) &= -1,91. \end{aligned} \quad (4.84)$$

Для независимого определения G_E и G_M сечение рассеяния измеряют при фиксированных значениях Q^2 , варьируя при каждом из этих значений угол рассеяния θ . Измеренные сечения делят затем на моттовское.

Для определения формфакторов протона монохроматический пучок высокоэнергичных электронов известной энергии рассеивается на водородной мишени. С помощью магнитных спектрометров определяют импульсы и углы рассеяния этих электронов после взаимодействия с мишенью и дифференциальное сечение процесса $\frac{d\sigma}{d\Omega}(ep)$ при различных переданных энергиях и импульсах. Экспериментальное определение формфактора протона было выполнено с электронами, имевшими энергиями от 400 МэВ до ≈ 20 ГэВ.

Для получения данных о формфакторе нейтрона выполнялись измерения на дейтериевой мишени, и использовалась процедура вычитания:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(ed) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(ep) + \delta, \quad (4.85)$$

где δ — поправка, учитывающая ядерную структуру дейтрона. В этой связи формфакторы нейтрона и его зарядовый радиус оказываются менее точными, чем формфакторы и зарядовые радиусы протона (существует альтернативный способ определения среднеквадратичного зарядового радиуса нейтрона из опытов по рассеянию нейтронов низких энергий на связанных, т. е. атомных электронах).

Оказалось, что электрический формфактор протона и магнитные формфакторы протона и нейтрона уменьшаются с ростом Q^2 подобным образом. Они с хорошей точностью описываются так называемой *дипольной* зависимостью (табл. 4.8):

$$G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{2,79} = \frac{G_M^n(Q^2)}{-1,91} = F_{\text{дип}}(Q^2), \quad (4.86)$$

где

$$F_{\text{дип}}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71 \text{ (ГэВ}/c^2)}\right)^{-2}. \quad (4.87)$$

Электрический формфактор нейтрона близок к нулю ($G_E^n(Q^2) \approx 0$).

Из Q^2 -зависимости формфакторов протона и нейтрона можно получить распределения их зарядов и намагниченностей. Однако нужно помнить, что интерпретация формфактора как Фурье-преобразования статического зарядового распределения (4.80) верна лишь при малых Q^2 , так как лишь в этом случае \vec{q}^2 и Q^2 приблизительно равны.

Наблюдаемый дипольный формфактор (4.87) соответствует распределению заряда в протоне

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-r/a}, \quad (4.88)$$

где $a = 0,23 \text{ Фм}$ и $\rho_0 = 3 \text{ (e/Фм}^3)$. Аналогичным (экспоненциально спадающим) является распределение магнитного момента протона и нейтрона.

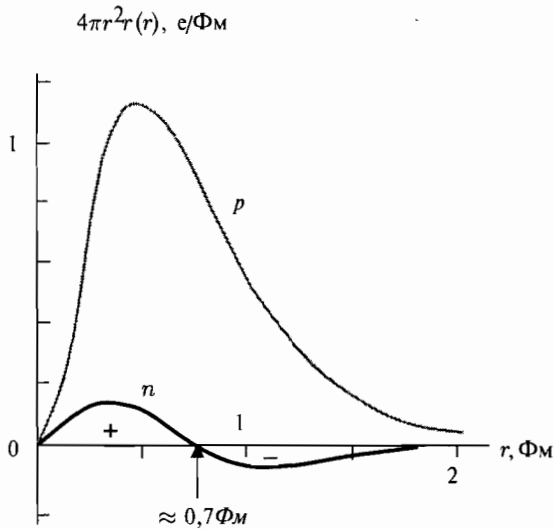


Рис. 4.15. Распределение электрического заряда в протоне и нейтроне

Таким образом, нуклон не является ни точечной частицей, ни частицей с однородным распределением заряда (тока). Это система с диффузным распределением заряда (и вещества).

Радиальное распределение заряда в нейтроне и протоне демонстрируется рис. 4.15. Он показывает, какое количество заряда (и какого знака) сосредоточено на различных расстояниях от центра протона и нейтрона. В нейтроне центральная область заряжена положительно, а область $r > 0,7$ Фм — отрицательно. При этом суммарный по всему объему заряд равен нулю.

На основе отмеченной дипольной интерполяции электромагнитных формфакторов протона и нейтрона (4.87) можно (см. (4.78)) определить их среднеквадратичные радиусы:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{дип}} = -6\hbar^2 \frac{dF_{\text{дип}}(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0}, \quad (4.89)$$

а значит их зарядовые радиусы $\sqrt{\langle r^2 \rangle_E}$ и радиусы намагниченности $\sqrt{\langle r^2 \rangle_M}$. Результаты оказываются следующими. Для протона

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_E^p} = 0,86 \pm 0,01 \text{ Фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle_M^p} = 0,86 \pm 0,06 \text{ Фм}. \quad (4.90)$$

Для распределения магнитного момента нейтрона радиус оказывается практически тем же:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_M^n} = 0,89 \pm 0,07 \text{ Фм}. \quad (4.91)$$

Радиус распределения электрического заряда нейтрона

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_E^n} = 0,10 \pm 0,01 \text{ Фм.} \quad (4.92)$$

Отличие $\sqrt{\langle r^2 \rangle_E^n}$ от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.

Итак, полученные экспериментальные данные по структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. Как мы знаем, по современным представлениям он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия — глюонами.

Формфакторы других адронов — π , K , Δ — нельзя измерить непосредственно. В частности, данные по распределению электрического заряда π - и K -мезонов были получены из анализа углового распределения электронов, образующихся при рассеянии π - и K -мезонов на атомах водорода. Из этих данных следует, что и другие адроны не являются точечными частицами. Их размеры сравнимы с размерами нуклона. В случае π - и K -мезонов магнитный формфактор равен нулю, так как эти частицы имеют нулевые спины. Q^2 -зависимость электрического формфактора для обеих этих частиц имеет *монополярный* вид:

$$F_{\text{моно}}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2 \langle r^2 \rangle}{6\hbar^2} \right)^{-1}, \quad (4.93)$$

откуда, экстраполируя значение формфактора в область $Q^2 \rightarrow 0$ и используя (4.78), получили для зарядовых радиусов пиона и каона:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle_E^\pi} = 0,67 \pm 0,02 \text{ Фм}, \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle_E^K} = 0,58 \pm 0,04 \text{ Фм.} \quad (4.94)$$

Различие в Q^2 -зависимости электрических формфакторов нуклонов и π - и K -мезонов определяется их внутренней структурой. Известно, что протон и нейтрон состоят из трех кварков $p(uud)$ и $n(udd)$, в то время как π - и K -мезоны состоят из кварка и антикварка. Различие в радиусах π - и K -мезонов определяется массами составляющих их кварков. С увеличением массы кварка радиус взаимодействия уменьшается — система становится более компактной.

Мы рассмотрели упругое рассеяние электронов на нуклонах. Разумеется, при облучении высокоэнергичными электронами нуклонов должны происходить и неупругие процессы, т.е. такие, при которых конечный нуклон переходит в одно из возбужденных состояний (в один из резонансов). В области высоких энергий эффективное сечение упругого рассеяния электронов адронами является малым по сравнению с неупругим. Исследование неупругих процессов дает непосредственную информацию о внутреннем строении адронов и свойствах тех конститuentов, из которых они состоят.

9.2. Структура адронов. Глубоконеупругое рассеяние электронов на нуклонах

Если при рассеянии электрона на нуклоне или другом адроне происходит их возбуждение, то это неупругое рассеяние. Если переданная внутрь нуклона (адрона) энергия совпадает с энергией одного из возбужденных состояний нуклона, то в сечении (спектре рассеянных электронов) наблюдается резонанс.

На рис. 4.16 схематически показан энергетический спектр электронов с начальной энергией $E \approx 10$ ГэВ, рассеянных нуклонами на фиксированный угол. Спектр имеет характерный вид. Наряду с пиком упругого рассеяния отчетливо наблюдаются резонансы, соответствующие возбужденным состояниям нуклона. Ближайший к упругому пику резонанс соответствует возбуждению нуклонного резонанса $\Delta(1232)$. За ним видны еще два более высокорасположенных нуклонных резонанса. С ростом энергии возбуждения плотность резонансов растет и, так как они имеют большую ширину (обычно $\Gamma \approx 100$ МэВ), то при энергиях возбуждения ≥ 2 ГэВ они сливаются в непрерывный спектр. Наличие нуклонных резонансов показывает сложную структуру нуклона — его составную (кварковую) природу.

Масса частицы m связана с ее четырех-импульсом

$$p = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right)$$

соотношением $m^2 c^2 = p^2$. Обозначая инвариантную массу резонанса через W , а его четырех-импульс через P' , можем записать

$$W^2 c^2 = P'^2. \quad (4.95)$$

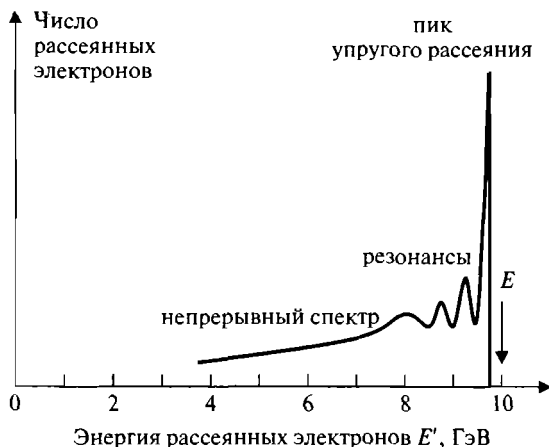


Рис. 4.16. Схематический спектр электронов с энергией $E \approx 10$ ГэВ, рассеянных на нуклонах

Если нуклон в лабораторной системе до рассеяния электрона покоится, то до взаимодействия его четырех-импульс $P = (Mc, 0)$. В лабораторной системе виртуальный фотон передает нуклону от электрона энергию, которая является Лоренц-инвариантом и дается соотношением

$$\nu = E - E' = \frac{Pq}{M}, \quad (4.96)$$

где q — переданный четырех-импульс (см. (4.62)). При этом инвариантную массу резонанса (4.95) можно представить в виде

$$W^2 c^2 = P'^2 = (P + q)^2 = M^2 c^2 + 2Pq + q^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (4.97)$$

где величина Q^2 определена соотношением (4.82).

Неупругие процессы также можно описать в терминах формфакторов. В этом случае используют так называемые *структурные функции*, которые обычно обозначают W_1 и W_2 . В отличие от «упругих» формфакторов, которые при заданной энергии E налетающего электрона определяются только одним независимым параметром, «неупругие» определяются двумя независимыми параметрами. Действительно, если, например, при упругом рассеянии зафиксировать угол рассеяния электрона θ , то окажутся зафиксированными и все другие величины — энергия рассеянного электрона E' , переданная нуклону энергия ν и квадрат переданного четырех-импульса Q^2 . Поскольку при упругом рассеянии $W = M$, то из (4.97) имеем однозначную связь

$$2M\nu - Q^2 = 0. \quad (4.98)$$

В неупругом рассеянии дополнительным свободным параметром становится энергия возбуждения нуклона. Следовательно структурные функции W_1 и W_2 и эффективное сечение рассеяния являются функциями двух независимых параметров, в качестве которых можно, например, выбрать E' , θ или Q^2 , ν . Так как в этом случае $W > M$, то

$$2M\nu - Q^2 > 0. \quad (4.99)$$

Формула Розенблюта (4.81) трансформируется в формулу

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right|_{\text{лаб}} = \frac{d\sigma_M}{d\Omega} \cdot \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (4.100)$$

где второе слагаемое по-прежнему определяется только магнитным взаимодействием.

На рис. 4.17 показана зависимость двойного дифференциального эффективного сечения рассеяния электрона на протоне, отнесенного к мотовскому сечению, от $-q^2 = Q^2$ при различных значениях инвариантной массы W . Измеренное сечение неупругого рассеяния, соответствующего возбуждению отдельных резонансов, показывает, что угловые распределения для низколежащих нуклонных резонансов имеют вид, подобный угловым распределениям упругого рассеяния электронов на протоне. Это

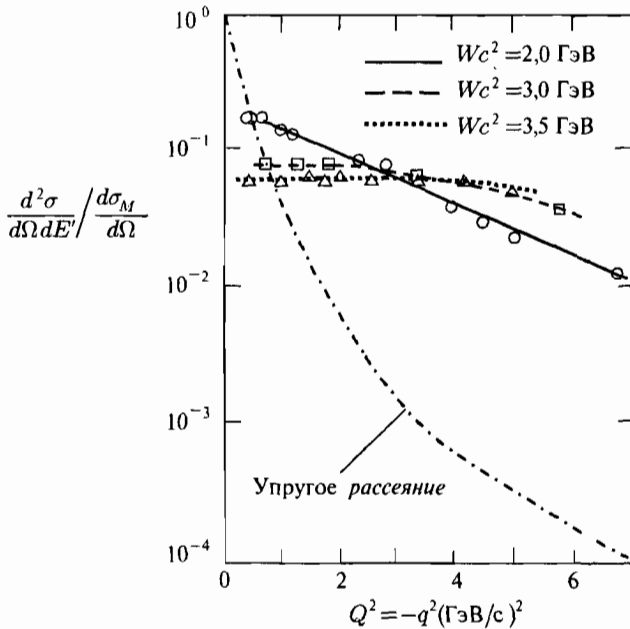


Рис. 4.17. Зависимость двойного дифференциального сечения рассеяния электрона на протоне, отнесенного к моттовскому сечению, от квадрата переданного импульса при различных значениях инвариантной массы W

свидетельствует о том, что нуклонные резонансы (низколежащие возбужденные состояния протона) имеют такую же пространственную структуру, как и протон. Природа непрерывной части спектра ($W > 2$ ГэВ) представляет особый интерес, так как она соответствует большим передачам энергии от электрона протону. При таких передачах электрон, зондируя протон коротковолновыми виртуальными фотонами, «видит» отдельные детали внутренней структуры протона.

Неожиданным и удивительным результатом исследований, показанных на рис. 4.17, явилось резкое изменение характера зависимости от Q^2 сечения электрон-протонного рассеяния при переходе из области упругого рассеяния в область непрерывного спектра. «Упругое» сечение очень резко (в соответствии с характером дипольного формфактора $|F_{\text{дип}}(Q^2)|^2 \sim 1/Q^8$) падает с ростом Q^2 . В то же время отнесенные к моттовскому сечению рассеяния для области непрерывного спектра почти не зависят от Q^2 и в области больших переданных импульсов (больших углов рассеяния электронов) на несколько порядков превосходят упругое сечение. Следовательно, в области непрерывного спектра структурные функции W_1 и W_2 также почти не зависят от Q^2 при фиксированном значении инвариантной массы W и оказались неожиданно велики.

Подобное поведение сечений ep -рассеяния говорит о том, что нуклоны состоят из точечноподобных конституэнтов, в которых сосредоточена масса, заряд и магнитный момент нуклона. На качественном уровне в пользу этого свидетельствуют следующие аргументы. Если бы нуклон был средой с непрерывно распределенной массой, зарядом и намагниченностью, то с ростом переданного ему импульса сечение (и формфакторы) уменьшались бы, так как этот импульс воспринимался бы все более мелкими участками нуклона, зондируемыми виртуальным фотоном, и содержащими все меньшую часть заряда, массы и намагниченности нуклона. При $Q \approx 10$ ГэВ/с пространственное разрешение ep -рассеяния, определяемое длиной волны виртуального фотона, составляет

$$\lambda = \frac{\hbar}{Q} = 2\pi \frac{\hbar c}{Qc} \approx 6,28 \frac{0,2 \text{ ГэВ}/\Phi_m}{10 \text{ ГэВ}} \approx 10^{-14} \text{ см}, \quad (4.101)$$

т. е. в процесс рассеяния вовлечена небольшая часть протона. Если бы нуклон был непрерывной средой, то эта небольшая его часть не имела бы достаточной массы и заряда, чтобы произошло рассеяние высокоэнергичного электрона на большие углы θ , отвечающие большим Q . Ситуация здесь аналогична классическому опыту Резерфорда, приведшему к открытию атомного ядра.

Метод исследования структуры микрообъекта посредством взаимодействия зондирующей частицы с отдельными частицами (конституэнтами) этого микрообъекта носит название *квазиупругого* (т. е. почти упругого) *выбивания* частиц (конституэнтов). Почти упругое — это значит, что налетающая частица мгновенно выбивает один из конституэнтов составной системы, который при больших энергиях воспринимается налетающей частицей практически свободным. При этом взаимодействие с конституэнтном происходит при том импульсе, которым обладал конституэнт в момент столкновения. Отсюда следует, что, измеряя передаваемый импульс и импульс выбитого конституэнта, мы получаем возможность судить об импульсном распределении конституэнтов, например, в нуклоне. Этот метод широко используется при исследовании структуры молекул, атомов и атомных ядер с помощью электронов достаточно высокой энергии (в атомной и молекулярной физике — это десятки килоэлектронвольт, в ядерной физике — сотни мегаэлектронвольт). Концепция квазиупругого выбивания электронами высокой энергии может быть легко распространена на выбивание кварков из нуклона. Соответствующий процесс для нуклона называют *глубоконеупругим рассеянием* электронов на нуклонах. Появление такого термина объясняется тем, что высокоэнергичное электрон-нуклонное рассеяние, являясь почти упругим на отдельном конституэнте нуклона, уже далеко не является упругим на нуклоне в целом, так как отвечает передаче больших энергий и импульсов нуклону. В масштабах нуклона как целого это глубоконеупругий процесс. Конечно, надо иметь в виду, что в глубоконеупругом рассеянии электрона на нуклоне из нуклона вылетает не отдельный кварк, с которым провзаимодействовал

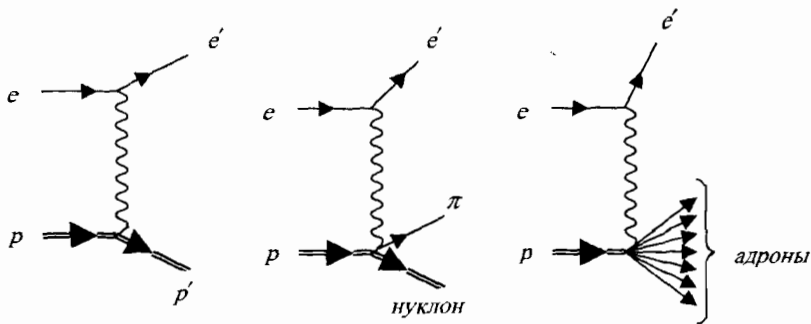


Рис. 4.18. Диаграммы упругого (слева), неупругого (в центре) и глубоконеупругого (справа) электрон-протонного рассеяния

электрон, а струя рожденных этим кварком адронов. Сравнительные диаграммы упругого, неупругого и глубоконеупругого электрон-протонного рассеяния представлены на рис. 4.18.

Для анализа глубоконеупругого процесса удобно использовать введенную Дж. Бьеркеном Лоренц-инвариантную безразмерную переменную

$$x = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (4.102)$$

в которой фигурируют те же величины, что и в (4.96), (4.97). Поскольку x безразмерна, то на нее не влияют масштабы образующих ее величин (импульса, энергии, массы). В этой связи ее называют *бьеркеновской масштабной переменной*.

Величина x является мерой неупругости процесса. Для упругого рассеяния $W = M$ и

$$2M\nu - Q^2 = 0, \quad \text{что дает } x = 1. \quad (4.103)$$

Для неупругого процесса $W > M$ и

$$2M\nu - Q^2 > 0, \quad \text{что дает } 0 < x < 1. \quad (4.104)$$

Используя бьеркеновскую переменную x , две имеющие размерность структурные функции $W_1(Q^2, \nu)$ и $W_2(Q^2, \nu)$ заменяют на две безразмерные структурные функции:

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &= Mc^2 W_1(Q^2, \nu), \\ F_2(x, Q^2) &= \nu \cdot W_2(Q^2, \nu). \end{aligned} \quad (4.105)$$

Извлеченные из экспериментальных сечений электрон-нуклонного рассеяния в области непрерывного спектра $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ при фиксированном x либо очень слабо зависят от Q^2 , либо (при больших Q^2) не зависят от него вовсе. Независимость структурной функции (формфактора)

от Q^2 , как следует из табл. 4.8, означает, что рассеяние электронов происходит на точечном заряде. Так как нуклоны — протяженные объекты, то это означает, что

нуклоны состоят из точечноподобных конститuentов.

Эти точечноподобные, т. е. бесструктурные, составляющие нуклона и других адронов вслед за Фейнманом называют *партонами* (от *англ.* part). Соответствующая (партонная) модель строения адронов была создана Фейнманом и Бьеркенем. Современные экспериментальные результаты показывают, что размер партонов заведомо $< 10^{-17}$ см и во всех экспериментальных проявлениях они ведут себя как точечные частицы. Вся совокупность экспериментальных данных свидетельствует о том, что партонами являются кварки, антикварки и глюоны.

Учитывая, что при больших переданных импульсах структурные функции F_1 и F_2 перестают зависеть от Q^2 , они становятся функциями лишь одной бьеркеновской переменной x :

$$F_1(x, Q^2 \rightarrow \infty) \Rightarrow F_1(x), \quad F_2(x, Q^2 \rightarrow \infty) \Rightarrow F_2(x). \quad (4.106)$$

Остановимся на физическом смысле бьеркеновской переменной x . На рис. 4.19 изображена диаграмма выбивания кварка из нуклона. Поскольку при поглощении виртуального фотона, передающего четырехимпульс q от электрона кварку, имеет место сохранение четырех-импульса, то четырех-импульс $p'_{\text{кварк}}$ конечного кварка должен определяться равенством

$$p'_{\text{кварк}} = p_{\text{кварк}} + q. \quad (4.107)$$

Будем считать для простоты, что и начальный, и конечный кварки являются физическими. Это значит, что четырех-импульсы $p'_{\text{кварк}}$, $p_{\text{кварк}}$ должны удовлетворять соотношениям

$$\begin{aligned} p_{\text{кварк}}^2 &= m_{\text{кварк}}^2 c^2, \\ p_{\text{кварк}}'^2 &= (p_{\text{кварк}} + q)^2 = m_{\text{кварк}}^2 c^2. \end{aligned} \quad (4.108)$$

Возведя $(p_{\text{кварк}} + q)$ в квадрат, получим

$$q^2 + 2p_{\text{кварк}} \cdot q = 0. \quad (4.109)$$

Таким образом, виртуальный фотон может поглотиться кварком только в том случае, если импульс кварка удовлетворяет условию

$$-\frac{q^2}{2p_{\text{кварк}} \cdot q} = \frac{Q^2}{2p_{\text{кварк}} \cdot q} = 1. \quad (4.110)$$

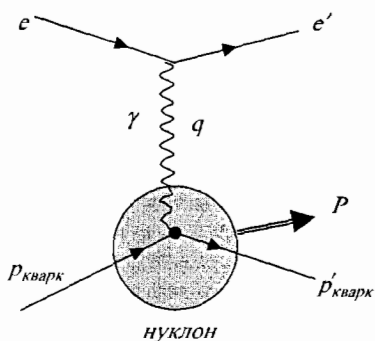


Рис. 4.19. Диаграмма выбивания кварка из нуклона

Варьируя передаваемый импульс q посредством отбора электронов с разными энергиями и направлениями вылета, в принципе как будто бы появляется возможность определения числа кварков с определенными импульсами $p_{\text{кварк}}$, удовлетворяющих условию (4.110) при заданном q . К сожалению, «просто так» это реализовать нельзя, поскольку мы имеем только одно соотношение для трех переменных — трех компонент импульса кварка. Оказывается, однако, что и с помощью соотношения (4.110) можно извлечь из экспериментальных данных исключительно ценную информацию о структуре нуклона. Для этого необходимо совершить кажущуюся странной операцию: перейти в систему отсчета, в которой нуклон обладает бесконечным импульсом: $P \rightarrow \infty$. В этой системе продольные импульсы кварков становятся очень большими и поперечными компонентами импульсов можно пренебречь. Поэтому в этой системе отсчета импульс $p_{\text{кварк}}$ и импульс P нуклона становятся четырехмерно коллинеарными:

$$p_{\text{кварк}} = \alpha \cdot P, \quad (4.111)$$

где α — доля полного импульса нуклона, которую несет кварк. Подставив (4.111) в (4.110) находим

$$\alpha = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (4.112)$$

т. е. эта доля импульса совпадает с бьеркеновским числом x (4.102). Таким образом, в системе с очень быстро движущимся протоном виртуальный фотон поглощается кварком с продольным импульсом, составляющим долю x от полного импульса протона. Эта доля дается бьеркеновской переменной x , которую можно извлечь из экспериментально измеряемых величин. Варьируя эти величины, можно найти импульс кварка в системе с бесконечным импульсом протона и по величине эффективного сечения выбивания кварков найти распределение кварков по x .

Результатами экспериментов по глубоконеупругому рассеянию электронов и других лептонов на нуклонах являются в конечном итоге структурные функции $F_1(x)$ и $F_2(x)$, из которых необходимо извлекать информацию о партонном строении нуклонов. Можно показать, что имеет место следующее соотношение, называемое *основной формулой партонной модели*:

$$F_2(x) = 2x \cdot F_1(x) = \sum_i z_i^2 x \cdot f_i(x), \quad (4.113)$$

где $f_i(x)$ — распределение заряженных партонов типа i по доле нуклонного импульса, а z_i — заряд партона в единицах элементарного заряда. Здесь учтено, что сечение электромагнитного взаимодействия пропорционально квадрату заряда частицы.

Под заряженными партонами, конечно, подразумеваются кварки и антикварки. Все доли x должны в сумме давать единицу, следовательно

$$\sum_i \int x \cdot f_i(x) dx = 1. \quad (4.114)$$

Здесь сумма по i' означает суммирование по всем партонам, а не только по заряженным i , с которыми взаимодействует виртуальный фотон. Таким образом, в эту сумму (в отличие от суммы (4.113)) включены также глюоны, находящиеся внутри нуклона.

Соотношение $F_2(x) = 2x \cdot F_1(x)$ называется соотношением Каллана—Гросса и является прямым следствием того, что спин кварков равен $1/2$. Это соотношение подтверждено экспериментом.

В партонной модели нуклон представляется в виде совокупности свободных движущихся точечных конститuentов (партонов) и электрон взаимодействует независимо с индивидуальными партонами, причем это взаимодействие можно рассматривать как упругое рассеяние. В таком подходе взаимодействие электрона с нуклоном сводится к некогерентной сумме его взаимодействий с отдельными партонами, и при получении структурных функций $F_1(x)$ и $F_2(x)$ суммируются вероятности, а не амплитуды рассеяния (см. (4.113)). В глубоконеупругом рассеянии такой подход оправдан асимптотической свободой партонов, т. е. ослаблением их взаимодействий на малых расстояниях. В системе отсчета, в которой нуклон обладает бесконечным импульсом, эффект ослабления взаимодействия между партонами усиливается за счет релятивистского замедления времени — уменьшается частота актов взаимодействия партонов друг с другом. Виртуальный фотон успевает провзаимодействовать с партоном до того, как этот последний вступит во взаимодействие с другим партоном нуклона.

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию позволяют извлечь распределения $f_i(x)$ для различных типов партонов в составе нуклона — кварков и антикварков разного аромата и глюонов. В состав нуклона, во-первых, входят три *валентных* кварка (для протона это кварки u , u , d). Именно эти кварки определяют квантовые числа нуклона, и именно они наиболее близки к понятию конститuentных кварков. Помимо этого внутри нуклона непрерывно рождаются и исчезают виртуальные кварк-антикварковые ($q\bar{q}$) пары всех шести ароматов. Они генерируются глюонами, т. е. полем сильного взаимодействия, подобно тому как виртуальные электрон-позитронные пары непрерывно образуются в кулоновском поле. Эти виртуальные кварки и антикварки называют *морскими кварками*.

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию позволяют определить распределения $f(x)$ для всех типов (ароматов) валентных и морских кварков. Что касается глюонов, то их суммарная доля в протонном импульсе может быть найдена с помощью соотношения (4.114) после вычитания вкладов всех кварков и антикварков. Если бы можно было ограничиться участием в формировании полного импульса нуклона кварками (антикварками) u и d , то структурную функцию $F_2(x)$ нуклона можно было бы представить в виде

$$F_2(x) = \frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x)]. \quad (4.115)$$

Прежде чем показать, как выглядит структурная функция $F_2(x)$, извлеченная из экспериментов по рассеянию лептонов на протонах, по-

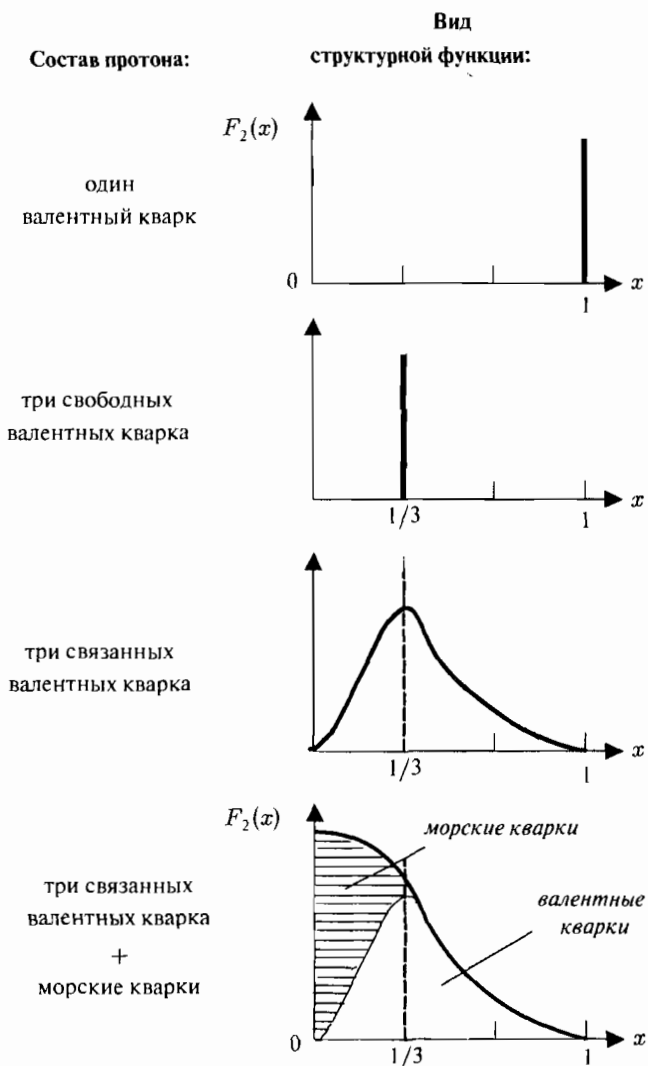


Рис. 4.20. Гипотетический вид структурной функции нуклона в зависимости от его состава

пытаемся спрогнозировать ее вид. Это проще всего сделать методом последовательных приближений (рис. 4.20). Если считать, что нуклон состоит из одного валентного кварка, то этот кварк целиком несет импульс нуклона и вид $F_2(x)$ дается верхним рисунком. Если нуклон состоит из трёх свободных валентных кварков одного типа, то на каждый из них при-

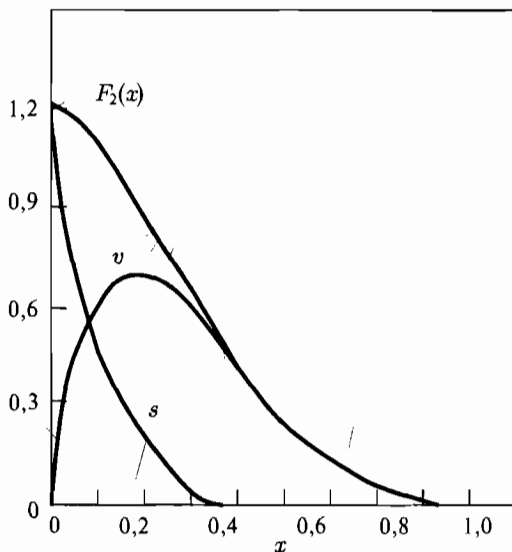


Рис. 4.21. Структурная функция $F_2(x)$ нуклона и импульсные распределения $x \cdot f(x)$ валентных (valence) и морских (sea) кварков

ходится $1/3$ импульса нуклона (второй рисунок сверху). При взаимодействии этих кварков возникает возможность перераспределения импульса нуклона между ними и импульсное распределение кварков размывается с сохранением максимума при $x = 1/3$ (третий рисунок сверху). Морские кварки, являясь виртуальными частицами, рождаются преимущественно с малыми импульсами и должны смещать максимум структурной функции в область $x \approx 0$ (нижний рисунок).

Вид структурной функции нуклона и импульсные распределения в нем валентных и морских кварков, извлеченные из данных экспериментов по глубоконеупругому рассеянию, в целом согласуются с вышеприведенными предсказаниями (см. рис. 4.21). Морские кварки действительно дают вклад в структурную функцию лишь при малых x . Их импульсное распределение $x \cdot f(x)$ быстро падает с ростом x и практически заканчивается к $x \approx 0,35$. Распределение для валентных кварков имеет максимум при $x \approx 0,2$ и спадает к нулю при $x \rightarrow 1$ и $x \rightarrow 0$. Это распределение сильно уширено за счет движения кварков внутри нуклона (так называемого фермиевского движения). При $x \rightarrow 1$ структурная функция приближается к нулю. Таким образом, практически невозможна ситуация, когда один кварк несет значительную часть импульса нуклона.

Важно отметить, что помимо глубоконеупругого рассеяния электронов на нуклонах, которое впервые дало убедительные свидетельства кваркового строения адронов, было выполнено большое число экспериментов по глубоконеупругому рассеянию других лептонов (мюонов, нейтрино

и антинейтрино) на нуклоне. Мюоны заряжены и точечны, как и электроны, но могут быть получены с существенно большими энергиями. Что касается нейтрино и антинейтрино (они также могут быть получены с энергиями, многократно превышающими энергии электронов), то эти нейтральные частицы взаимодействуют с кварками лишь посредством слабых сил, т. е. обменом W^\pm -бозонами. Как известно, пучки нейтрино (антинейтрино), сталкиваясь с нуклонами, за счет избирательного обмена W -бозонами способны отличать одни типы кварков от других, а также кварки от антикварков. Это существенно обогащает информацию о кварковой структуре, извлекаемую из опытов по глубоконеупругому рассеянию. Многочисленные эксперименты по глубоконеупругому рассеянию нуклонами различных лептонов с энергиями вплоть до 200 ГэВ дали полностью аналогичные результаты. Все они подтвердили партонную (т. е. кварк-глюонную) структуру адронов.

Интегрирование по x импульсных распределений кварков, извлеченных из опытов по глубоконеупругому рассеянию, позволяет найти долю импульса нуклона, которая приходится на кварки различного типа. Так, доли импульса нуклона, которые несут u - и d -кварки и антикварки (т. е. валентные и морские вместе), даются выражениями

$$\begin{aligned}\varepsilon_u &= \int_0^1 x \cdot [f_u(x) + f_{\bar{u}}(x)] dx, \\ \varepsilon_d &= \int_0^1 x \cdot [f_d(x) + f_{\bar{d}}(x)] dx.\end{aligned}\tag{4.116}$$

Для протона эксперимент дает

$$\varepsilon_u = 0,36, \quad \varepsilon_d = 0,18,\tag{4.117}$$

что полностью согласуется с его кварковым составом — uud . Остальные морские кварки (s и c) дают очень малый вклад. Поэтому для доли глюонов в суммарном импульсе протона получаем

$$\varepsilon_g = 1 - \varepsilon_u - \varepsilon_d = 0,46.\tag{4.118}$$

Таким образом, на долю глюонов приходится около половины импульса (и массы) нуклона.

Опыты по глубоконеупругому рассеянию позволяют также определить заряды и спины партонов внутри нуклона. Результаты опытов по глубоконеупругому рассеянию лептонов на нуклонах можно резюмировать следующим образом:

1. Внутри нуклона обнаружены точечноподобные объекты — партоны, в которых сосредоточена вся масса (внутренняя энергия) нуклона. Размер партонов $< 10^{-17}$ см.

2. Заряженные партоны имеют все характеристики кварков — их спин $1/2$, а заряды в единицах e либо $+2/3$, либо $-1/3$.
3. Нейтральные партоны, отождествляемые с глюонами, несут около половины внутреннего импульса (энергии) нуклона.

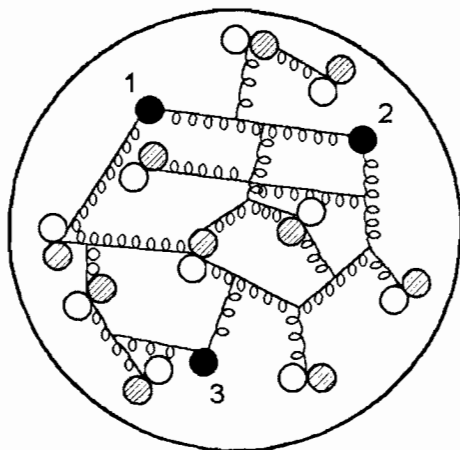


Рис. 4.22. Внутри протона. Темными кружками (цифры 1, 2, 3) отмечены валентные кварки. Светлые и заштрихованные кружки — виртуальные (морские) кварки и антикварки. Пружинки, соединяющие кварки, — глюоны

В целом результаты этих исследований подтверждают, что нуклон это частица, состоящая из трех валентных кварков, виртуальных морских кварков-антикварков и глюонов.

Попытаемся теперь, основываясь на изложенном материале, «заглянуть» внутрь протона. То, что мы увидим, зависит от пространственного разрешения, определяемого длиной волны виртуального фотона $\lambda = h/q$, где q — импульс виртуального фотона. Энергии современных ускорителей отвечают разрешению $\approx 0,01$ Фм. При таком разрешении видны отдельные составляющие протона — партоны. Прежде всего это три валентных кварка. Валентные кварки окружены испускаемыми и поглощаемыми ими виртуальными глюонами, реализующими межкварковое сильное взаимодействие. Глюоны рожают виртуальные кварк-антикварковые пары, аннигилирующие затем вновь в глюоны. Эти виртуальные пары образуют множество морских кварков. Наблюдаемая внутренняя картина протона условно представлена на рис. 4.22.

Глава 5

Распады адронов

§ 1. Распады адронов

Все адроны за исключением протона являются *нестабильными частицами* и характеризуются способом распада и средним временем жизни τ . Определяющим для скорости распада является то, какое фундаментальное взаимодействие лежит в глубинной основе превращения адрона. Быстрее всего — за характерные времена $\approx 10^{-23}$ с — происходят распады за счет сильного взаимодействия. Следующими по скорости являются распады за счет электромагнитного взаимодействия. Обычно их времена больше 10^{-19} с. Наконец, медленнее всего совершаются распады с участием слабых сил. Слабые распады идут в тех случаях, когда запрещены сильные и электромагнитные распады. Обычно время слабых распадов $> 10^{-13}$ с.

Помимо типа фундаментального взаимодействия на вероятность распада оказывает влияние ряд других факторов. Так, с ростом энергии, освобождающейся при распаде, его вероятность растет. Чтобы разобраться в роли различных факторов в распаде адронов, рассмотрим несколько примеров. Вначале обсудим механизм распада адронов, протекающий по слабому взаимодействию. Испускание W -бозона, которое необходимо для протекания слабого распада, происходит на кварковом уровне. Поэтому в своей основе слабые распады адронов вызываются межкварковыми силами. На рис. 5.1 изображена кварковая диаграмма распада нейтрона.

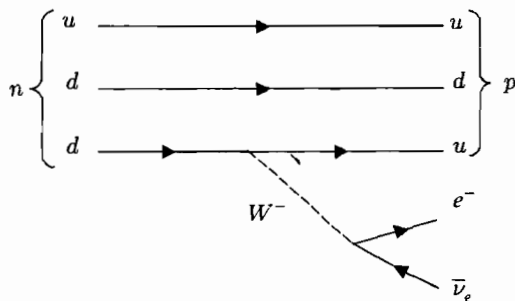


Рис. 5.1. Кварковая диаграмма распада нейтрона

Механизм его следующий: нейтрон представляет собой конфигурацию трех конституэнтных кварков udd . Один из его d -кварков испускает виртуальный W -бозон и превращается в u -кварк. Затем W -бозон превращается в электрон и электронное антинейтрино.

Адроны, распадающиеся по слабому взаимодействию, являются наиболее долгоживущими, что обусловлено малостью эффективной константы слабого взаимодействия. Среди них нейтрон является чемпионом-долгожителем: его время жизни $\tau_n \approx 900$ с. Все остальные адроны живут гораздо меньше. Для нейтрона распад

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5.1)$$

— единственный распад, допустимый законами сохранения энергии, электрического, барионного и лептонного зарядов.

Долгожителство нейтрона обусловлено двумя причинами. Во-первых, поскольку при его распаде излучается электрон и электронное антинейтрино, то процесс распада протекает по слабому взаимодействию и должен быть достаточно медленным. Во-вторых, вероятность слабого процесса пропорциональна Q^5 , где Q — энергия, выделяющаяся при слабом распаде. При распаде нейтрона эта энергия ($m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 - m_{\bar{\nu}} c^2$) всего лишь около 0,8 МэВ, что в адронных масштабах является очень малой величиной.

Распад нейтрона протекает по слабому взаимодействию, потому что при этом испускается нейтрино, участвующее только в слабом взаимодействии. Существуют, однако, слабые распады адронов, которые происходят без испускания нейтрино (антинейтрино). Для того чтобы убедиться, что и в этом случае за распад отвечают слабые силы, необходимо проанализировать кварковые квантовые числа адронов — проекцию изоспина, странность, очарование и боттом. Если эти квантовые числа в процессе распада изменяются, то такой распад происходит только в результате слабых взаимодействий.

В качестве примера приведем распад Σ^- -гиперона (время жизни $1,5 \cdot 10^{-10}$ с):

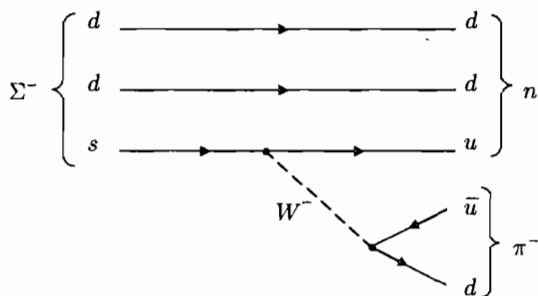
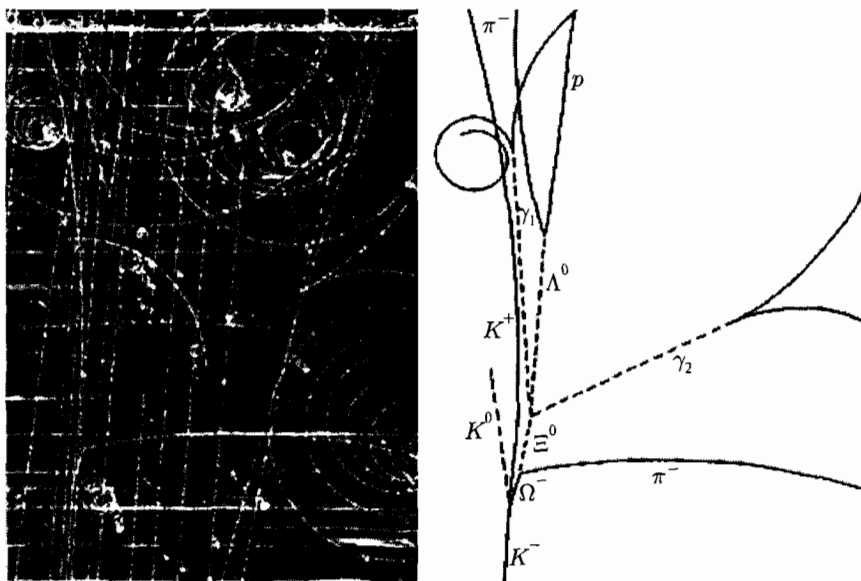
$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^- \quad (5.2)$$

Фейнмановская диаграмма распада Σ^- -гиперона приведена на рис. 5.2. Видно несохранение странности. Не сохраняются также изоспин и проекция изоспина.

На рис. 5.3 показана фотография образования Ω^- -гиперона в пузырьковой камере в реакции

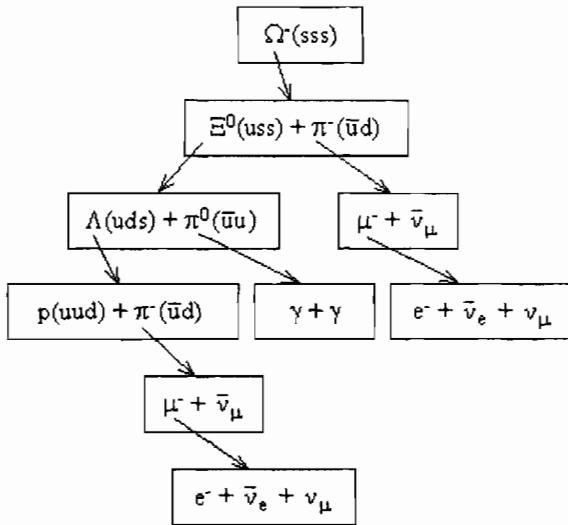
$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^0 + K^+ \quad (5.3)$$

и его последующего распада с расшифровкой наблюдаемых треков. Так как реакция происходит в результате сильного взаимодействия, странность сохраняется. Поэтому рождение Ω^- -гиперона со странностью $s = -3$ сопровождается появлением K^0 - и K^+ -мезонов с положительной странностью $s(K^0) = s(K^+) = +1$. Странность K^- -мезона равна -1 .

Рис. 5.2. Кварковая диаграмма распада Σ^- -гиперонаРис. 5.3. Фотография рождения и распада Ω^- -гиперона в пузырьковой камере и расшифровка этого события

Образовавшиеся в результате реакции (5.3) частицы Ω^- , K^0 и K^+ распадаются на другие частицы (цепочка распадов показана на рис. 5.4). В правой части рис. 5.3 пунктирными линиями показаны нейтральные частицы, которые не оставляют треков в пузырьковой камере. Присутствие и характеристики нейтральных частиц устанавливаются по трекам заряженных частиц на основе законов сохранения. На рис. 5.4 также приведен кварковый состав образующихся в результате распада частиц.

Распад Ω^- происходит за счет слабых сил, что следует уже из его времени жизни $0,8 \cdot 10^{-10}$ с. При этом не сохраняется ни странность, ни изо-

Рис. 5.4. Цепочка распадов Ω^- -гиперона

спин, ни его проекция. В процессе этого распада один из трех странных кварков Ω^- -гиперона превращается в u -кварк:

$$s \rightarrow u + W^- \rightarrow u + \bar{u} + d \rightarrow u + \pi^-(\bar{u}d). \quad (5.4)$$

В слабых распадах странность может изменяться не более чем на 1, поэтому распад Ω^- -гиперона приводит к образованию цепочки последовательных распадов с появлением в конечном состоянии стабильных частиц.

Таблица 5.1

Каналы распада Ω^- -гиперона

Каналы распада	Относительные вероятности
ΛK^-	$(67,8 \pm 0,7) \%$
$\Xi^0 \pi^-$	$(23,6 \pm 0,7) \%$
$\Xi^- \pi^0$	$(8,6 \pm 0,4) \%$
$\Xi^- \pi^+ \pi^-$	$(4,3^{+3,4}_{-1,3}) \cdot 10^{-4}$
$\Xi(1530)^0 \pi^-$	$(6,4^{+5,1}_{-2,0}) \cdot 10^{-4}$
$\Xi^0 e^- \bar{\nu}_e$	$(5,6 \pm 2,8) \cdot 10^{-3}$
$\Xi^- \gamma$	$< 4,6 \cdot 10^{-4}$
Запрещенная мода распада $\Lambda \pi^-$ с изменением странности на 2	$< 2 \cdot 10^{-4}$

Показанный на рис. 5.3 и 5.4 распад Ω^- не является единственно возможным способом (каналом) его распада. Другие возможные каналы распада этой частицы перечислены в табл. 5.1 с указанием их относительной вероятности.

§ 2. Распады π -мезонов и заряженных каонов

Рассмотрим распады заряженного пиона (π^\pm). Так как π^\pm -мезон является самым легким положительно заряженным адроном, он должен распадаться на легкие заряженные лептоны e^\pm или μ^\pm и соответствующие нейтрино $\nu_e(\nu_\mu)$ или антинейтрино $\bar{\nu}_e(\bar{\nu}_\mu)$. Этот распад происходит за счет слабого взаимодействия, поэтому π^\pm -мезон имеет характерное для слабого взаимодействия время жизни $\tau(\pi^\pm) = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с.

В табл. 5.2 приведены относительные вероятности различных каналов распада π^+ -мезона.

Так как π^+ и π^- являются частицей и античастицей, они имеют одинаковые времена жизни и зарядовосопряженные (т. е. с заменой всех частиц на античастицы) каналы распада. Мы видим, что доминирует канал распада π^+ -мезона на мюон и мюонное нейтрино

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (5.5)$$

Этот факт на первый взгляд является удивительным, поскольку существует не запрещенный никакими законами сохранения распад, аналогичный (5.5), но на пару лептонов первого поколения:

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e, \quad (5.6)$$

который идет со значительно бóльшим энерговыделением (масса e^\pm меньше массы μ^\pm в 207 раз). Однако происходит он в 10^4 раз реже. При прочих равных условиях распад тем вероятнее, чем больше энергия распада Q

Таблица 5.2

Каналы распада π^+ -мезона ($\tau = 2,6 \cdot 10^{-8}$ с)

Каналы распада	Относительные вероятности
$\mu^+ \nu_\mu$	99,988 %
$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
$e^+ \nu_e$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
$e^+ \nu_e \gamma$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
$e^+ \nu_e \pi^0$	$1,0 \cdot 10^{-8}$
$e^+ \nu_e e^+ e^-$	$3,2 \cdot 10^{-9}$
$e^+ \nu_e \nu \bar{\nu}$	$< 5 \cdot 10^{-6}$

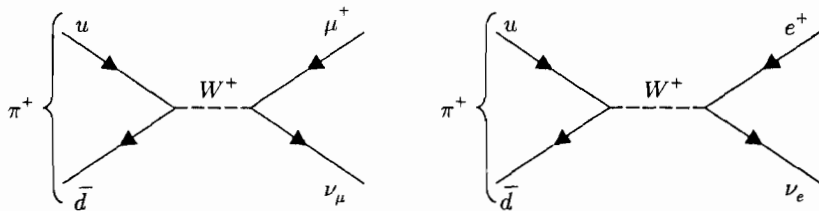


Рис. 5.5. Диаграммы распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$

(за счет большего числа доступных конечных состояний образующихся частиц или, как часто говорят, большего *фазового объема*). Энергии распада Q для сравниваемых процессов (5.5) и (5.6) составляют соответственно $(m_\pi - m_\mu)c^2 = 34$ МэВ и $(m_\pi - m_e)c^2 = 139$ МэВ. Таким образом, существует какой-то механизм, который подавляет процесс (5.6). Рассмотрим причину подавления распада (5.6).

Оба сравниваемых распада слабые и идут через промежуточный заряженный бозон (W^\pm). Диаграммы этих распадов показаны на рис. 5.5 и имеют одинаковый вид (в дальнейшем для определенности будем говорить о распаде π^+) и содержат по два узла, характеризуемых одинаковой константой слабого взаимодействия α_w .

Пион — частица с нулевым спином. Поэтому законы сохранения углового момента и импульса требуют, чтобы лептоны в системе покоя пиона летели в противоположные стороны с противоположно направленными спинами ($\vec{J}_e + \vec{J}_\nu = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = \vec{0}$). При этом, поскольку нейтрино левополяризовано (спиральность $h_\nu = -1$), то сравниваемые распады выглядят так, как показано на рис. 5.6.

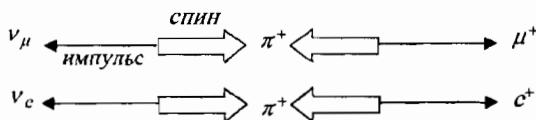


Рис. 5.6. Ориентация спинов и импульсов конечных частиц при распаде π^+ -мезона

Заряженные лептоны также вылетают левополяризованными, но эта поляризация для них является «неправильной», так как ультррелятивистские e^+ и μ^+ в слабых процессах с заряженными слабыми токами рождаются правополяризованными. Эта «неправильная» поляризация в данном случае навязана e^+ и μ^+ определенной спиральностью нейтрино.

Для качественного объяснения эффекта подавления распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ по сравнению с распадом $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ достаточно вспомнить, что e^+ и μ^+ рождаются в слабых процессах со спиральностью $h = v/c$, т. е. v/c всех рождающихся e^+ и μ^+ должны быть правополяризованными (эту поляризацию мы называем «правильной»). Соответственно $1 - v/c$ положительно

Таблица 5.3

Каналы распада π^0 -мезона ($\tau = 0,84 \cdot 10^{-16}$ с)

Каналы распада	Относительные вероятности
2γ	98,80 %
$e^+e^-\gamma$	1,2 %
$e^+e^+e^-e^-$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
e^+e^-	$6,2 \cdot 10^{-8}$
4γ	$< 2 \cdot 10^{-8}$

Таблица 5.4

Каналы распада K^+ -мезона ($\tau = 1,24 \cdot 10^{-8}$ с)

Каналы распада	Относительные вероятности
$\mu^+\nu_\mu$	63,4 %
$\pi^+\pi^0$	20,9 %
$\pi^+\pi^+\pi^-$	5,6 %
$\pi^0e^+\nu_e$	5,0 %
$\pi^0\mu^+\nu_\mu$	3,3 %
$\pi^+\pi^0\pi^0$	1,8 %
$\mu^+\nu_\mu\gamma$	$6,2 \cdot 10^{-3}$
$\pi^0\pi^0\gamma$	$2,8 \cdot 10^{-4}$
$\pi^0e^+\nu_e\gamma$	$2,7 \cdot 10^{-4}$
$\pi^+\pi^+\pi^-\gamma$	$1,0 \cdot 10^{-4}$
$\pi^+\pi^-e^+\nu_e$	$4,1 \cdot 10^{-5}$
$\pi^0\pi^0e^+\nu_e$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
$e^+\nu_e$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
$\pi^+\pi^-\mu^+\nu_\mu$	$1,4 \cdot 10^{-5}$

заряженных лептонов будут левополяризованными, т. е. поляризованными «неправильно». Распад с «правильно» поляризованными e^+ и μ^+ запрещен законом сохранения углового момента. Поэтому распад π^+ идет с «неправильно» поляризованными e^+ и μ^+ , а доля таких распадов равна $1 - v/c$. Так как в распаде $\pi \rightarrow e\nu$ электроны (позитроны) ультрарелятивистские, то $v_e/c \approx 1$ и $1 - v_e/c \approx 0$. В распаде $\pi \rightarrow \mu\nu$ мюоны нерелятивистские, v_μ/c сравнительно мало и $1 - v_\mu/c$ довольно велико, т. е. вероятность рождения «неправильно» поляризованных мюонов значительна. Поэтому вероятность распада $\pi \rightarrow \mu\nu$ за счет этого эффекта во много раз превосходит вероятность распада $\pi \rightarrow e\nu$.

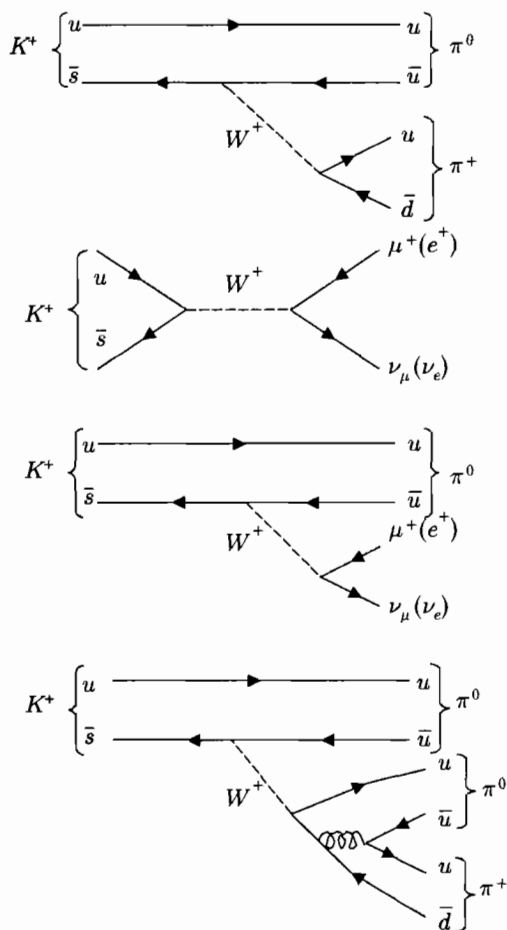


Рис. 5.7. Кварковые диаграммы некоторых распадов K^+ -мезона

Распад π^0 -мезона происходит в результате электромагнитного взаимодействия. Поэтому время жизни π^0 -мезона ($\tau(\pi^0) = 0,84 \cdot 10^{-16}$ с) много меньше времени жизни заряженных пионов. Основные каналы распада π^0 -мезона перечислены в табл. 5.3.

K -мезоны, так же как и заряженные π -мезоны, распадаются за счет слабых взаимодействий. Их время жизни $10^{-8}-10^{-10}$ с. Каналы распада K^+ -мезона приведены в табл. 5.4. Так же как и в случае распадов π^+ -мезонов, подавление каналов распада $e^+\nu_e$ по сравнению с $\mu^+\nu_\mu$ происходит из-за того, что в слабых распадах ультрарелятивистские лептоны рождаются левополяризованными, а антилептоны правополяризованными. На рис. 5.7 приведены диаграммы Фейнмана некоторых распадов K^+ -мезона.

Анализ кварковых диаграмм распада K^\pm -мезонов показывает, что все распады вызваны слабыми силами и идут при участии виртуального W -бозона. Распады W -бозона различными способами объясняют многообразие каналов распада K^\pm -мезонов. В распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^+$ в результате сильного взаимодействия глюон рождает дополнительную пару $u\bar{u}$ и образовавшиеся 3 кварка и 3 антикварка образуют 3 π -мезона (см. нижнюю диаграмму рис. 5.7). Все распады K^\pm -мезонов сопровождаются распадом странного кварка, т. е. исчезновением странности.

Анализ большого числа каналов образования и распада странных частиц позволяет сформулировать закон сохранения странности (квантового числа s).

Закон сохранения квантового числа s :

В сильных и электромагнитных взаимодействиях квантовое число s сохраняется: $\Delta s = 0$;

*в слабых взаимодействиях s не изменяется или изменяется на единицу:
 $\Delta s = 0, \pm 1$*

§ 3. Правила отбора для слабых распадов адронов

Для слабых распадов адронов с изменением странности удалось подметить три интересных правила. Первое из них сформулировано в конце предыдущего параграфа и состоит в том, что абсолютное значение странности при распаде может изменяться не более чем на единицу:

$$|\Delta s| = 0 \text{ или } 1. \quad (5.7)$$

Для распадов каонов и гиперонов Λ , Σ^\pm это правило выполняется, так как здесь $|s| = 1$ для распадающейся частицы и $s = 0$ для всех продуктов распада. Следствием правила (5.7) является запрет распадов гиперонов со странностями $s = -2$ и -3 сразу на нестранные частицы. Например,

$$\Xi^- \rightarrow n + \pi^-, \quad \Omega^- \rightarrow n + \pi^-, \quad \Xi^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (5.8)$$

Эти и им подобные распады до сих пор не наблюдались. Если принять, что распад адрона с изменением странности обусловлен элементарными диаграммами распада странного кварка типа $s \rightarrow u + \pi^- (u\bar{d})$ или $s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ (примеры подобных и зарядовосопряженных им распадов приведены на рис. 5.2 и 5.7), то правило $|\Delta s| = 1$ будет выполняться автоматически, поскольку для распада $|\Delta s| = 2$ потребуется два виртуальных W -бозона, т. е. четыре слабых узла, так что соответствующая вероятность распада получится ничтожно малой.

Второе правило отбора состоит в том, что изоспин при распаде с изменением странности изменяется только на $1/2$:

$$|\Delta I| = 1/2. \quad (5.9)$$

Это правило подсказывается соотношением (3.46) Гелл-Манна и Нишиджимы: $Q = I_3 + (B + s)/2$, согласно которому при изменении странности на единицу проекция изоспина должна изменяться на $1/2$:

$$|\Delta I_3| = 1/2. \quad (5.10)$$

Но из (5.10) получается, что сам изоспин может измениться не только на $1/2$, но и, например, на $3/2$. Поэтому (5.9) является ограничением, дополнительным к (5.10).

Наконец, третьим заслуживающим упоминания правилом отбора является соотношение

$$\Delta Q = \Delta s \quad (5.11)$$

для распадов адронов с участием лептонов. Здесь через ΔQ обозначено изменение при распаде суммарного электрического заряда адронов (полный электрический заряд всех частиц измениться не может). Это правило также диктуется соотношением Гелл-Манна и Нишиджимы. Им, в частности, разрешаются распады

$$K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-, \quad \Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (5.12)$$

и запрещаются сходные распады

$$K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+, \quad \Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e, \quad \Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e. \quad (5.13)$$

Проследим, насколько правильно и полно теория с промежуточными бозонами описывает эти правила отбора в слабых распадах адронов.

1. Правило $|\Delta s| = 0, 1$ (5.7) соблюдается потому, что в элементарном узле $\{qqW\}$ странность либо не изменяется, либо изменяется на единицу. Так, при рождении W^+ -бозона странность может только уменьшиться на единицу (например, $\bar{s} \rightarrow W^+ + \bar{u}$, $u \rightarrow W^+ + s$ и др.), а при его поглощении только на единицу возрасти.
2. Правило $|\Delta I| = 1/2$ можно объяснить так: распад с изменением странности идет через элементарный узел $\{usW\}$, в котором только u -кварк имеет ненулевой изоспин, равный как раз $1/2$. Тем самым в этом узле происходит изменение изоспина $1/2$, что и дает требуемое правило. Следует, однако, учесть, что дополнительное изменение изоспина может произойти во втором элементарном узле (например, $\{udW\}$) полного четырехфермионного узла. Реально небольшая доля $|\Delta I| = 3/2$ действительно наблюдается. Укажем, что для лептонных распадов очарованных мезонов всегда будет $\Delta I = 0$, поскольку этот распад идет через элементарный узел $\{scW\}$, содержащий кварки только с нулевым изоспином.

3. Правило отбора $\Delta Q = \Delta s$ при лептонных распадах адронов выполняется по той простой причине, что W -бозон заряжен. Поэтому изменение странности кварка при испускании или поглощении W -бозона должно сопровождаться изменением заряда кварка.

Исследования образования и распадов очарованных частиц привели к закону сохранения квантового числа s .

Закон сохранения квантового числа s :

В сильных и электромагнитных взаимодействиях квантовое число очарование сохраняется: $\Delta c = 0$;

в слабых взаимодействиях квантовое число s не изменяется или изменяется на единицу: $\Delta c = 0, \pm 1$

На рис. 5.8 и 5.9 показаны некоторые каналы распада двух адронов D^+ и Λ_c^+ , имеющих в своем составе c -кварк:

$$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + \pi^+ + \pi^0, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow p + \bar{K}^0. \quad (5.14)$$

Распады D^+ и Λ_c^+ происходят в результате слабого распада c -кварка на s -кварк и W^+ -бозон с последующим распадом W^+ -бозона на пару $u\bar{d}$:

$$c \rightarrow s + W^+ \rightarrow s + u + \bar{d}. \quad (5.15)$$

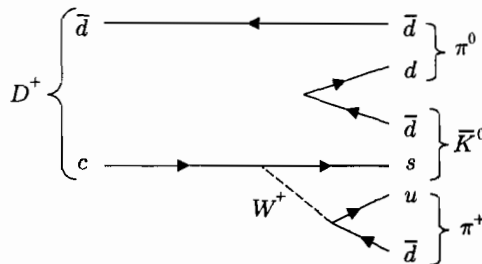


Рис. 5.8. Кварковая диаграмма одного из каналов распада D^+ -мезона. Глюон, рождающий $d\bar{d}$ -пару, не показан

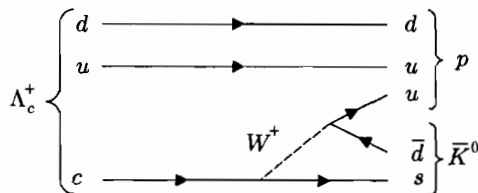


Рис. 5.9. Кварковая диаграмма одного из каналов распада Λ_c^+ -гиперона

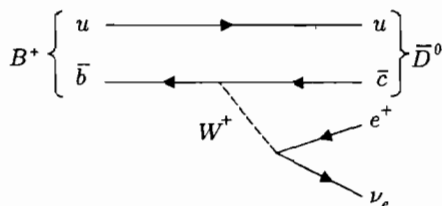


Рис. 5.10. Кварковая диаграмма одного из каналов распада B^+ -мезона

В распаде D^+ в результате сильного взаимодействия между кварками дополнительно рождается пара $d\bar{d}$. Обе очарованные частицы имеют характерное для слабого распада время жизни:

$$\begin{aligned}\tau(D^+) &= 1,0 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \\ \tau(\Lambda_c^+) &= 2,0 \cdot 10^{-13} \text{ с}.\end{aligned}\quad (5.16)$$

Исследования распада частиц, имеющих в своем составе b -кварк, привели к формулировке закона сохранения квантового числа b .

Закон сохранения квантового числа b :

В сильных и электромагнитных взаимодействиях квантовое число b сохраняется: $\Delta b = 0$;

в слабых взаимодействиях квантовое число b не изменяется или изменяется на единицу: $\Delta b = 0, \pm 1$

На рис. 5.10. приведена кварковая диаграмма одного из каналов распада B^+ -мезона.

В слабых распадах адронов с образованием в конечном состоянии лептонов в силу закона сохранения лептонного числа всегда образуется пара лептон-антилептон одного поколения. Примерами являются распад нейтрона и распад B^+ -мезона (рис. 5.10). Для этих распадов также можно сформулировать простые правила, связывающие изменения ароматов начального и конечного адронов с изменением их электрических зарядов. Лептонный слабый распад адрона — это, как правило, слабый распад в нем кварка с образованием более легкого кварка (исключение составляет распад $u \rightarrow d + W^+$):

$$\begin{aligned}d &\rightarrow u + W^- \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \\ s &\rightarrow u + W^- \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \\ c &\rightarrow s + W^+ \rightarrow s + e^+ + \nu_e, \\ b &\rightarrow c + W^- \rightarrow c + e^- + \bar{\nu}_e.\end{aligned}\quad (5.17)$$

Легко убедиться, что эти распады подчиняются следующим правилам:

$$\begin{aligned}
 |\Delta I| &= 1, & \Delta Q &= \Delta I, \\
 |\Delta s| &= 1, & \Delta Q &= \Delta s, \\
 |\Delta c| &= 1, & \Delta Q &= \Delta c, \\
 |\Delta b| &= 1, & \Delta Q &= \Delta b.
 \end{aligned}
 \tag{5.18}$$

Эти правила удобны для проверки возможности слабых распадов адронов.

Таким образом, распады адронов протекают за счет слабого взаимодействия, если они происходят с изменением проекции изоспина I_3 , странности s , очарования (шарма) c , боттома b .

Нейтральные адроны распадаются также в результате электромагнитных и сильных взаимодействий и поэтому протекают значительно быстрее, чем слабые распады адронов, рассмотренные выше. Примером является распад нейтрального пиона $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Он описывается механизмом, близким по духу диаграмме аннигиляции электрона и позитрона (рис. 5.11).

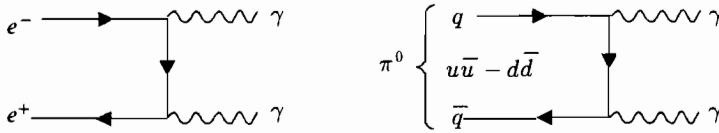


Рис. 5.11. Диаграммы e^+e^- -аннигиляции и $\pi^0(u\bar{u} - d\bar{d})$ -распада в 2γ -кванта

Аналогичная ситуация имеет место в распадах Σ -частиц. Заряженные гипероны распадаются, как видно из рис. 5.2, в результате слабого взаимодействия. В то же время нейтральный Σ^0 -гиперон распадается в результате электромагнитного взаимодействия (рис. 5.12).

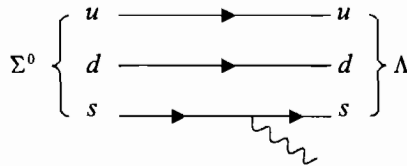


Рис. 5.12. Одна из кварковых диаграмм распада Σ^0 -гиперона

При превращении Σ^0 -гиперона в Λ -гиперон происходит изменение изоспина адрона. Как известно, $I(\Sigma^0) = 1$, $I(\Lambda) = 0$. Проекция изоспина сохраняется: $I_3(\Sigma^0) = I_3(\Lambda) = 0$.

Признаком электромагнитного взаимодействия является протекание процесса без изменения проекции изоспина, странности, очарования и боттома. Подчеркнем, однако, что в электромагнитных процессах полный изоспин не сохраняется. В тех случаях, когда в распаде принимают участие фотоны, то процесс несомненно протекает по электромагнитному

взаимодействию. Если фотоны явным образом не участвуют в распаде, то определение типа взаимодействия, в результате которого происходит распад, является непростым. Примером может служить трехпионный распад η -мезона:

$$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad \text{или} \quad \eta \rightarrow 3\pi^0. \quad (5.19)$$

Ширина распада η -мезона равняется 1,30 кэВ, что намного меньше характерных ширин распадов, протекающих по сильному взаимодействию ($\Gamma = 1,30$ кэВ отвечает времени распада $10^{-17} - 10^{-18}$ с). Этот факт заставляет считать, что распады (5.19) происходят в результате электромагнитного взаимодействия.

Рассмотрение распадов адронов завершим следующими примерами.

Пример. Нарисовать кварковые диаграммы распадов:

- 1) $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$;
- 2) $\rho^0(770) \rightarrow e^+ + e^-$;
- 3) $\eta'(958) \rightarrow 3\pi^0$.

Какие взаимодействия ответственны за эти распады?

Решение.

1) $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$

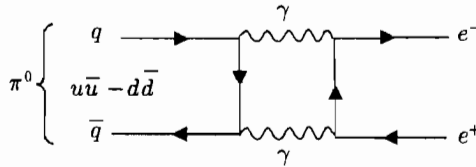


Рис. 5.13. Диаграмма распада π^0

Распад происходит в результате электромагнитного взаимодействия.

2) $\rho^0(770) \rightarrow e^+ + e^-$

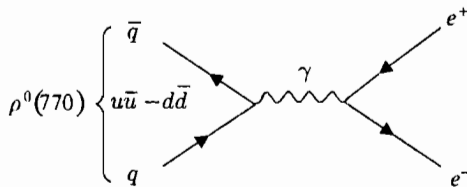


Рис. 5.14. Диаграмма распада ρ^0

Распад происходит в результате электромагнитного взаимодействия.

Разница в диаграммах распадов 1) и 2) связана с различием зарядовой четности π^0 -мезона $C(\pi^0) = +1$ и ρ^0 -мезона $C(\rho^0) = -1$. Так как зарядовая четность γ -кванта $C(\gamma) = -1$, то распад π^0 -мезона возможен только при участии двух

γ -квантов — $C(\pi^0) = C(\gamma)C(\gamma) = (-1)(-1) = +1$. Для ρ^0 -мезона распад возможен с участием только одного γ -кванта $C(\rho^0) = C(\gamma) = -1$.

3) $\eta'(958) \rightarrow 3\pi^0$

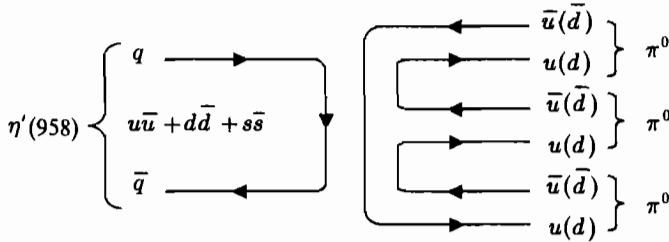


Рис. 5.15. Диаграмма распада $\eta'(958)$. Глюоны не показаны

Распад происходит в результате сильного взаимодействия.

Пример. Какие из приведенных ниже слабых распадов адронов запрещены, а какие разрешены:

- 1) $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$;
- 2) $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$;
- 3) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$?

Нарисовать диаграммы разрешенных распадов.

Решение. Лептонные слабые распады адронов с изменением странности подчиняются следующим правилам: $|\Delta s| = 1$ и $\Delta Q = \Delta s$, где ΔQ и Δs — изменения электрического заряда и странности адронов (см. (5.18)).

Определим изменения электрического заряда адронов $Q_{\text{адр}}$ и странности s в этих распадах:

$$\begin{array}{l}
 1. \quad K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \\
 Q_{\text{адр}}: \quad 0 \rightarrow -1, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = -1, \\
 s: \quad 1 \rightarrow 0, \quad \Delta s = -1.
 \end{array}$$

Распад разрешен, так как $\Delta Q = \Delta s$.

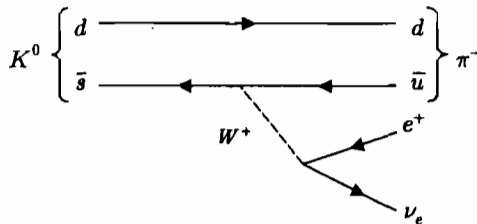


Рис. 5.16. Диаграмма распада $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$

$$\begin{aligned}
 2. \quad & \Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e \\
 & Q_{\text{адр}}: \quad -1 \rightarrow 0, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = 1, \\
 & s: \quad -1 \rightarrow 0, \quad \Delta s = 1.
 \end{aligned}$$

Распад разрешен, так как $\Delta Q = \Delta s$.

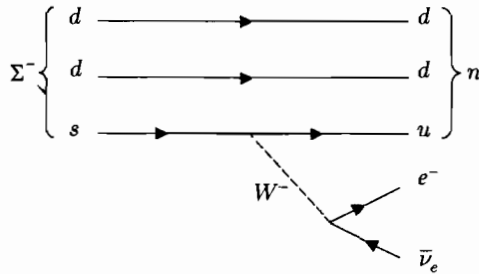


Рис. 5.17. Диаграмма распада $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$

$$\begin{aligned}
 3. \quad & \Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e \\
 & Q_{\text{адр}}: \quad 0 \rightarrow -1, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = -1, \\
 & s: \quad -2 \rightarrow -1, \quad \Delta s = 1.
 \end{aligned}$$

Распад запрещен, так как $\Delta Q \neq \Delta s$.

Пример. Какие из перечисленных ниже четырех способов распада K^+ -мезона возможны? Для разрешенных распадов нарисовать диаграммы, для запрещенных указать причину запрета.

- 1) $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$; 3) $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \bar{\nu}_e$;
- 2) $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$; 4) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$.

Решение. Определим изменения электрического заряда Q , странности s и проекции изоспина I_3 адронов и лептонного числа L_e :

$$\begin{aligned}
 1. \quad & K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^- \\
 & Q_{\text{адр}}: \quad +1 \rightarrow +1, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = 0, \\
 & s: \quad +1 \rightarrow 0, \quad \Delta s = -1, \\
 & I_3: \quad +1/2 \rightarrow +1, \quad \Delta I_3 = 1/2, \\
 & L_e: \quad 0 \rightarrow 0 - 1 + 1, \quad \Delta L_e = 0.
 \end{aligned}$$

Распад запрещен, так как изменение странности адронов $\Delta s = -1$, а изменение их электрического заряда $\Delta Q_{\text{адр}} = 0$, т. е. $\Delta Q \neq \Delta s$.

$$\begin{aligned}
 2. \quad & K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\
 & Q_{\text{адр}}: \quad +1 \rightarrow 0, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = -1, \\
 & s: \quad +1 \rightarrow 0, \quad \Delta s = -1, \\
 & I_3: \quad +1/2 \rightarrow 0, \quad \Delta I_3 = -1/2, \\
 & L_e: \quad 0 \rightarrow -1 + 1, \quad \Delta L_e = 0.
 \end{aligned}$$

Распад разрешен — выполнены все законы сохранения для слабого взаимодействия. Слабое взаимодействие допускает несохранение странности и изоспина. Диаграмма этого распада приведена на рис. 5.7 (вторая сверху).

$$\begin{array}{l}
 3. \quad K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \bar{\nu}_e \\
 Q_{\text{адр}}: \quad +1 \rightarrow 0, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = -1, \\
 s: \quad +1 \rightarrow 0, \quad \Delta s = -1, \\
 I_3: \quad +1/2 \rightarrow 0, \quad \Delta I_3 = -1/2, \\
 L_e: \quad 0 \rightarrow 0 - 1 - 1, \quad \Delta L_e = -2.
 \end{array}$$

Распад запрещен законом сохранения лептонного числа L_e .

$$\begin{array}{l}
 4. \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\
 Q_{\text{адр}}: \quad +1 \rightarrow +1 + 0, \quad \Delta Q_{\text{адр}} = 0, \\
 s: \quad +1 \rightarrow 0 + 0, \quad \Delta s = -1, \\
 I_3: \quad +1/2 \rightarrow +1 + 0, \quad \Delta I_3 = 1/2.
 \end{array}$$

Распад разрешен — выполнены все законы сохранения для слабого взаимодействия. Так как распад не является лептонным распадом адронов, то выполнение правила $\Delta Q_{\text{адр}} = \Delta s$ не является необходимым. Диаграмма этого распада приведена на рис. 5.7 (первая сверху).

§ 4. Резонансы

Если у адрона имеются каналы распада, в которых сохраняются все квантовые числа, то распад может происходить в результате сильного взаимодействия. Вероятности распада λ в этом случае максимальны, а времена жизни имеют порядок $\tau \approx 10^{-23}$ с. Частицы, живущие столь короткое время, называются *резонансами*. Примером распада резонанса является распад Δ^- -резонанса: $\Delta^- \rightarrow n + \pi^-$ (рис. 5.18).

Интересно отметить, что распады Σ^- -гиперона (рис. 5.2) и Δ^- -резонанса идут в одно и то же конечное состояние с примерно одной и той же кинематикой, поскольку массы распадающихся частиц почти одинаковы (1 197 и 1 232 МэВ/ c^2). Вместе с тем вероятности их распада различаются

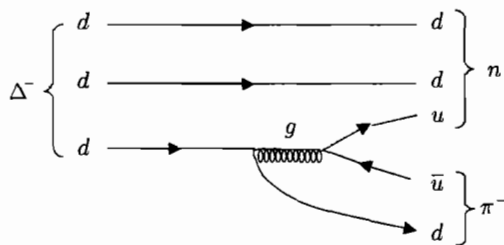


Рис. 5.18. Одна из диаграмм, дающая вклад в распад Δ^- -резонанса

на 13 порядков:

$$\begin{aligned} \Delta^- &\rightarrow n + \pi^-, \quad \tau \approx 10^{-23} \text{ с} \quad (\text{сильный распад}), \\ \Sigma^- &\rightarrow n + \pi^-, \quad \tau \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ с} \quad (\text{слабый распад}). \end{aligned} \quad (5.20)$$

При аномально малых временах жизни τ обычно приводят не время жизни, а ширину распада Γ , которая связана с τ соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$ и чаще всего измеряется в МэВ.

У резонансов с $\tau \approx 10^{-23}$ с ширины Γ должны быть ≈ 100 МэВ. Шириной такого порядка характеризуются нуклонные резонансы N и Δ . Аналогичным образом распадаются гиперонные резонансы. Например, ширина $\Lambda(1405)$ равна 50 МэВ, $\Sigma(1385)$ — 36–39 МэВ и т. д.

Современные методы регистрации не позволяют непосредственно измерять времена жизни резонансов или их пробеги до распада. Так, за время своего существования ($\approx 10^{-23}$ с) резонансная частица, даже двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, способна преодолеть расстояние всего несколько Фм. Поэтому частицы-резонансы наблюдаются в некотором смысле косвенно.

Один из основных методов наблюдения резонансов — это наблюдение резонансов как максимумов в зависимостях сечений реакций от энергии сталкивающихся частиц. Идентификация резонансов с частицами основывается на том, что резонансы в сечениях обусловлены двухступенчатым характером протекания реакции:

$$\psi_i \rightarrow \psi_{\text{рез}} \rightarrow \psi_f, \quad (5.21)$$

где индексами i, f отмечены начальное и конечное состояния системы, а индексом «рез» — промежуточное состояние, соответствующее возбуждению резонанса.

На рис. 5.19 и 5.20 приведены зависимости сечений реакций $\pi^+ + p$ и $\pi^- + p$ от импульса пионов в лабораторной системе координат (ЛСК). На нижней шкале приводится величина Wc^2 , являющаяся полной энергией πp -столкновения в системе центра инерции.

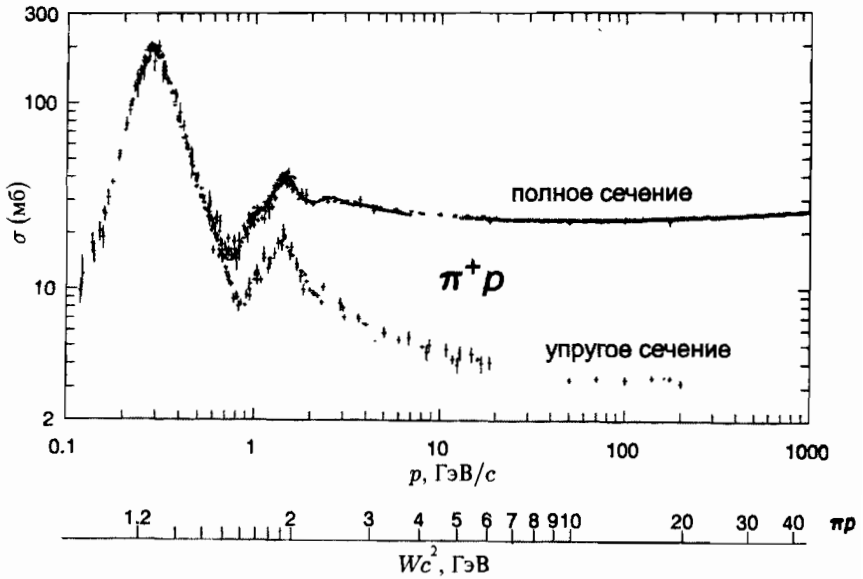
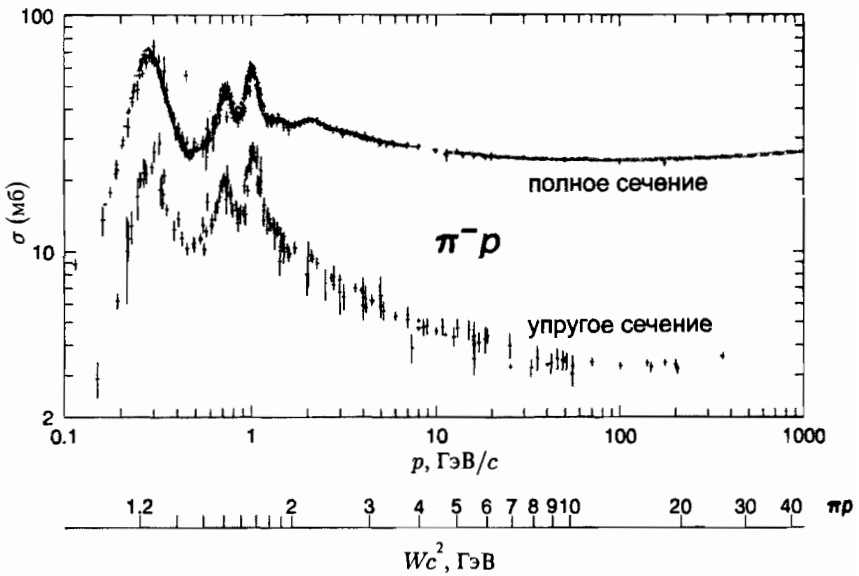
По приведенным на рис. 5.19 и 5.20 экспериментальным кривым полных и «упругих» сечений πp -столкновений

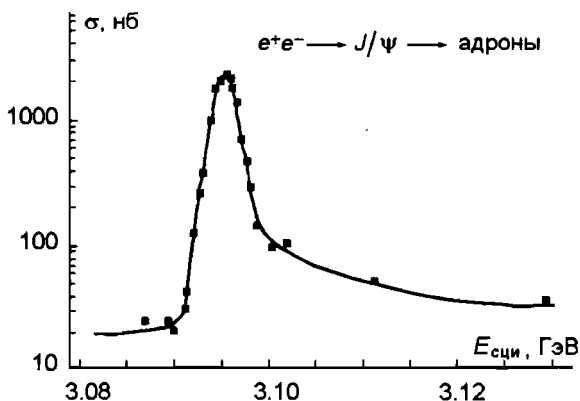
$$\begin{aligned} \pi + p &\rightarrow \text{все конечные каналы}, \\ \pi + p &\rightarrow \pi + p \end{aligned} \quad (5.22)$$

можно сделать заключение о существовании четырех барионных резонансов. Эти резонансы известны как возбуждения нуклона $\Delta(1232)$, $N(1520)$, $N(1680)$ и $\Delta(1950)$ с массами, указанными в скобках. Резонансы наблюдаются и во взаимодействии π -мезонов с другими адронами.

Форма резонансов в адронных сечениях и их ширины хорошо описываются формулой Брейта–Вигнера, с которой мы уже встречались в § 4 главы 3:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5.23)$$

Рис. 5.19. Сечение реакции $\pi^+ + p$ Рис. 5.20. Сечение реакции $\pi^- + p$

Рис. 5.21. Резонанс J/ψ в сечении реакции $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$

где σ_0 — сечение в максимуме резонанса, а Γ — ширина резонансной кривой на половине высоты (собственно ширина резонанса).

Для определения массы резонанса W можно воспользоваться выражением (4.95), которое в данном случае (лабораторная система координат — ЛСК) имеет вид

$$W^2 c^2 = \frac{1}{c^2} [2E_0 m_b c^2 + (m_a + m_b)^2 c^4], \quad (5.24)$$

где m_a и m_b — соответственно масса частицы-снаряда и частицы-мишени, а E_0 — кинетическая энергия частицы-снаряда, отвечающая резонансу.

В системе центра инерции (СЦИ), которой отвечают эксперименты на встречных пучках (e^+e^- , $p\bar{p}$, $p\bar{p}$), резонансы в сечениях наблюдаются при энергиях столкновения, в точности соответствующих их массе. Примером является резонанс в сечении реакции $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$, показанный на рис. 5.21. Этот резонанс является J/ψ -мезоном с $J^P = 1^-$, массой $Wc^2 = 3,097$ ГэВ и кварковой структурой $c\bar{c}$.

В настоящее время известны сотни резонансов. Их ширины обычно варьируются в пределах от нескольких десятков МэВ до 300 МэВ, что соответствует временам жизни в интервале 10^{-22} – 10^{-23} с. Отдельные резонансы могут иметь существенно более узкие ширины.

Пример. Определить кинетическую энергию пионов, отвечающую возбуждению нуклонного резонанса $\Delta(1232)$.

Решение. Эта энергия равна 190 МэВ, в чем можно убедиться, используя соотношение (5.24):

$$\begin{aligned} (Wc^2)_{E_0=190 \text{ МэВ}} &= \sqrt{2E_0 m_p c^2 + (m_{\pi^\pm} + m_p)^2 c^4} \approx \\ &\approx \sqrt{2 \cdot 190 \cdot 938,3 + (139,6 + 938,3)^2} \text{ МэВ} \approx 1232 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Метод поиска резонансов как максимумов в зависимостях сечений реакций от энергии сталкивающихся частиц применим далеко не всегда, поскольку для многих резонансов нет необходимых комбинаций «пучок ускоренных частиц — мишень». Например, почти все мезонные резонансы этим способом обнаружить нельзя, потому что не существует мезонных мишеней.

Другой способ наблюдения резонансов является чисто кинематическим и носит название *метода инвариантных масс*. Суть метода состоит в следующем. Пусть мы многократно наблюдаем реакцию



в каком-либо трековом детекторе (например, пузырьковой камере, помещенной в магнитное поле) при фиксированных начальных условиях опыта. Все частицы, как начальные, так и конечные, известны. Начальные частицы это частица-снаряд a и частица-мишень b . Их тип и энергии задаются условиями эксперимента. Конечные частицы 1, 2, 3 наблюдаются в виде треков, исходящих из точки взаимодействия. По характеристикам этих треков — длине, плотности треков, их искривленности в магнитном поле — определяют тип конечных частиц, их полные энергии E_1, E_2, E_3 и импульсы $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$. Однако образовался ли на промежуточной стадии этой реакции резонанс, без специального кинематического анализа установить нельзя. Представим себе, что частицы 2, 3 могут возникать либо независимо и одновременно с частицей 1 в результате реакции (5.25), либо чуть позже этой последней в результате распада резонанса $R \rightarrow 2 + 3$. Эти две возможности показаны на рис. 5.22.

Покажем, как можно установить, образовался ли на промежуточной стадии реакции резонанс R или нет. Запишем выражение для инвариантной массы системы частиц 2 и 3 через их полные энергии E_2 и E_3 :

$$W_{23}^2 c^4 = (E_2 + E_3)^2 - c^2(\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2. \quad (5.26)$$

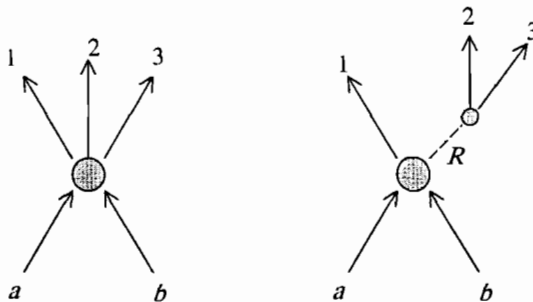


Рис. 5.22. Две возможности протекания реакции $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$: без образования промежуточного резонанса R (слева) и с образованием промежуточного резонанса R (справа)

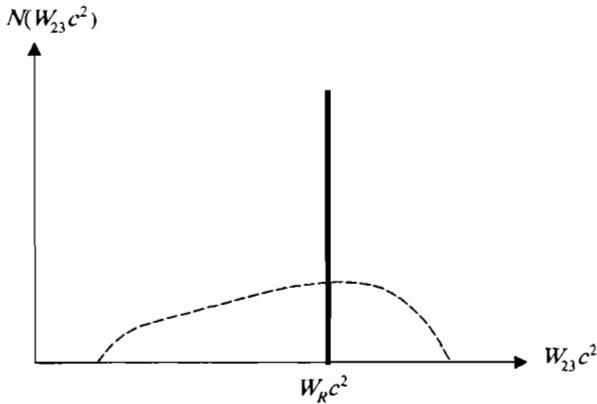


Рис. 5.23. Спектр инвариантных масс частиц в случае резонанса (пик) и в случае его отсутствия (пунктир)

Наблюдая отдельные события в трековом детекторе, можно для каждого события получить величину инвариантной массы системы частиц 2 и 3 и затем построить распределение этих масс $N(W_{23}c^2)$. Если реакция идет без образования резонанса (левая часть рис. 5.22), то корреляции между парой частиц 2, 3 и частицей 1 нет. Тогда энергия и импульс будут распределяться между ними случайным образом и получится гладкое распределение без особенностей, заключенное в допустимых кинематических границах (рис. 5.23, пунктир).

Если реакция идет с образованием промежуточного резонанса R , тогда из законов сохранения энергии и импульса имеем

$$E_R = E_2 + E_3, \quad \vec{p}_R = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (5.27)$$

и масса резонанса

$$W_R^2 c^4 = E_R^2 - \vec{p}_R^2 = (E_2 + E_3)^2 - c^2(\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2,$$

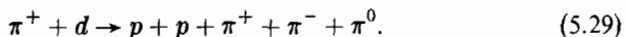
т. е. совпадает с инвариантной массой системы частиц 2, 3:

$$W_R = W_{23}. \quad (5.28)$$

В этом случае для инвариантной массы пары частиц 2 и 3 должно получиться одно единственное значение, равное массе резонанса, и в распределении $N(W_{23}c^2)$ должен наблюдаться пик при этом значении массы (рис. 5.23).

Если реакция (5.25) идет с образованием промежуточного резонанса лишь для части событий, то экспериментальный спектр инвариантных масс будет суперпозицией двух распределений — статистического (пунктир) и резонансного.

Рассмотрим в качестве примера реакцию



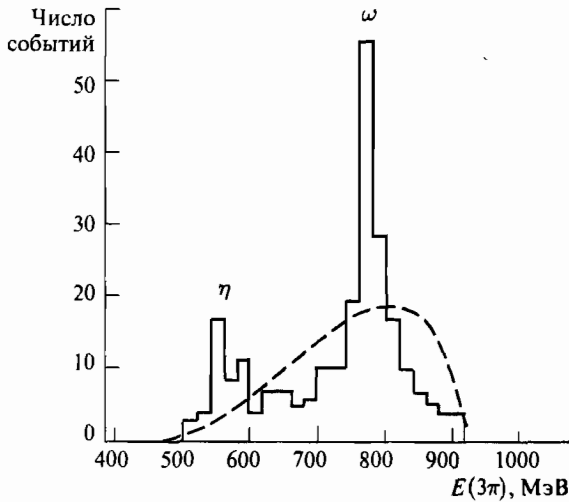
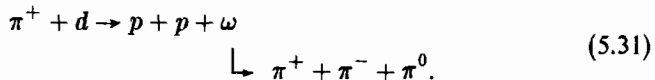
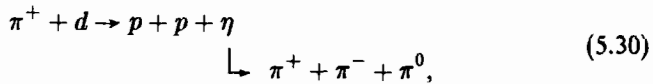


Рис. 5.24. Одно из первых наблюдений мезонных резонансов $\eta(548)$ и $\omega(783)$. Показан спектр инвариантных масс $E(3\pi) = M_{3\pi}c^2$ системы трех пионов, рождающихся в реакции $\pi + d \rightarrow p + p + 3\pi$

Кинетическая энергия падающих пионов в эксперименте 1 850 МэВ. Для каждого события определялась инвариантная масса системы трех пионов. В результате для спектра получился график, показанный на рис. 5.24 сплошной линией. На этом же рисунке пунктиром показано распределение инвариантных масс, которое получилось бы, если бы все пять частиц (три пиона и два протона) образовывались независимо. Из рис. 5.24 видно, что реальный спектр масс имеет два максимума при энергиях примерно 550 и 780 МэВ. Происхождение этих максимумов таково. Помимо процесса независимого образования пяти частиц конечного состояния, реакция (5.29) может идти через промежуточную стадию образования η - или ω -мезона:



Первый пик на рис. 5.24 указывает на резонансный механизм рождения 3-х пионов (5.30), т. е. на существование η -мезона ($M_\eta c^2 = 548$ МэВ). Второй пик на этом графике свидетельствует о существовании ω -мезона ($M_\omega c^2 = 783$ МэВ).

Вновь обратимся к резонансам, наблюдающимся в сечениях реакций π^+p и π^-p (рис. 5.19, 5.20). Самый низкий из них по энергии это резонанс $\Delta(1232)$, имеющий спин-четность $J^P = 3/2^+$ и изоспин $I = 3/2$.

Δ^+ и Δ^0 можно рассматривать как первые возбужденные состояния нуклона. По сравнению с нуклонами, у которых спин $J^P = 1/2$ и $I = 1/2$, эти резонансы имеют спин $J = 3/2$. У нуклонных резонансов $N(1440)^+$ и $N(1440)^0$ $J^P = 1/2^+$, а изоспин $I = 1/2$.

Низкорасположенные нуклонные резонансы в основном распадаются по каналу (n или p) + π . Каналы распада Δ -резонанса можно представить схемой, показанной на рис. 5.25. Эти каналы вбирают > 99 % всех возможных распадов.

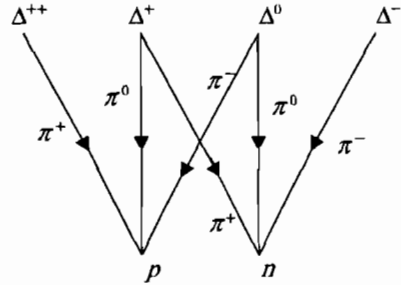


Рис. 5.25. Основные каналы распада Δ -резонансов

Поскольку резонансы распадаются за счет сильного взаимодействия, сохраняющего изоспин и его проекцию, то, пользуясь изоспиновой инвариантностью, можно установить изоспин этих резонансов. Изоспины нуклона и пиона равны соответственно $1/2$ и 1 . Отсюда следует, что изоспин системы пион-нуклон может равняться либо $1/2$, либо $3/2$.

Система π^-p имеет проекцию изоспина $I_3 = -1/2$. Такую проекцию может иметь как изоспин $I = 3/2$, так и $I = 1/2$. Поэтому при взаимодействии π^-p реализуются в определенной пропорции как состояние $I = 3/2$, так и состояние $I = 1/2$. Система π^+p имеет изоспиновую проекцию $I_3 = 3/2$. Поэтому в реакции π^+p реализуется только состояние с $I = 3/2$. Следовательно, все резонансы, которые наблюдаются в кривой сечения π^+p , имеют изоспин $I = 3/2$, а те резонансы, которые наблюдаются в сечении π^-p , но в сечении π^+p отсутствуют, имеют изоспин $I = 1/2$.

Еще один пример относится к определению изоспинов K -мезонов. Изоспины K -мезонов можно определить из анализа сильных распадов барионов с образованием K -мезонов в конечном состоянии. Так, нуклонный резонанс $N(1650)$ распадается на Λ -гиперон и K^+ -мезон

$$N(1650) \rightarrow \Lambda(1116) + K^+(494). \quad (5.32)$$

Кварковая диаграмма распада резонанса $N(1650)$ показана на рис. 5.26.

Резонанс $N(1650)$ имеет изоспин $I = 1/2$ и проекцию изоспина $I_3 = +1/2$. $\Lambda(1116)$ имеет нулевые изоспин и его проекцию: $I = I_3 = 0$. Так как распад происходит в результате сильного взаимодействия, сохраняющего изоспин и его проекцию, то изоспин K^+ -мезона $I(K^+) = 1/2$, а $I_3(K^+) = +1/2$. Аналогично были установлены значения изоспинов и их проекций для остальных K -мезонов (K^- , K^0 и \bar{K}^0). У всех он оказался равным $1/2$. Квартет K -мезонов распадается на два изодублета (K^0 , K^+ и K^- , \bar{K}^0), связанных друг с другом преобразованием частица—

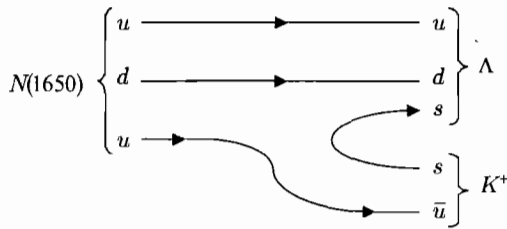


Рис. 5.26. Распад резонанса $N(1650)$. Глюон, рождающий пару $s\bar{s}$, не показан

античастица:

$$\left. \begin{array}{l} K^0 (I = 1/2, I_3 = -1/2), \\ K^+ (I = 1/2, I_3 = +1/2), \end{array} \right\} \xleftrightarrow{\hat{C}} \left\{ \begin{array}{l} \bar{K}^0 (I = 1/2, I_3 = +1/2), \\ K^- (I = 1/2, I_3 = -1/2). \end{array} \right.$$

§ 5. Узкие мезонные резонансы

Все барионные резонансы характеризуются большими ширинами распада — до нескольких сот МэВ. В то же время у некоторых мезонных резонансов при больших значениях масс (начиная с масс ≈ 3 ГэВ/ c^2) ширины распада неожиданно оказываются аномально малыми. В качестве иллюстрации на рис. 5.27 приведена зависимость сечения реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны} \quad (5.33)$$

от полной энергии столкновения электрона и позитрона. Так как эксперимент выполнен на коллайдере, т. е. отвечает системе центра инерции, то эта энергия равна инвариантной массе системы электрон—позитрон и, соответственно, — инвариантной массе резонанса.

В реакции (5.33) резонансы должны характеризоваться энергией и шириной, независимо от способа возбуждения этого резонанса. Как можно видеть из рисунка, ω -мезон проявляется как резонанс с шириной, характерной для сильных адронных распадов. Однако за ним следуют резонансы с аномально малыми ширинами. Эти резонансы отвечают образованию тяжелых кваркониев — чармония ($c\bar{c}$) и боттомония ($b\bar{b}$). Рассмотрим процесс образования и распада векторных мезонов с кварковой структурой $q_i\bar{q}_i$ в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$.

С резонансами на рис. 5.27 связана группа явлений, получивших собирательное название *векторной доминантности*. Эти явления можно пояснить так. Каждый резонанс свидетельствует о возможности превращения виртуального фотона в соответствующую этому резонансу частицу. На диаграммном языке это соответствует наличию своеобразных узлов типа фотон — ρ -мезон, фотон — ω -мезон, фотон — ϕ -мезон (рис. 5.28).

Наличие таких узлов означает, что фотон часть времени проводит в состоянии ρ -мезона или других векторных мезонов. Эта часть времени

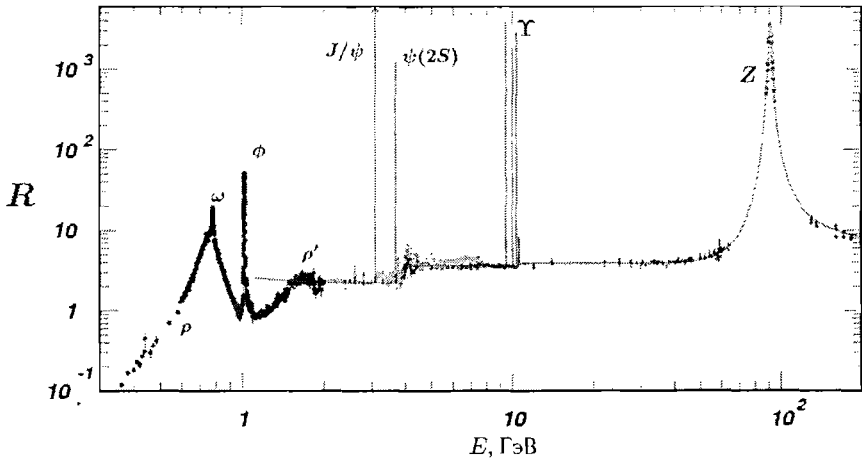


Рис. 5.27. Зависимость сечения реакции $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$ от суммарной энергии электрона и позитрона, выраженной в ГэВ. Вверху указаны наименования резонансов. Сечение реакции $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$ нормировано на сечение реакции

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad \text{т.е.} \quad R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

особенно велика для такого фотона, который виртуален и имеет массу, близкую к массе ρ -мезона. Непосредственным экспериментальным доказательством превращения ρ -мезона в γ -квант является существование канала распада

$$\rho \rightarrow e^+ + e^-. \quad (5.34)$$

Гипотеза о векторной доминантности состоит в том, что взаимодействие реальных и виртуальных фотонов с адронами при энергиях в несколько сот МэВ и выше в основном происходит посредством узлов типа рис. 5.28. Интуитивно эта гипотеза базируется на том, что ρ -мезон подвержен сильным взаимодействиям и поэтому, появившись взамен фотона на короткое время, успевает провзаимодействовать с большей вероятностью, чем фотон за более длительный промежуток. В качестве примера укажем, что экспериментально измеренное полное сечение поглощения фотонов высокой энергии атомными ядрами пропорционально $A^{2/3}$, а не A . Это означает, что поглощение фотонов происходит на поверхности ядра,

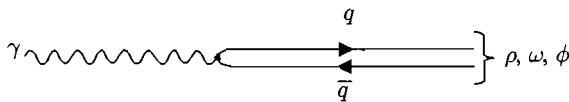


Рис. 5.28. Диаграммный узел, описывающий превращение фотона в нейтральный векторный мезон

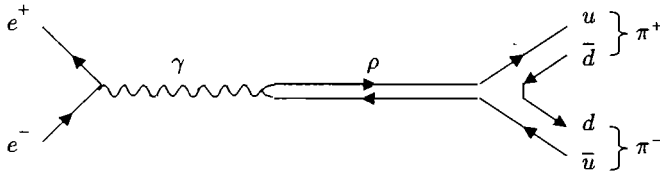


Рис. 5.29. Образование и распад ρ -мезона в e^+e^- -столкновении. Масса ρ -мезона 776 МэВ, ширина распада $\Gamma = 149$ МэВ. Представленный канал распада ρ -мезона является доминирующим ($\approx 100\%$)

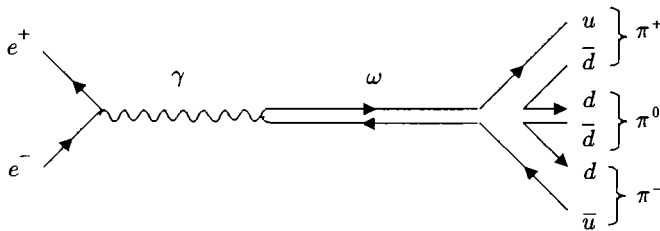


Рис. 5.30. Образование и распад ω -мезона в e^+e^- -столкновении. Масса ω -мезона 783 МэВ, ширина распада $\Gamma = 8,5$ МэВ. Представленный канал распада ω -мезона является доминирующим (89%)

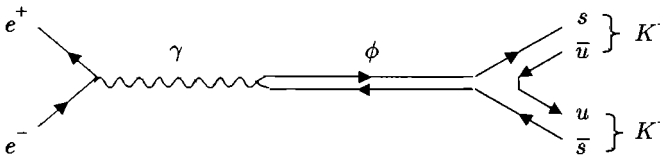


Рис. 5.31. Образование и распад ϕ -мезона в e^+e^- -столкновении. Масса ϕ -мезона 1019 МэВ, ширина распада $\Gamma = 4,3$ МэВ. Представленный канал распада ϕ -мезона является основным (49%)

а не во всем объеме (площадь поверхности ядра пропорциональна $A^{2/3}$, а его объем — A).

Примеры диаграмм образования векторных мезонов в e^+e^- -столкновении и их последующего распада приведены на рис. 5.29–5.31.

Пример. Показать, исходя из диаграмм рис. 5.29–5.31, что резонансы ρ , ω и ϕ имеют отрицательную зарядовую четность.

Решение. Эти резонансы образуются в e^+e^- -столкновении через промежуточную стадию виртуального фотона, т. е. в результате электромагнитного взаимодействия, сохраняющего зарядовую четность. Так как зарядовая четность фотона отрицательна, то такой же должна быть и зарядовая четность каждого из резонансов ρ , ω и ϕ .

Таблица 5.5

Характеристики некоторых кваркониев

Кварконий	Кварковый состав	J^{PC}	$^{2S+1}L_J$	mc^2 , МэВ	Γ	Взаимодействие, ответственное за распад
$\eta_c(1S)$	$c\bar{c}$	0^{-+}	1S_0	2 980	25,5 МэВ	Сильное
$J/\psi(1S)$	$c\bar{c}$	1^{--}	3S_1	3 097	93,4 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\psi(2S)$	$c\bar{c}$	1^{--}	3S_1	3 686	337 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\psi(3770)$	$c\bar{c}$	1^{--}	3S_1	3 770	23,0 МэВ	Сильное
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	1^{--}	3S_1	9 460	54,0 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\Upsilon(2S)$	$b\bar{b}$	1^{--}	3S_1	10 023	32,0 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\Upsilon(3S)$	$b\bar{b}$	1^{--}	3S_1	10 355	20,3 кэВ	Сильное и электромагнитное
$\Upsilon(4S)$	$b\bar{b}$	1^{--}	3S_1	10 580	20,5 МэВ	Сильное

Особый интерес представляют узкие, не типичные для адронов такой массы, ширины некоторых кваркониев. Примером является $c\bar{c}$ -резонанс J/ψ в сечении реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны, показанный на рис. 5.27 и 5.21. Масштаб рис. 5.27 не позволяет наблюдать форму J/ψ -резонанса и ряда других резонансов соответственно. Истинная ширина J/ψ -резонанса всего 93 кэВ, что отвечает его времени жизни $\tau \approx 10^{-20}$ с, характерному для быстрых электромагнитных распадов. Подобная ситуация имеет место и для $b\bar{b}$ -резонанса $\Upsilon(1S)$, представленного в табл. 5.5. Вместе с тем другие кварконии, например $\Upsilon(4S)$, имеют ширины ≈ 20 МэВ, т. е. их время жизни $\approx 10^{-23}$ с, что отвечает распаду по сильному взаимодействию.

В табл. 5.5 приведены характеристики некоторых резонансных состояний систем $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$, необходимые для дальнейшего обсуждения.

Возникает естественный вопрос, что затрудняет распад кваркониев J/ψ и $\Upsilon(1S)$ в адроны в результате сильного взаимодействия? Сильное взаимодействие непосредственно не меняет аромат кварка, поэтому результатом распада кваркония (системы $q_i\bar{q}_i$) по сильному взаимодействию будет либо появление q_i и \bar{q}_i порознь в составе конечных адронов, либо их аннигиляция в глюоны. Для чармония ($c\bar{c}$) самым предпочтительным распадом первого типа является распад на два самых легких мезона, содержащих соответственно c -кварк и его антикварк, т. е. на пару заряженных

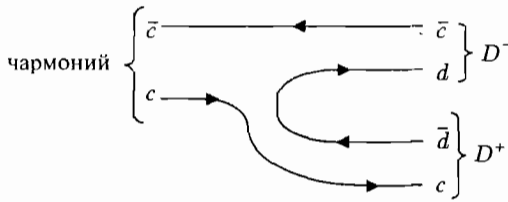


Рис. 5.32. Кварковая диаграмма распада чармония ($c\bar{c}$) в пару D^+D^-

или нейтральных мезонов $D\bar{D}$. Для боттомония ($b\bar{b}$) аналогичным распадом является распад на пару мезонов $B\bar{B}$. Диаграмма соответствующего распада для чармония приведена на рис. 5.32. Однако J/ψ распасться подобным образом не может, так как его масса (3097 МэВ) меньше суммы масс D^+ и D^- (3739 МэВ). Самое нижнее состояние чармония ($c\bar{c}$), которое превышает энергетический порог распада в пару D^+D^- , является $\psi(3770)$. Это состояние, как видно из табл. 5.5, имеет ширину сильного распада (23 МэВ).

Что касается J/ψ , то для него остается единственная возможность распада — через аннигиляцию кварков c и \bar{c} . Покажем, что это может быть либо аннигиляция в три глюона, либо в один виртуальный фотон. В первом случае, естественно, взаимодействие сильное, во втором — электромагнитное.

Неизбежность в «сильной аннигиляции» J/ψ рождения именно трех глюонов следует из того, что глюоны, как и фотоны, характеризуются отрицательной зарядовой четностью, а система кварк—антикварк (как и позитроний) должна обладать зарядовой четностью $(-1)^{L+S}$ (см. (4.33)). Аннигиляция в один глюон невозможна вследствие того, что исходный кварконий является бесцветным, а глюон — цветной (из трех глюонов можно создать бесцветную комбинацию). Таким образом, кварконий распадается по сильному взаимодействию через трехглюонную аннигиляцию кварка и антикварка. В этом отношении J/ψ является кварковым аналогом ортопозитрония. Обе системы имеют квантовую конфигурацию 3S_1 ($L = 0, S = 1$), а значит, и отрицательную зарядовую четность. Поэтому, так же как ортопозитроний распадается в три фотона, J/ψ распадается в три глюона:

$$(e^+e^-)_{\text{орто}} \rightarrow 3\gamma, \quad J/\psi(c\bar{c}) \rightarrow 3g. \quad (5.35)$$

Эти три глюона далее превращаются в бесцветные адроны — конечные продукты распада J/ψ . Такой распад J/ψ показан на рис. 5.33, и этот тип распада является основным для этой частицы. На его долю приходится около 74% всех распадов J/ψ .

Трехглюонная аннигиляция должна происходить на относительно малых расстояниях, поскольку виртуальный кварк, выполняющий роль посредника в такой аннигиляции, может, из-за своей большой виртуальности, существовать только короткий промежуток времени. Характерные

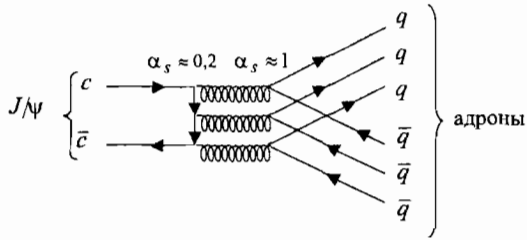


Рис. 5.33. Кварковая диаграмма распад J/ψ в адроны в результате сильного взаимодействия

расстояния, на которых происходит аннигиляция частиц, примерно равны радиусу сил, обеспечивающих эту аннигиляцию, т. е. в данном случае эти расстояния порядка комптоновской длины волны c - и b -кварков, величина которой $\approx 0,1$ Фм. В области таких расстояний константа сильного взаимодействия α_s становится существенно меньше 1. Спектроскопия чармония и боттомония свидетельствует о том, что в них кварк и антикварк взаимодействуют с константой $\alpha_s \approx 0,2-0,3$. То, что процессы глюонной аннигиляции кварка и антикварка в чармонии и боттомонии имеют константу $\alpha_s < 1$, еще больше сближает физику кваркония и позитрония. Аннигиляционные ширины кваркониев могут быть рассчитаны по тем же формулам, что и аннигиляционные ширины позитрония, с заменой в них электромагнитной константы α_e на константу α_s , массы m_e и заряда e электрона на массу и заряд кварка m_q и e_q и добавлением поправочных множителей, учитывающих цветовые степени свободы. Полученные при этом ширины распада кваркониев оказываются хорошо согласующимися с экспериментальными.

Прежде чем продолжить эту аналогию кваркония с позитронием, обсудим еще одну возможность аннигиляции J/ψ , которая существенна для этой частицы и абсолютно не важна для позитрония, а именно, — аннигиляцию в один виртуальный фотон. Диаграмма этой аннигиляции показана на рис. 5.34. Этот канал распада J/ψ , являясь чисто электромагнитным, уступает по вероятности глюонному распаду, но на него приходится 26 % всех распадов J/ψ . Неожиданно большое число чисто электромагнитных распадов J/ψ обусловлено подавлением трехглюонной аннигиляции, о причинах которого мы скажем ниже. Отметим, что кварки, которые могут возникать в процессах, показанных на рис. 5.33 и 5.34, это легкие кварки u, d, s .

Объясним сильное (почти в 300 раз) уменьшение ширины J/ψ -частицы по сравнению с шириной η_c . Мезон η_c характеризуется квантовой конфигурацией 1S_0 , и поэтому он имеет положительную зарядовую четность. Точно такие же характеристики имеет парапозитроний, распадающийся в два фотона. Аналогично η_c может аннигилировать в два глюона

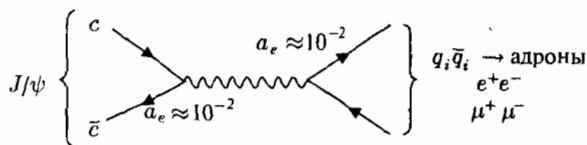


Рис. 5.34. Кварковая диаграмма распада J/ψ через виртуальный фотон

с их последующей адронизацией:

$$(e^+ e^-)_{\text{пара}} \rightarrow 2\gamma, \quad \eta_c(c\bar{c}) \rightarrow 2g \rightarrow \text{адроны}. \quad (5.36)$$

Конечно, η_c может аннигилировать и в два реальных фотона, но этот чисто электромагнитный распад сильно подавлен по сравнению с сильным (глюонным). Заметим, что при двухглюонной аннигиляции не возникает запретов по цвету, так как двух глюонов достаточно для создания их бесцветной комбинации.

Итак, диаграммы распада η_c по сильному и электромагнитному взаимодействиям выглядят так же, как и аналогичные диаграммы для J/ψ , но с уменьшением числа глюонов с трех до двух (рис. 5.35) и увеличением числа фотонов до двух (рис. 5.36). Кроме того, этим фотонам «разрешено» быть реальными.

Теперь воспользуемся расчетами в рамках квантовой электродинамики ширины двух- и трехфотонной аннигиляции позитрония и затем используем эти результаты для объяснения двух- и трехглюонной аннигиляции чармония.

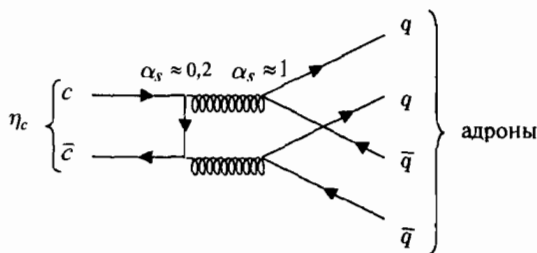


Рис. 5.35. Кварковая диаграмма распада η_c в адроны в результате сильного взаимодействия

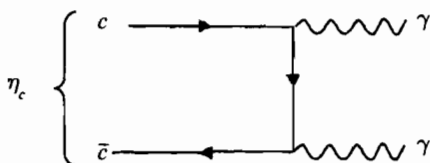


Рис. 5.36. Кварковая диаграмма распада η_c в два фотона

Ширина двухфотонного распада позитрония в состоянии 1S_0 (парапозитрония) дается выражением

$$\Gamma_{e^+e^-}(2\gamma) = \frac{4\pi\alpha_e^2\hbar^3}{m_e^2c} |\psi(0)|^2, \quad (5.37)$$

где α_e — константа электромагнитного взаимодействия ($1/137$), m_e — масса электрона, а $\psi(0)$ — волновая функция относительного движения электрона и позитрона в начале координат. Квадрат модуля этой функции есть плотность вероятности e^+ и e^- оказаться в одном и том же месте. Формула (5.37) описывает ширину процесса, диаграмма которого изображена в левой части рис. 5.11. Соответствующее время жизни

$$\tau_{e^+e^-}(2\gamma) \approx 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ с.}$$

Пример. Получить выражение для ширины двухфотонного распада η_c и оценить время жизни η_c по отношению к такому распаду.

Решение. Эту ширину можно получить, воспользовавшись соотношением (5.37). Для этого, во-первых, нужно сделать замену массы электрона на массу c -кварка ($m_e \rightarrow m_c$), во-вторых, учесть, что электрический заряд c -кварка отличается от электронного коэффициентом $2/3$ (за счет этого в выражении (5.37) появится множитель $(2/3)^4$), и, наконец, принять во внимание, что кварки имеют три цветовых состояния (это дает в выражении (5.37) цветовой множитель 3). Итак, имеем

$$\Gamma_{\eta_c}(2\gamma) = 3 \left(\frac{2}{3}\right)^4 \frac{4\pi\alpha_c^2\hbar^3}{m_c^2c} |\psi(0)|^2 = \frac{64}{27} \frac{\pi\alpha_c^2\hbar^3}{m_c^2c} |\psi(0)|^2. \quad (5.38)$$

Время жизни η_c относительно распада на 2γ определяем из соотношения

$$\tau_{\eta_c}(2\gamma) = \frac{3^3}{2^4} \left(\frac{m_c}{m_e}\right)^2 \cdot \tau_{e^+e^-}(2\gamma) \approx \frac{27}{16} \left(\frac{1,25 \cdot 10^3 \text{ МэВ}}{0,511 \text{ МэВ}}\right)^2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ с} \approx 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ с.}$$

Отношение ширин двух- и трехфотонной аннигиляции позитрония определяется соотношением

$$\frac{\Gamma_{ee}(2\gamma)}{\Gamma_{ee}(3\gamma)} = \frac{9\pi}{4(\pi^2 - 9)\alpha_e} \approx 1,1 \cdot 10^3, \quad (5.39)$$

что дает для времени трехфотонного распада позитрония

$$\tau_{e^+e^-}(3\gamma) \approx 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

Использование этого выражения для расчета отношения ширин двух- и трехглюонного распада чармония сводится к замене в нем электромагнитной константы на сильную ($\alpha_e \rightarrow \alpha_s$) и учете цветовых множителей. Учет цветовых множителей приводит к появлению в выражении (5.39) числового коэффициента $81/20$. Так как для чармония $\alpha_s \approx 0,2$, то имеем

$$\frac{\Gamma_{c\bar{c}}(2g)}{\Gamma_{c\bar{c}}(3g)} = \frac{81}{20} \cdot \frac{9\pi}{4(\pi^2 - 9)\alpha_s} \approx 170. \quad (5.40)$$

Полученное отношение объясняет различие в экспериментальных ширинах распада η_c и J/ψ . Действительно, по данным табл. 5.5

$$\left(\frac{\Gamma_{\eta_c}}{\Gamma_{J/\psi}} \right)_{\text{эксп}} = \left(\frac{\Gamma_{c\bar{c}(2g)}}{\Gamma_{c\bar{c}(3g)}} \right)_{\text{эксп}} = \frac{25,5 \text{ МэВ}}{93,4 \text{ кэВ}} \approx 270, \quad (5.41)$$

что объясняет аномально узкую ширину J/ψ -частицы. При сильном подавлении трехглюонной аннигиляции J/ψ существенный вес (26 % всех распадов) приобретает чисто электромагнитная аннигиляция J/ψ — через один виртуальный фотон (рис. 5.34).

Аналогично объясняется малая ширина распада состояния чармония $\psi(2S)$ и состояний боттомония $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. Большая ширина распада $\Upsilon(4S)$ имеет то же объяснение, что и большая ширина распада $\psi(3770)$. Масса $\Upsilon(4S)$ превышает порог распада на пару мезонов $B\bar{B}$ (10 558 МэВ), и поэтому распад $\Upsilon(4S)$ идет без промежуточной трехглюонной или однофотонной аннигиляции кварков b и \bar{b} . Диаграмма подобного распада выглядит так же, как и диаграмма на рис. 5.32, с соответствующей заменой c -кварков на b -кварки.

Более детальные расчеты ширин распада кваркониев позволяют получить значения констант сильного взаимодействия, отвечающие наилучшему согласию с экспериментом. Эти константы для чармония и боттомония оказались следующими:

$$\alpha_s(c\bar{c}) = 0,20-0,21, \quad \alpha_s(b\bar{b}) = 0,17-0,18, \quad (5.42)$$

что, с одной стороны, подтверждает параметры потенциала сильного взаимодействия тяжелых кварков, а с другой — согласуется с тенденцией ослабления цветного взаимодействия с уменьшением расстояния между кварками, поскольку система $b\bar{b}$ более компактна, чем система $c\bar{c}$.

Ширины фотонного распада позитрония и глюонного распада кваркония определяются вероятностями процессов, описываемых диаграммами, подобными приведенным на рис. 5.11 (слева) и 5.33. Первая из этих диаграмм относится к двухфотонной аннигиляции позитрония, вторая — к трехглюонной аннигиляции чармония. Существенная разница между этими диаграммами состоит в том, что e^+e^- -аннигиляция идет с образованием двух или трех реальных фотонов. Глюоны же, образующиеся при $c\bar{c}$ - или $b\bar{b}$ -аннигиляции, не могут быть окончательными продуктами распада кваркония, поскольку являются цветными. Глюоны «обязаны» превратиться в адроны. Этот процесс адронизации глюонов показан в правой части диаграммы рис. 5.33. Таким образом, все глюонные варианты распада кваркония отличаются от эквивалентных фотонных вариантов распада позитрония дополнительными процессами превращения каждого глюона в пару кварк—антикварк: $g \rightarrow q\bar{q}$. Закономерен вопрос о том, не изменят ли эти неучтенные нами узлы адронизации глюонов сделанных выше заключений о ширинах распада кваркониев. Никаких существенных изменений не произойдет потому, что адронизация глюонов происходит на характерных расстояниях, существенно больших, чем те, на которых

они образуются в результате аннигиляции, а именно, на расстояниях, где константа сильного взаимодействия становится ≈ 1 . В силу этого адронизация глюонов протекает значительно быстрее, чем их рождение за счет аннигиляции, и поэтому она не способна сколько-нибудь заметно затормозить весь процесс. Таким образом, узлы адронизации глюонов фактически не снижают вероятности распада кваркония через промежуточные глюоны и эта вероятность по-прежнему определяется узлами процесса $q\bar{q} \rightarrow g$. В соответствии со сказанным ширина распада η_c пропорциональна α_s^2 , а ширина распада J/ψ пропорциональна α_s^3 , где $\alpha_s \approx 0,2$. При этом отношение этих ширин будет $\sim 1/\alpha_s$, как это и есть в формуле (5.40).

Пример. Объяснить, почему в реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны (рис. 5.21) не наблюдается резонанс η_c .

Решение. Причина в положительной зарядовой четности этого резонанса. Поэтому, в отличие от J/ψ , он не может образоваться через промежуточную стадию одного виртуального фотона, имеющего зарядовую четность -1 . Этот резонанс может образоваться через промежуточную стадию двух виртуальных фотонов, однако вероятность такого процесса крайне низка, поскольку из-за двух дополнительных электромагнитных узлов в диаграмме возникает фактор подавления $\sim \alpha_e^2 \approx (\frac{1}{137})^2$.

§ 6. Законы сохранения

В процессе взаимодействий и превращений частиц выполняются законы сохранения. Ряд законов сохранения *универсален*, т. е. выполняется всегда, при всех типах взаимодействий. Другие в некоторых взаимодействиях не выполняются.

К универсальным законам сохранения относятся те, которые обусловлены инвариантностью уравнений движения относительно трансляций в пространстве и во времени. С этими типами симметрий — однородностью пространства и времени — связано существование законов сохранения импульса и энергии изолированных систем частиц. Изотропность трехмерного пространства, т. е. инвариантность уравнений движения относительно вращений, приводит к закону сохранения момента количества движения.

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, имеет непрерывный характер (т. е. может быть как угодно мало), то соответствующий закон сохранения *аддитивен*, т. е. в реакции

$$a + b \rightarrow c + d + \dots \quad (5.43)$$

сохраняется сумма соответствующих характеристик или квантовых чисел:

$$N_a + N_b = N_c + N_d + \dots = \text{const.} \quad (5.44)$$

Трансляции и повороты — непрерывные преобразования и соответствующие законы сохранения (энергии, импульса и момента количества

движения) — аддитивны. Аддитивными сохраняющимися величинами являются также электрический заряд Q , барионное квантовое число (барионный заряд) B , лептонные квантовые числа (лептонные заряды) L_e, L_μ, L_τ , изоспин I , а также ряд других квантовых чисел, имеющих кварковую природу — странность s , очарование c , боттом b , топ t .

С какими типами симметрий связаны законы сохранения всех этих аддитивных внутренних квантовых чисел ($Q, B, L_e, L_\mu, L_\tau, I, s, c, b, t$)? В настоящее время известен ответ лишь для электрического заряда Q и изоспина I . Так, сохранение изоспина в сильных взаимодействиях — следствие инвариантности этого взаимодействия относительно поворотов в изоспиновом пространстве. Сохранение же электрического заряда есть следствие того, что не существует способа измерить абсолютное значение электрического потенциала и во всех соотношениях он является относительной величиной.

По-видимому, наиболее сложной и неясной является ситуация с барионным B и лептонными квантовыми числами L_e, L_μ, L_τ . Хотя эти числа и лежат в основе классификации частиц, нет серьезных теоретических предпосылок для их строгого сохранения. Более того, в теориях объединения взаимодействий (теориях *Великого объединения*) законы сохранения барионного и лептонных чисел считаются нарушенными. В настоящее время оба этих закона сохранения выполняются в пределах точности проведенных измерений, т. е. эти законы сохранения имеют статус *эмпирических*.

Если преобразование волновой функции, отвечающее закону сохранения, дискретно, то соответствующий закон сохранения *мультипликативен*, т. е. в реакции (5.43) сохраняется произведение соответствующих характеристик (квантовых чисел)

$$N_a \cdot N_b = N_c \cdot N_d \cdots = \text{const.} \quad (5.45)$$

Пример дискретных преобразований — операция пространственной инверсии. Инвариантность к такому преобразованию приводит к квантовому числу четности P . Все взаимодействия, кроме слабого, инвариантны к пространственной инверсии и для них справедлив закон сохранения P -четности. Еще одно дискретное преобразование — операция зарядового сопряжения \hat{C} , переводящая частицу в античастицу и наоборот. С инвариантностью к этому преобразованию связано квантовое число зарядовой четности C .

В табл. 5.6 дан перечень законов сохранения, действующих в мире частиц, с указанием их статуса по отношению к различным взаимодействиям. Значок «+» показывает, что квантовое число (величина) сохраняется в данном взаимодействии или данное взаимодействие инвариантно к рассматриваемому преобразованию. В противном случае приводится значок «-».

Первые шесть законов сохранения универсальны, т. е. выполняются всегда (во всех взаимодействиях). Изоспин сохраняется только в сильном взаимодействии. Остальные аддитивные величины не сохраняются в сла-

Таблица 5.6

Законы сохранения

Характеристика		Взаимодействие		
		сильное	электро- магнитное	слабое
<i>Аддитивные законы сохранения</i>				
Электрический заряд	Q	+	+	+
Энергия	E	+	+	+
Импульс	\vec{P}	+	+	+
Момент импульса	\vec{J}	+	+	+
Барионный заряд	B	+	+	+
Лептонные заряды	$L_e L_\mu L_\tau$	+	+	+
Странность (strangeness)	s	+	+	-
Очарование (charm)	c	+	+	-
Bottom	b	+	+	-
Топ	t	+	+	-
Изоспин	I	+	-	-
Проекция изоспина	I_3	+	+	-
<i>Мультипликативные законы сохранения</i>				
Пространственная четность	P	+	+	-
Зарядовая четность	C	+	+	-
Комбинированная четность	CP	+	+	-
Инвариантность к обращению времени	T	+	+	-
CPT -инвариантность		+	+	+

бом взаимодействия. Не сохраняются в слабом взаимодействии и все три вида четности — пространственная P , зарядовая C и комбинированная CP .

Зарядовая симметрия означает, что если существует какой-либо процесс с участием частиц, то при замене их на античастицы (зарядовом сопряжении) процесс также существует и происходит с той же вероятно-

стью. Очевидно, зарядовая симметрия отсутствует в процессах с участием нейтрино и антинейтрино, т. е. в слабых процессах. Действительно, как мы знаем, в природе существуют только левоспиральные нейтрино и правоспиральные антинейтрино. Если каждую из этих частиц (для определенности будем рассматривать электронное нейтрино ν_e и антинейтрино $\bar{\nu}_e$) подвергнуть операции зарядового сопряжения, то они перейдут в несуществующие объекты с лептонными числами и спиральностями $L_e = -1$, $h = -1$ и $L_e = +1$, $h = +1$:

$$\begin{aligned}\widehat{C}\nu_e &= \widehat{C}|L_e = +1, h = -1\rangle = |L_e = -1, h = -1\rangle, \\ \widehat{C}\bar{\nu}_e &= \widehat{C}|L_e = -1, h = +1\rangle = |L_e = +1, h = +1\rangle.\end{aligned}\quad (5.46)$$

Таким образом, в слабых взаимодействиях нарушаются одновременно P - и C -инвариантность. Однако, если над нейтрино (антинейтрино) совершить две последовательные операции — P - и C -преобразования (порядок операций не важен), то вновь получим объекты, существующие в природе. Последовательность операций \widehat{P} и \widehat{C} (или в обратном порядке) носит название CP -преобразования. Результат CP -преобразования (*комбинированной инерсии*) ν_e и $\bar{\nu}_e$ следующий:

$$\begin{aligned}\widehat{C}\widehat{P}\nu_e &= |L_e = -1, h = +1\rangle = \bar{\nu}_e, \\ \widehat{C}\widehat{P}\bar{\nu}_e &= |L_e = +1, h = -1\rangle = \nu_e.\end{aligned}\quad (5.47)$$

Таким образом, для нейтрино и антинейтрино операция, переводящая частицу в античастицу, это не операция зарядового сопряжения, а CP -преобразование.

Было высказано предположение, что хотя в слабых взаимодействиях нет отдельно P - и C -инвариантности, но есть CP -инвариантность, т. е. инвариантность к преобразованию сначала \widehat{P} , а потом \widehat{C} или в обратном порядке. Ставилось большое число экспериментов по проверке CP -инвариантности в слабых процессах. Так, изучались распады покоящихся π^\pm -мезонов, идущие с нулевым относительным орбитальным моментом образующихся лептонов

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (5.48)$$

Как известно, π^\pm имеет нулевой спин ($J_\pi = 0$). В то же время $J_\mu = J_\nu = 1/2$. Таким образом, при P - и C -инвариантности возможны четыре варианта распада покоящихся π^\pm , удовлетворяющих законам сохранения импульса и углового момента (рис. 5.37).

В природе реализуются лишь случаи б и в с «правильной» спиральностью для ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$. Вылетающие в этих случаях ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ в силу законов сохранения импульса и момента количества движения «навязывают» μ^+ и μ^- соответственно левую и правую спиральность. Такие спиральности для μ^+ и μ^- были бы запрещены, если бы они были ультрарелятивистскими (т. е. имели скорости $v \approx c$). Однако распад пиона из состояния

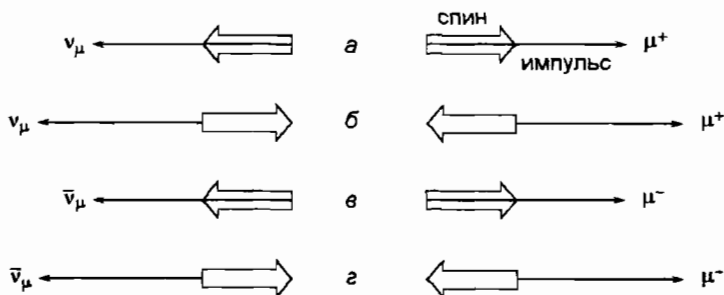


Рис. 5.37. Распады заряженных пионов, разрешенные P - и C -инвариантностью

покоя идет с малым энерговыделением (34 МэВ), мюоны рождаются нерелятивистскими и могут иметь любые спиральности.

Разрешенные варианты распада заряженного пиона б и в отличаются друг от друга CP -преобразованием и равновероятны, что подтверждено экспериментом. Эту ситуацию можно выразить соотношениями (5.49) и проиллюстрировать рис. 5.38.

$$\widehat{C}\widehat{P}|\delta\rangle = |\vartheta\rangle, \quad \widehat{C}\widehat{P}|\vartheta\rangle = |\delta\rangle. \quad (5.49)$$

Рассмотрим подробнее вариант распада б. Для совершения P -преобразования размещаем зеркало в точке распада π^+ (первая строчка рис. 5.38).

Результат P -преобразования изображен второй строчкой рис. 5.38. Результат CP -преобразования — третья строчка рис. 5.38. Полученный результат отличается от варианта в рис. 5.37 лишь поворотом на 180° вокруг оси, от которого ничего не зависит.

Распад заряженного пиона происходит за счет слабых сил, и в данном распаде CP -инвариантность не нарушается. Многочисленные эксперименты до 1964 г. согласовывались с представлением о том, что слабые взаимодействия CP -инвариантны.

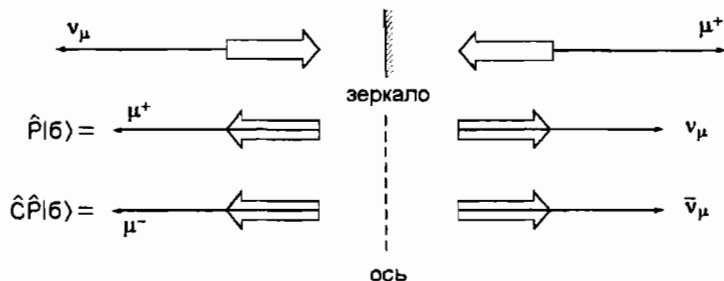


Рис. 5.38. CP -преобразование распада π^+ -мезона

§ 7. Распады нейтральных каонов. Нарушение CP -симметрии

Исследования свойств нейтральных K^0 и \bar{K}^0 -мезонов представляет особый интерес, так как они позволяют изучить ряд уникальных проявлений принципов квантовой механики.

1. Линейные комбинации двух состояний также являются состояниями системы. K^0 и \bar{K}^0 можно представить как суперпозицию двух других состояний K_1^0 и K_2^0 .
2. Распады K^0 и \bar{K}^0 -мезонов показали, что CP -симметрия не является точной симметрией.

Нейтральные мезоны K^0 и \bar{K}^0 являются частицей и античастицей. Они различаются квантовым числом «странность» ($s(K^0) = +1$, $s(\bar{K}^0) = -1$). Обе частицы должны иметь одинаковые массы и одинаковые времена жизни. K^0 имеет кварковую структуру $d\bar{s}$, а \bar{K}^0 — $s\bar{d}$. Они по-разному ведут себя в сильном взаимодействии. Так, согласно закону сохранения странности в сильных взаимодействиях K^0 -мезоны могут образовываться в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0, \quad \Delta s = 0, \quad (5.50)$$

в то время как для \bar{K}^0 -мезонов такая реакция запрещена

$$\pi^- + p \not\rightarrow \Lambda + \bar{K}^0, \quad \Delta s = -2. \quad (5.51)$$

\bar{K}^0 в сильных взаимодействиях могут образовываться в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow n + \bar{K}^0 + K^0, \quad (5.52)$$

которая идет при более высоких энергиях по сравнению с реакцией (5.50). Распад K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов происходит в результате слабого взаимодействия. При этом наблюдается ситуация показанная схематически на рис. 5.39.

Если пучком π^- -мезонов обстреливать мишень, то в результате реакции (5.50) из мишени будут вылетать Λ -гипероны и K^0 -мезоны. Так как время жизни Λ -гиперонов $2,6 \cdot 10^{-10}$ с, они распадаются вблизи мишени на протон и π^- -мезон:

$$\Lambda \rightarrow \pi^- + p. \quad (5.53)$$

Вблизи мишени наблюдаются также вилки $\pi^- \pi^+$ от распадов K^0 -мезонов

$$K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+. \quad (5.54)$$

Однако такие распады наблюдаются лишь для 50 % образовавшихся K^0 -мезонов. В оставшихся 50 % случаев K^0 распадается гораздо дальше от мишени на три π -мезона.

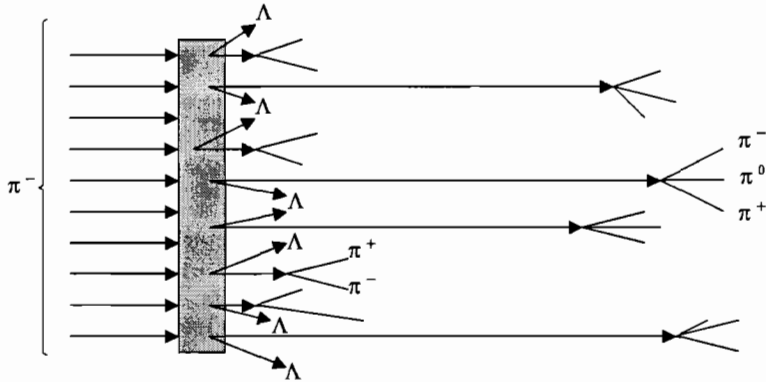


Рис. 5.39. Образование K^0 -мезонов в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$

Каоны K^0 и \bar{K}^0 являются частицей и античастицей по отношению друг к другу и связаны процедурой зарядового сопряжения, причем фазы выбраны так, что

$$\hat{C}|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad \hat{C}|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

Нейтральные каоны рождаются в сохраняющем изоспин и странность сильном взаимодействии, а распадаются в результате слабого взаимодействия на два или три пиона. В слабом взаимодействии странность может не сохраняться. Поэтому, находясь в свободном состоянии, K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны могут переходить друг в друга в результате двух последовательных виртуальных процессов с изменением странности в каждом из них на единицу: $\Delta s = 1$.

В результате возникает смешивание состояний K^0 и \bar{K}^0 . Механизм этого смешивания можно описать с помощью кварковой диаграммы (рис. 5.40).

Слабые распады CP -инвариантны, поэтому частицы, распадающиеся за счет слабого взаимодействия, являются собственными состояниями оператора комбинированной инверсии $\hat{C}\hat{P}$. Но состояния K^0 и \bar{K}^0 не являются собственными состояниями CP -оператора. Действительно, с учетом выбора фазы в процедуре зарядового сопряжения нейтральных каонов и того, что оператор \hat{P} умножает каждое из состояний K^0 и \bar{K}^0 на -1 (их внутренние четности отрицательны), действие операторов \hat{C} ,

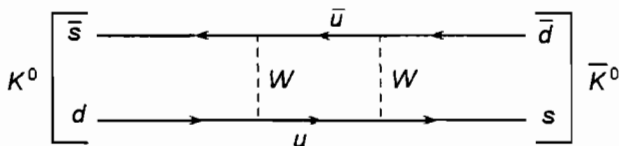


Рис. 5.40. Кварковая диаграмма, поясняющая механизм смешивания K^0 и \bar{K}^0

\hat{P} и $\hat{C}\hat{P}$ на волновые функции K^0 и \bar{K}^0 можно суммировать в виде:

$$\begin{aligned}\hat{C}|K^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, & \hat{C}|\bar{K}^0\rangle &= -|K^0\rangle, \\ \hat{P}|K^0\rangle &= -|K^0\rangle, & \hat{P}|\bar{K}^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle, & \hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle,\end{aligned}$$

т. е. состояния K^0 и \bar{K}^0 не имеют определенного значения CP -четности. Однако из состояний K^0 и \bar{K}^0 можно построить линейные комбинации K_1^0 и K_2^0 , имеющие определенные значения CP -четности:

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad |K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle).$$

CP -четности состояний K_1^0 и K_2^0 соответственно $+1$ и -1 :

$$\hat{C}\hat{P}|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle, \quad \hat{C}\hat{P}|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle.$$

K_1^0 и K_2^0 не являются частицей и античастицей и поэтому могут иметь разные характеристики распада. Проанализируем выполнение закона сохранения CP -четности в распадах нейтральных каонов на 2 и 3 π -мезона.

Двухпионные $\pi^+\pi^-$ и трехпионные $\pi^+\pi^-\pi^0$ системы при нулевом орбитальном моменте l являются собственными состояниями CP -оператора. Действительно, для двухпионной системы при $l = 0$ операция \hat{P} эквивалентна обмену π^+ и π^- местами. При таком обмене волновая функция приобретает множитель $(-1)^l$. Так как внутренняя четность пиона отрицательна, то,

$$\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle = \hat{P}|\pi^+\rangle\hat{P}|\pi^-\rangle(-1)^l = +|\pi^+\pi^-\rangle.$$

Операция \hat{C} превращает π^+ в π^- и π^- в π^+ , т. е. она тоже эквивалентна обмену местами π^+ и π^- -мезонов:

$$\begin{aligned}\hat{C}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^l|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^{2l}|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle.\end{aligned}$$

Таким образом, собственное значение CP -оператора двухпионной системы при $l = 0$ равно $+1$.

Аналогично для трехпионной системы ($\pi^+\pi^-\pi^0$) при $l = 0$:

$$\begin{aligned}\hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= \hat{P}|\pi^+\rangle\hat{P}|\pi^-\rangle\hat{P}|\pi^0\rangle(-1)^l = -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle(-1)^l = +|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle, \\ \hat{C}\hat{P}|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle.\end{aligned}$$

Таким образом, собственное значение CP -оператора трехпионной системы при $l = 0$ равно -1 .

Итак, состояния K_1^0 и K_2^0 имеют определенные значения CP -четности. При этом они не имеют определенного значения странности s .

Выражая K^0 и \bar{K}^0 через K_1^0 и K_2^0 , можно записать

$$|K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle), \quad |\bar{K}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle).$$

То есть каждая из частиц K^0 и \bar{K}^0 является суперпозицией состояний K_1^0 и K_2^0 . Так как $CP(K_1^0) = +1$, в соответствии с законом сохранения комбинированной четности, K_1^0 распадается на 2 π -мезона. Его среднее время жизни $\tau(K_1^0) \approx 0,9 \cdot 10^{-10}$ с. В свою очередь, $CP(K_2^0) = -1$, поэтому K_2^0 распадается на 3 π -мезона, также без нарушения комбинированной четности. Время жизни K_2^0 должно быть больше времени жизни K_1^0 из-за меньшего фазового объема для продуктов распада. Действительно, $\tau(K_2^0) \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с. Так как K^0 -мезон на 50% состоит из компоненты K_1^0 , то вблизи мишени наблюдаются распады этой компоненты на 2 π -мезона. На большем расстоянии от мишени наблюдается распад компоненты K_2^0 на 3 π -мезона.

В природе существует две линейно независимые комбинации состояний K_L^0 и K_S^0 , которые отвечают частицам с различным средним временем жизни:

$$\tau(K_L^0) = 5,1 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \quad \tau(K_S^0) = 0,9 \cdot 10^{-10} \text{ с}.$$

Основные каналы распада K_S^0 :

$$\begin{aligned} K_S^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- & 69,2 \%, \\ &\rightarrow \pi^0 \pi^0 & 30,7 \%. \end{aligned}$$

Основные каналы распада K_L^0 :

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 & 19,6 \%, \\ &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 & 12,6 \%, \\ &\rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu, \pi^- \mu^+ \nu_\mu & 27,0 \%, \\ &\rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e, \pi^- e^+ \nu_e & 40,5 \%, \\ mc^2(K^0) &= 497,648 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Рассчитанная в предположении сохранения CP -инвариантности разность масс K_L^0 и K_S^0 :

$$mc^2(K_L^0) - mc^2(K_S^0) = (3,483 \pm 0,006) \cdot 10^{-12} \text{ МэВ}.$$

Если CP -инвариантность имеет место, можно считать:

$$K_S^0 \equiv K_1^0, \quad K_L^0 \equiv K_2^0.$$

Однако в 1964 г. Дж. Кронин и В. Фитч обнаружили, что в распадах нейтральных каонов происходит нарушение CP -инвариантности. Существует малая, но конечная вероятность распада:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

в котором в конечном состоянии, как мы уже показали, собственное значение CP -оператора $+1$, причем:

$$\frac{\text{вероятность } (K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\text{вероятность } (K_L^0 \rightarrow \text{all})} = (1,976 \pm 0,008) \cdot 10^{-3}.$$

Этот результат означает, что нельзя полностью отождествлять состояние K_S^0 с K_1^0 и K_L^0 с K_2^0 . Вместо этого можно следующим образом определить состояния K_S^0 и K_L^0 :

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \left(\frac{1}{1 + |\varepsilon_1|^2} \right)^{1/2} (|K_1^0\rangle + \varepsilon_1 |K_2^0\rangle), \\ |K_L^0\rangle &= \left(\frac{1}{1 + |\varepsilon_2|^2} \right)^{1/2} (\varepsilon_2 |K_2^0\rangle + |K_1^0\rangle), \end{aligned}$$

где ε_1 и ε_2 — малые комплексные числа.

Нарушение CP -четности невелико (доля распадов нейтральных каонов с нарушением CP -инвариантности $\approx 10^{-3}$), однако само его существование явилось весьма важной для фундаментальной физики новостью в связи с реакцией явлений нашего мира на *операцию обращения времени*.

Операция обращения времени (T -преобразование) сводится к изменению направления течения времени: $t \rightarrow -t$ при неизменных пространственных координатах: $\vec{r} \rightarrow \vec{r}$. Эта операция изменяет знаки у импульса и момента количества движения, превращая исходное движение в обратное (как бы прокручивание фильма в обратном направлении). Уравнения Максвелла T -инвариантны. Сильное взаимодействие тоже T -инвариантно. Одно из следствий T -инвариантности — равные вероятности прямых и обратных реакций $a + b \leftrightarrow c + d$. Многочисленные проверки не обнаружили нарушения этого равенства. Однако точность таких проверок не слишком высока — обычно на уровне 10^{-2} – 10^{-3} .

Обнаружение нарушения CP -инвариантности позволяет сделать очень важный для физики вывод о T -инвариантности нашего мира. Дело в том, что существует CPT -теорема. Смысл CPT -теоремы можно свести к следующему утверждению: наш мир и мир, полученный из нашего путем зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени, идентичны. Иными словами, наш мир и мир, являющийся его зеркальным отражением с заменой всех частиц на античастицы и движением всех объектов в обратном направлении, идентичны. Любой мыслимый гамильтониан инвариантен относительно CPT -преобразования.

CPT -теорема и нарушение CP -инвариантности приводят к дилемме. Либо нет T -инвариантности (она должна нарушаться, если справедлива CPT -теорема), либо CPT -теорема не верна. Все известные факты свидетельствуют в пользу справедливости CPT -теоремы. CPT -инвариантность следует из общих принципов квантовой теории поля. Ее нарушение потребовало бы радикально изменить такие основы этой теории, как принцип причинности и связь спина с квантовой статистикой. Простейшие тесты

CPT-инвариантности — равенство масс и времен жизни частиц и античастиц. Лучший известный тест — ограничение на разность масс K^0 и ее античастицы \bar{K}^0 :

$$\left| \frac{m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}}{m_{K^0}} \right| \leq 10^{-18}.$$

Нарушение *CP*-инвариантности (при справедливости *CPT*-теоремы) убедительно, хотя и косвенно, доказывает нарушение *T*-инвариантности в распадах нейтральных каонов. Распад нейтральных каонов — не единственный известный процесс, в котором обнаружено нарушение *CP*- (а значит и *T*-) инвариантности.

Исследования распадов B^0 -мезонов показали, что и в этом случае также не сохраняется *CP*-четность. Выяснение причин нарушения *CP*-четности является одной из фундаментальных проблем современной физики.

§ 8. О роли слабых взаимодействий в окружающем мире

Из известных опытных данных следует, что роль слабых взаимодействий в окружающем нас мире в основном сводится к тому, что ими обусловлены распады частиц и атомных ядер, которые без слабых взаимодействий были бы стабильными. Чтобы представить себе роль слабых взаимодействий более наглядно, попробуем вообразить, каким стал бы окружающий нас мир, если бы в нем внезапно исчезли (выключились) те или иные взаимодействия.

В существующем мире без сильных взаимодействий не претерпели бы значительных изменений квантовая электродинамика и вся физика лептонов. И комптон-эффект, и распад мюона протекали бы так же, как и в обычном мире. Но вот сильно взаимодействующих частиц, прежде всего протонов и нейтронов, либо не стало вовсе, либо вместо них появились совершенно другие частицы. Таким образом, исчезла бы привычная нам материя и поэтому мир в целом стал бы совершенно иным во всей доступной нам области масштабов. Если бы исчезли электромагнитные взаимодействия, то атомные ядра и сильно взаимодействующие частицы остались бы, хотя и в сильно измененном виде. Протон и нейтрон стали бы неотличимыми друг от друга. Точно так же одинаковыми стали бы частицы внутри каждого изоспинового мультиплетта (например, три пиона). Начиная же с атомных масштабов и выше, мир изменился бы до полной неузнаваемости. Не стало бы ни молекул, ни атомов, ни электромагнитного излучения. Тем самым не стало бы и привычных нам макроскопических веществ.

Но если бы исчезли слабые взаимодействия, то из всех частиц исчезли бы только нейтрино, а остальные даже не претерпели бы существенных изменений (если только не учитывать, что слабые взаимодействия становятся на сверхмалых расстояниях столь интенсивными, что начинают

сильно влиять на массы и структуру частиц). Ядра, атомы, молекулы, кристаллы по-прежнему могли бы существовать. Но стабильных частиц стало бы гораздо больше, и это существенно обогатило бы возможные структурные формы материи на атомном и макроскопическом уровне. Прежде всего, число стабильных изотопов возросло бы почти на порядок за счет того, что стали бы стабильными β -радиоактивные изотопы. Далее, стали бы стабильными частицы μ^\pm , π^\pm , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , Λ , Σ^\pm , Ξ^- , Ξ^0 , Ω^- . Поэтому стабильными стали бы все гиперядра с любым числом Λ -гиперонов. В ядре смогли бы существовать и каоны K^+ и K^0 , если бы только они притягивались к нуклонам сильным взаимодействием. Отрицательные мюоны смогли бы заменять частично или полностью электроны в атоме, причем размеры атомов с мюонными оболочками были бы в двести раз меньше обычных. Стали бы стабильными различные водородоподобные системы, такие как $e^- - \pi^+$, $e^- - \Sigma^+$, $\pi^- - \mu^+$, $e^+ - K^-$ и т. д. (но, конечно, не $\pi^- - p$, $K^- - K^+$ и даже не $\pi^+ - K^-$, $K^- - p$). Мы видим, что с атомной и макроскопической точек зрения отсутствие слабых взаимодействий не изменит существующих структур вещества, но сделает их более разнообразными. Включение слабых взаимодействий «всего лишь» лишает стабильности одни формы вещества, не затрагивая другие. Таким образом, основной «профессией» слабых взаимодействий является не создание сил, а осуществление распадов частиц.

Но если частица подвержена распаду, то она может и возникнуть в результате подходящей реакции. Однако, если интенсивность взаимодействия мала, то его несравненно легче обнаружить в распаде, чем в реакции. Действительно, масштабом времени жизни для элементарных частиц является характерное время пролета, имеющее порядок $10^{-22} - 10^{-23}$ с. И если это время за счет малой интенсивности взаимодействия вырастет даже на 25 порядков, то и тогда оно останется легко доступным наблюдению (несколько часов). Но уменьшение на 20–25 порядков сечения реакции делает наблюдение этой реакции исключительно трудным. Поэтому вызываемые слабыми взаимодействиями распады интенсивно изучались с самого рождения ядерной физики, а первая реакция, происходящая за счет слабых взаимодействий, была зарегистрирована лишь в пятидесятых годах прошлого века.

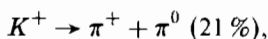
Посмотрим теперь, в каких ситуациях можно ожидать распады, обусловленные слабыми взаимодействиями. Прежде всего, тут действует правило: для того чтобы частица (или ядро) заметным образом распадалась за счет слабых взаимодействий, обычно необходимо, чтобы ее распад под влиянием сильных или электромагнитных взаимодействий был запрещен. Например, у нейтрального пиона равны нулю все заряды и странность. Поэтому он может распадаться за счет электромагнитных взаимодействий либо на два фотона, либо на электрон-позитронную пару. Он и распадается в основном на 2 фотона с временем жизни $\approx 10^{-16}$ с. Быть может, у нейтрального пиона и существуют какие-либо слабые распады, но они происходят столь медленно и тем самым редко, что их практически не удается наблюдать. Единственным исключением из только что приведенного

правила являются β -распадные процессы для очень тяжелых ядер. Все эти ядра нестабильны относительно процессов α -распада и спонтанного деления, обусловленные конкуренцией сильных и электромагнитных взаимодействий. Но из-за кулоновского барьера эти процессы настолько подавлены, что для многих ядер β -распадные процессы оказываются более вероятными. Во всех остальных случаях (в частности, для всех частиц) правило «распад может идти за счет слабых взаимодействий только тогда, когда за счет сильных или электромагнитных он идти не может» действует безотказно.

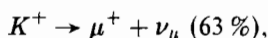
Это правило необходимо, но, конечно, не достаточно. Протон не распадается под влиянием сильных и электромагнитных взаимодействий, но и слабые взаимодействия вызвать распад протона не могут. Чтобы слабый распад был возможен, необходимо, чтобы он был разрешен всеми законами сохранения. Поэтому слабые распады будут наблюдаться там, где они запрещены при сохранении странности и разрешены при ее нарушении. Например, Λ -гиперон является самой легкой частицей с барионным зарядом $B = 1$ и странностью $s = -1$. Поэтому сильные и электромагнитные взаимодействия не могут вызвать распад этой частицы. Масса Λ -частицы больше суммы масс протона и отрицательного пиона — системы, у которой $s = 0$, но все заряды такие же, как и у Λ . Поэтому за счет слабых взаимодействий возможен и действительно идет распад $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Заметим, что законы сохранения четности и зарядовой четности не приводят к существованию частиц, нестабильных относительно слабых взаимодействий и стабильных относительно более интенсивных. Действительно, если какой-либо быстрый, т. е. электромагнитный или сильный, распад запрещен только сохранением четности или зарядовой четности, то всегда будет разрешен аналогичный быстрый распад с испусканием дополнительного достаточно мягкого фотона, уносящего отрицательную четность.

Законы сохранения квантовых чисел s, c, b, t в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушение их в слабых взаимодействиях не являются единственной причиной существования слабых распадов. Второй (и последней) причиной является то, что нейтрино подвержены только слабым (если не считать гравитационных) взаимодействиям. Поэтому, если распад, даже с сохранением странности, возможен только с участием нейтрино, то он будет слабым. Например, отрицательный пион имеет нулевую странность. Продуктами его распада могут быть только более легкие частицы, т. е. мюоны, электроны, нейтрино и нейтральный пион. Один из продуктов распада должен иметь отрицательный электрический заряд, т. е. быть мюоном или электроном. Обе эти частицы имеют спин половина и тем самым уносят только полуцелый момент. Так как спин отрицательного пиона целый, то наряду с мюоном (или электроном) одним из продуктов его распада должна быть электрически нейтральная частица с полуцелым спином. Единственными легкими частицами, удовлетворяющими этому условию, являются нейтрино. Поэтому распад отрицательного пиона должен быть слабым. И действительно, эта частица живет очень долго ($2,6 \cdot 10^{-8}$ с) и распадается в основном на мюон и мюонное антинейтрино.

Общий вывод: распад является слабым при выполнении хотя бы одного из двух условий: а) нарушение сохранения квантовых чисел s, c, b, t ; б) наличие нейтрино среди продуктов распада. Характерно, что соблюдение обоих условий не делает распад сверхслабым. Так, положительный каон с вероятностью 21 % распадается на два пиона:



т. е. с нарушением странности и без участия нейтрино, и с вероятностью 63 % на мюон и мюонное нейтрино:



т. е. с нарушением странности и с участием нейтрино.

Слабое взаимодействие возникает как результат поглощения и испускания или обмена носителями этого взаимодействия — W - и Z - бозонами. Оно является более универсальным, чем электромагнитное — только глюоны и фотоны непосредственно не взаимодействуют с W - и Z -частицами. В то же время реальный объем физических явлений, относящихся к физике слабого взаимодействия, оказывается намного меньшим объема электродинамических явлений. Это связано с тем, что почти все объекты, которые могли бы сформировать обширную физику слабого взаимодействия, являются нестабильными и в природе не существуют. Поэтому нет, например, физики W - и Z -бозонов, аналогичной физике фотонов, и при рассмотрении слабых взаимодействий приходится ограничиваться изучением главным образом распадных процессов, либо взаимодействий нейтрино с материей.

Для дальнейшего существенно, что константа α_w слабого взаимодействия W -бозонов с лептонами является безразмерной и определяется выражением

$$\alpha_w = \frac{\alpha_e}{\sin^2 \theta_w}, \quad (5.55)$$

где $\alpha_e = 1/137$ — константа электромагнитного взаимодействия, а θ_w — угол Вайнберга или угол смешивания, являющийся одним из основных параметров единой теории электрослабого взаимодействия. Как следует из экспериментальных данных, $\sin^2 \theta_w = 0,23$.

Хотя слабое взаимодействие, как видно из (5.55), характеризуется по порядку величины такой же константой, как и электромагнитное, столкновительные слабые процессы не играют в нашем мире практически никакой роли. Это связано с огромной массой W - и Z -бозонов, вследствие чего они не существуют в окружающем мире. Поэтому в течение длительного времени основным способом изучения слабых сил было исследование распадов либо нестабильных ядер, либо получаемых на ускорителе нестабильных частиц.

Рассмотренная в данном разделе роль слабых сил в окружающем мире проанализирована с помощью воображаемого сценария «выключения» слабого взаимодействия в уже сформировавшемся мире, который

мы наблюдаем. В глобальном историческом аспекте, т. е. с учетом космологического прошлого Вселенной, последствия отсутствия слабого взаимодействия, безусловно, стали бы значительно более драматическими. Привлекая для анализа Стандартную космологическую модель, опирающуюся на концепцию Большого взрыва (гл. 10), легко предсказать такие последствия. Прежде всего, не зажглись и не светили бы звезды, поскольку «стартовыми» ядерными реакциями в звездах являются реакции, идущие по слабому взаимодействию. Без звезд не образовалось бы все богатство окружающих нас химических элементов с Z вплоть до 92 (уран) и мир не возник бы в том виде, в котором мы его наблюдаем. Однако, по-видимому, куда более важным является то, что с исчезновением слабого взаимодействия уже на самом раннем этапе существования Вселенной исчезли бы сопутствующие ему нарушения C - и CP -инвариантности, что привело бы к равенству числа частиц и античастиц любого типа. Вследствие этого в горячем и остывающем котле ранней Вселенной частицы и античастицы неизбежно бы «стореги», практически полностью проаннигилировав, и мир превратился бы в море остывающих фотонов.

Глава 6

Атомные ядра — связанные системы нуклонов

§ 1. Атомные ядра

Единственным стабильным адроном является протон. Его время жизни $> 10^{32}$ лет, что неизмеримо превосходит время жизни Вселенной (14 млрд лет). Среди нестабильных адронов своей аномальной «долгоживучестью» выделяется нейтрон ($\tau \approx 900$ с). Неудивительно, что именно эти два бариона стали «строительным материалом» следующей по масштабам после адронов микроструктуры материи — атомного ядра.

Конечно, сразу возникает вопрос о том, что за силы объединяют протоны и нейтроны в компактные и устойчивые атомные ядра. Во-первых, это очень мощные силы притяжения, создаваемые взаимодействием между кварками, входящими в состав нуклонов. Эти силы настолько велики, что способны удержать на расстояниях $\approx 10^{-12}$ см порядка сотни испытывающих кулоновское отталкивание протонов. Во-вторых, это короткодействующие силы. Их радиус $\approx 10^{-13}$ см.

Протоны и нейтроны образуют атомные ядра всех химических элементов. Число протонов в ядре определяет атомный номер химического элемента. Характеристики протона, нейтрона и электрона сведены в табл. 6.1.

При описании атомных ядер используют обозначения: число протонов Z , число нейтронов N , *массовое число* или число нуклонов $A = Z + N$. Ядра с одинаковым Z называют *изотопами*, а с одинаковым A — *изобарами*. Конкретное ядро (*нуклид*) чаще всего обозначают ${}^A S$, где S — химический символ элемента, или просто (A, Z) . Например, изотоп алюминия, состоящий из 27 нуклонов, из которых 13 протонов, обозначают ${}^{27}\text{Al}$.

Нейтрон в свободном состоянии испытывает β^- -распад:



за время ≈ 900 с и поэтому, на первый взгляд, факт существования атомных ядер выглядит загадочным явлением. Существование стабильных ядер обусловлено тем, что протоны и нейтроны в ядре оказываются *связанными*. Это значит, что суммарная масса нуклонов, из которых состоит ядро, превышает массу ядра. Разность этих двух масс, помноженная на c^2 ,

Таблица 6.1

Характеристики протона, нейтрона и электрона

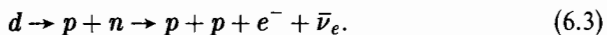
Характеристика	Протон	Нейтрон	Электрон
Масса mc^2 , МэВ	938,272	939,565	0,511
Электрический заряд (в единицах элементарного заряда)	+1	0	-1
Спин (в единицах \hbar)	1/2	1/2	1/2
Четность	+1	+1	+1
Статистика	Ферми—Дирака		
Магнитный момент (для нуклонов — в ядерных магнетонах, для электрона — в магнетонах Бора)	+2,79	-1,91	+1,001
Время жизни	$> 10^{32}$ лет	$885,7 \pm 0,8$ с	$> 4,6 \cdot 10^{26}$ лет
Тип распада		$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	

называется энергией связи ядра W :

$$W = [Zm_p + Nm_n - M(A, Z)]c^2, \quad (6.2)$$

где m_p , m_n и $M(A, Z)$ — массы протона, нейтрона и ядра (A, Z) . Для того чтобы разделить ядро на протоны и нейтроны, нужно как минимум затратить энергию W .

Выясним, например, почему оказывается запрещенным распад нейтрона в простейшем ядре ${}^2\text{H}$, которое обычно называют дейтроном и часто обозначают d . Дейтрон представляет собой связанное состояние протона и нейтрона с энергией связи, равной 2,22 МэВ. Это значит, что для разделения дейтрона на составляющие его протон и нейтрон необходимо сообщить дейтрону энергию 2,22 МэВ. После разделения на протон и нейтрон последний испытывает β^- -распад по схеме (6.1). Полная цепочка распада дейтрона будет выглядеть так



При распаде нейтрона выделится энергия $(m_n - m_p - m_e)c^2 = 0,78$ МэВ. Из всей разности энергий покоя нейтрона и протона $(m_n - m_p)c^2 = 1,29$ МэВ около 0,51 МэВ идет на создание массы электрона (массу электронного антинейтрино можно считать нулевой) и вместо нейтрона появляется протон. Однако у двух протонов отсутствует связанное состояние. Поэтому создание двух протонов из дейтрона, или по-другому, *перестройка* дейтрона в два протона, требует 2,22 МэВ энергии. Между тем при распаде

нейтрона выделяется лишь 0,78 МэВ. Отсюда следует, что распад нейтрона в дейтроне запрещен законом сохранения энергии. Любопытный читатель спросит, а как же быть с возможностью несохранения энергии, допускаемой квантовой теорией? Разумеется, виртуальные распады нейтрона будут происходить, но получившиеся при распаде протон, электрон и нейтрино должны практически мгновенно схлопнуться снова в нейтрон.

Этот результат можно обобщить и сделать общее утверждение о том, что если энергия перестройки больше, чем выделяющаяся при β -распаде нейтрона энергия, то нейтрон в ядре будет стабильным.

Таким образом, существование стабильных нейтронов в атомных ядрах обусловлено тем, что энергия перестройки ядер, соответствующая превращению нейтрона в протон, оказывается больше энергии, выделяющейся при β -распаде нейтрона.

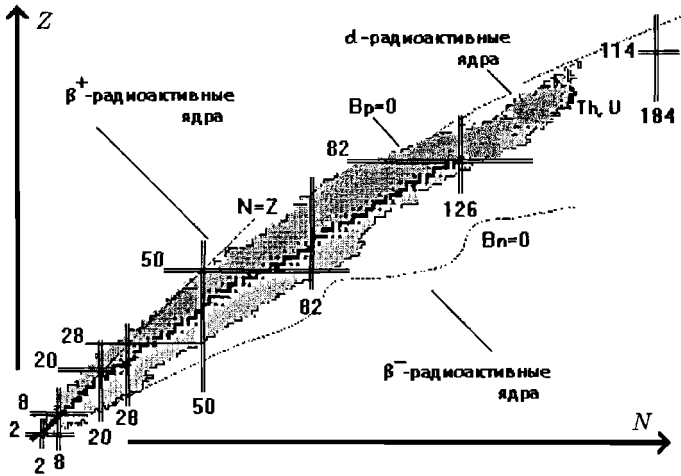
Существуют ли ограничения на количества протонов и нейтронов в ядрах? И, если да, то в какой области Z и N расположены устойчивые и сравнительно долгоживущие ядра?

В природе существует и искусственно получено большое число атомных ядер. В настоящее время техника эксперимента позволяет наблюдать и исследовать ядра с Z вплоть до 112–118. Число нуклонов в таких ядрах ≈ 290 . Всего известно около 3 000 атомных ядер. Среди необычных, искусственно полученных изотопов — такие как ${}^{10}_2\text{He}$, ${}^8_6\text{C}$, ${}^{12}_8\text{O}$ и ${}^{26}_8\text{O}$ (здесь нижний индекс указывает число протонов Z). Условно все известные ядра можно разделить на 2 группы:

1. *Стабильные и долгоживущие ядра* (всего их 285). Стабильных ядер 264. Долгоживущими принято считать ядра с периодом полураспада $t_{1/2} > 5 \cdot 10^8$ лет, что обеспечивает ненулевое процентное содержание этих ядер в естественной смеси изотопов.
2. *Радиоактивные ядра* (их около 2 700). Для этой категории ядер $t_{1/2} < 5 \cdot 10^8$ лет.

Общую ситуацию с известными атомными ядрами наиболее наглядно можно увидеть на NZ -диаграмме атомных ядер (рис. 6.1). Каждому ядру соответствует определенное положение на плоскости с осями N и Z . Точками отмечены лишь стабильные и долгоживущие ядра, и совокупность этих точек образует узкую полосу, называемую *линией или долиной стабильности*.

Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A = 250$. Это изменение отношения N/Z легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского отталкивания протонов с ростом A . Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z = 82$) и висмута

Рис. 6.1. NZ -диаграмма атомных ядер

($Z = 83$). Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:

$$\frac{N}{Z} \approx 1 + 0,015 \cdot A^{2/3}. \quad (6.4)$$

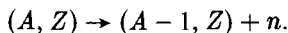
Добавляя к ядрам, расположенным на линии стабильности, последовательно 1, 2, 3 и более нейтронов, будем получать их все более тяжелые изотопы. Смешаясь от дорожки стабильности вправо, окажемся в области радиоактивных ядер, перегруженных нейтронами. Их называют *нейтроноизбыточными* ядрами. Аналогично, добавляя к стабильным ядрам последовательно 1, 2, 3, ... протона, будем «уходить» из области стабильности вертикально вверх, получая все более тяжелые радиоактивные ядра, перегруженные протонами (*протоноизбыточные ядра*). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют *экзотическими ядрами*.

Участок NZ -диаграммы, выделенный серым цветом, показывает область известных атомных ядер (их около 3000).

Диаграмму точечным пунктиром ограничивают линии, вдоль которых энергии отделения $B_n(B_p)$ нейтрона или протона равны нулю. Энергия отделения нуклона это минимальная энергия, необходимая для его удаления из ядра. $B_n = B_p = 0$ отвечает ситуации, когда добавляемый к ядру очередной нуклон уже не захватывается им и не образует нового более тяжелого ядра. Т. е. вне линий $B_n = 0$ и $B_p = 0$ ядро существовать не может. Между линиями $B_n = 0$ и $B_p = 0$, где расположена область атомных ядер с энергиями отделения нуклона > 0 , по оценкам может быть до 6 500 ядер. Отметим, что линия $B_n = 0$ смыкается с внешней границей известных ядер в области $N < 30$ и $Z < 20$. Это означает, что в этой области практически достигнута граница возможных нейтроноизбыточных ядер. Прото-

ноизбыточные ядра изучены значительно лучше. Линия $B_p = 0$ смыкается с внешней границей известных ядер вплоть до $N \approx 120$ и $Z \approx 90$.

Остановимся на понятии энергии отделения нуклона. Ее легко определить через энергию связи ядра W (6.2). Отделению нейтрона отвечает процесс



Энергия, необходимая для этого, определяется разностью масс начального ядра и конечных продуктов (конечного ядра и нейтрона) в энергетических единицах, т. е.

$$B_n = [M(A - 1, Z) + m_n - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A - 1, Z). \quad (6.5)$$

Аналогично, энергия отделения протона

$$B_p = [M(A - 1, Z - 1) + m_p - M(A, Z)]c^2 = W(A, Z) - W(A - 1, Z - 1). \quad (6.6)$$

Здесь учтено, что энергия связи свободного нуклона нулевая.

Ядро перестает быть связанным, и следовательно существовать, когда энергия отделения нуклона становится меньше нуля:

$$B_n < 0, \quad B_p < 0, \quad (6.7)$$

т. е. существование ядра (A, Z) энергетически не выгодно.

Если образуется ядро вне области, ограниченной точечным пунктиром, то оно за *характерное ядерное время* $\tau_{\text{яд}} \approx 10^{-22}$ с должно распасться с испусканием одного или нескольких нуклонов.

Если среднее время жизни ядра τ не превышает 10^{-22} с, то можно считать, что ядро не существует. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с. Времена жизни ядер, обусловленные испусканием нуклонов, лежат в интервале 10^{-23} с $< \tau < 10^{-20}$ с. Ядра, имеющие такие времена жизни, обычно наблюдаются лишь в виде широких резонансов в сечениях ядерных реакций.

При приближении к линии $B_p = 0$ становится возможным и непосредственный вылет из ядра протона. Движение в сторону тяжелых ядер вдоль линии стабильности ведет к α -распаду и спонтанному делению, обозначаемому буквой *f* (от *англ.* fission — деление).

Условие (6.7) для протона не обязательно запрещает существование ядра. Дело в том, что несмотря на то, что вылет протона из ядра может быть энергетически выгодным, при небольшой энергии протона его испускание в значительной степени подавляется кулоновским барьером. В этом случае даже вне линии $B_p = 0$, скорее, нужно говорить о протонной радиоактивности, а не об отсутствии ядра. И только при больших отрицательных значениях B_p можно сказать, что вылет протонов делает невозможным существование ядра.

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, так как точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить, будет ли ядро β -радиоактивным или оно будет распадаться с испусканием нуклона. Поэтому

точность предсказания границы существования атомных ядер для отдельных элементов может составлять 4–5 единиц по A . В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности.

В правом верхнем углу NZ -диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с $Z = 109$ –116 показало, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе $Z = 110$ –114 и $N = 178$ –184. Ядра на острове стабильности должны иметь повышенную устойчивость по отношению к α - и β -распаду и спонтанному делению. Теоретические оценки показывают, что времена жизни ядер, расположенных в центре острова стабильности, могут составлять $\approx 10^5$ лет. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что нет комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволило бы попасть в центр острова стабильности.

§ 2. Энергия связи ядра. Ядерные превращения

Рассмотрим теперь подробнее вопрос об энергии связи ядра $W(A, Z)$. Она тем больше, чем больше A . Удобно иметь дело с так называемой удельной энергией связи $\varepsilon = W/A$ (средней энергией связи, приходящейся на один нуклон). На рис. 6.2 показана зависимость ε для стабильных ядер от массового числа A .

Как видно из этого рисунка, в области малых A удельная энергия связи быстро растет с ростом массового числа и достигает широкого максимума, центр которого расположен в области элементов, близких к ядру

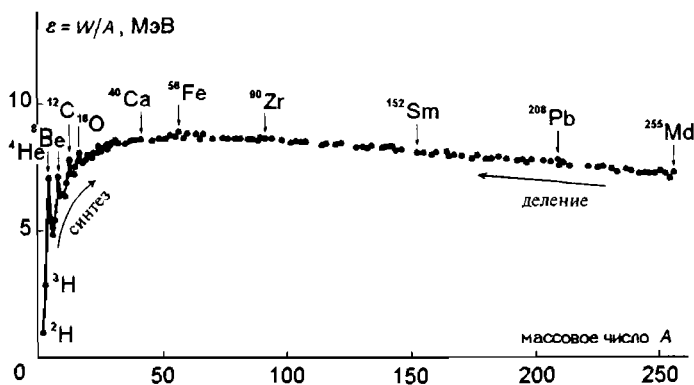


Рис. 6.2. Зависимость удельной энергии связи $\varepsilon = W/A$ от массового числа A

железа ^{56}Fe . Поэтому этот максимум часто называют *железным максимумом*. С дальнейшим увеличением A удельная энергия связи медленно уменьшается.

На фоне в целом довольно плавной зависимости энергии связи от массового числа A встречаются ядра, у которых энергия связи больше, чем у соседних ядер. Эти ядра обладают также увеличенной энергией отделения нуклона и повышенной распространенностью в природе. Такие ядра получили название *магических*, а числа протонов или нейтронов в них — *магических чисел*. Магические числа следующие:

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.$$

Существование магических чисел является проявлением оболочечной структуры ядер. Магическим числам нуклонов отвечают ядра с заполненными нуклонными оболочками, имеющие особую устойчивость, подобно атомам благородных газов с заполненными электронными оболочками.

Приведенная на рис. 6.2. зависимость удельной энергии связи от массового числа A указывает на два способа получения ядерной энергии:

1. Деление тяжелых ядер.
2. Слияние (синтез) легких ядер.

В обоих процессах, показанных стрелками на рис. 6.2, совершается переход к ядрам, в которых нуклоны связаны сильнее, и часть энергии связи высвобождается.

Пример. Рассчитать, исходя из данных рис. 6.2, какая энергия освобождается при делении 1 г урана.

Решение. Для ядра урана $A \approx 240$. При его делении на два осколка равной массы ($A_1 = A_2 \approx 120$) удельная энергия связи нуклона, увеличивается от $\epsilon_{240} \approx 7,5$ МэВ до $\epsilon_{120} \approx 8,5$ МэВ, т. е. увеличение средней энергии связи на один нуклон составляет величину

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{120} - \epsilon_{240} \approx (8,5 - 7,5) \text{ МэВ}.$$

Число ядер n в образце массы m дается выражением $n = mN_A/A$, где N_A — число Авогадро, а A — массовое число. Освобождающаяся при делении 1 г урана энергия E :

$$E = n \cdot \Delta\epsilon \cdot A = m \cdot N_A \cdot \Delta\epsilon = 1 \text{ г} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ г}^{-1} \cdot 1 \text{ МэВ} \approx 6 \cdot 10^{23} \text{ МэВ} \approx 10^{11} \text{ Дж}.$$

Если отвлечься от быстрого изменения удельной энергии связи в легких ядрах и медленного в тяжелых, можно считать, что в первом приближении удельная энергия связи для большинства ядер остается постоянной. Поэтому энергия связи большинства ядер приближенно пропорциональна числу нуклонов:

$$W \approx \alpha A, \tag{6.8}$$

где α — коэффициент пропорциональности. Это далеко идущее утверждение о линейной зависимости энергии связи от A означает, во-первых,

что ядерные силы, удерживающие нуклоны вместе, обладают свойством насыщенности, при котором каждый нуклон имеет ограниченное число связей, с помощью которых он может взаимодействовать с другими нуклонами. Если бы нуклон обладал неограниченным числом связей, то зависимость энергии связи от A неизбежно была бы нелинейной, по крайней мере квадратичной, поскольку число взаимодействующих пар равнялось бы $A(A-1)/2$. Ограничение числа межнуклонных связей и эффект насыщения возникают из-за короткодействия ядерных сил.

Плотность ядра при насыщающих ядерных силах не должна зависеть от числа нуклонов, и следовательно объем ядра должен быть приблизительно пропорциональным его массовому числу A . Таким образом, радиус ядра R приблизительно пропорционален $A^{1/3}$. Площадь поверхности ядра при этом пропорциональна $A^{2/3}$.

Формула (6.8), утверждающая, что энергия связи ядра пропорциональна его объему, является в действительности весьма грубой и непригодной для количественных приложений. Для получения более точной формулы необходимо учесть ряд факторов: наличие у ядра поверхности, кулоновское взаимодействие протонов и ограничения, связанные с квантовой симметрией системы нуклонов. В результате вместо формулы (6.8), дающей вклад в ядерную энергию связи только его *объемной энергии*, возникает более сложная формула, содержащая поправки на *поверхностную энергию*, *кулоновскую энергию* и *энергию симметрии*. Обсудим этот вопрос подробнее.

Прежде всего, существование поверхности должно уменьшать энергию связи, так как связи нуклонов вблизи поверхности насыщаются меньше, чем внутри ядра. Эта уменьшающая добавка к объемной энергии тем больше, чем больше поверхность ядра, и поэтому может быть представлена в виде $\beta A^{2/3}$, где β — положительная константа.

Вторая очевидная поправка связана с кулоновским отталкиванием протонов. Для ядра с равномерным распределением протонов по объему энергия кулоновского отталкивания пропорциональна $Z(Z-1)/R$ или $Z(Z-1)/A^{1/3}$. Эту энергию поэтому можно записать в виде $\gamma \cdot Z(Z-1)/A^{1/3}$ (γ — положительная константа), и ее также следует вычесть из полной энергии связи.

Наконец, из полной энергии связи следует вычесть энергию симметрии. Появление энергии симметрии является следствием принципа Паули для тождественных фермионов. В состав ядра входят фермионы двух типов — протоны и нейтроны. Если, например, попытаться создать устойчивое ядро только из A нейтронов, то нужно будет «рассадить» их по самым нижним энергетическим состояниям. Поскольку лишь ограниченное число фермионов каждого сорта могут занять определенный энергетический уровень, то часть нейтронов придется поместить на уровни, лежащие при более высоких энергиях. Это уменьшает энергию связи ядра по сравнению с тем случаем, когда ядро из A нуклонов содержит одинаковые количества протонов и нейтронов, на величину энергии симметрии, которая может быть записана в виде $\delta(N-Z)^2/A = \delta(A-2Z)^2/A$, где δ — константа.

В зависимости энергии связи от A имеются «пульсации» (чередa выбросов) на уровне 1–3 МэВ, которые объясняются специфическим свойством взаимодействия в системе связанных нуклонов. А именно, в атомных ядрах возникает дополнительная связь между двумя нуклонами одного типа (двумя протонами или двумя нейтронами), занимающими один и тот же энергетический уровень. Этот эффект, называемый *спариванием*, невелик — чтобы разорвать эту дополнительную связь нужна энергия $\approx 1\text{--}3$ МэВ, т. е. всего $\approx 0,2\%$ от энергии связи ядра.

Проявление сил спаривания разбивает все ядра на три группы:

- *Четно-четные ядра*. Все нуклоны в основном состоянии спарены, и положительная добавка к энергии связи за счет этого наибольшая.
- *Нечетно-нечетные ядра*. В основном состоянии не спарены по одному нуклону каждого типа, и добавка к энергии связи наименьшая.
- Промежуточный случай — *нечетные ядра*. В основном состоянии не спарен один нуклон.

Ярким проявлением сил спаривания является то, что среди примерно 300 стабильных ядер почти $2/3$ являются четно-четными, а нечетно-нечетных всего четыре — ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$, ${}^{14}_7\text{N}$.

«Спаривательное» слагаемое в формуле для $W(A, Z)$ условились записывать так, чтобы для нечетных ядер оно было равным нулю. Это дополнительное слагаемое удобно представить в виде $\zeta A^{-3/4}$.

Таким образом, энергия связи ядра может представляться формулой

$$W(A, Z) = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - \delta \frac{(A-2Z)^2}{A} + \zeta A^{-3/4}. \quad (6.9)$$

Значения параметров в формуле (6.9) должны быть выбраны таким образом, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные по всей совокупности устойчивых ядер. В частности, максимум энергии связи должен приходиться на ядра области железа. Набор параметров в формуле (6.9), обеспечивающий хорошее воспроизведение экспериментальных данных, следующий:

$$\alpha = 15,6 \text{ МэВ}, \quad \beta = 17,2 \text{ МэВ}, \quad \gamma = 0,72 \text{ МэВ}, \quad \delta = 23,6 \text{ МэВ}, \quad (6.10)$$

$$\zeta = +34 \text{ МэВ} \text{ — четно-четные ядра};$$

$$\zeta = 0 \text{ — нечетные ядра};$$

$$\zeta = -34 \text{ МэВ} \text{ — нечетно-нечетные ядра}.$$

Эту формулу называют *полуэмпирической* или *формулой Вайцзеккера* по имени физика, написавшего ее в 1935 г. Первые три члена этой формулы следуют из представления о ядре как о капле заряженной жидкости.

Из формулы Вайцзеккера с набором констант (6.10) легко получить равновесное отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре N/Z — линию стабильности на NZ -диаграмме.

Пример. Получить соотношение, связывающее число протонов в стабильных ядрах с полным числом нуклонов в них.

Решение. Это число протонов обозначим $Z_{\text{стаб}}$. Ядра с таким числом протонов располагаются на линии стабильности (рис. 6.1). $Z_{\text{стаб}}$ при фиксированном A отвечают ядра с наибольшими энергиями связи, т. е. ядра с минимальной (по абсолютной величине) суммой второго и третьего слагаемых в формуле (6.9). Найдем этот минимум дифференцированием по Z этой суммы и приравниванием результата нулю:

$$\frac{d}{dZ} [\gamma \cdot Z(Z-1)A^{2/3} + \delta(A-2Z)^2] = \gamma \cdot (2Z-1)A^{2/3} + 2\delta(A-2Z)(-2) = 0.$$

Подставляя значения γ и δ из (6.10), получаем

$$Z_{\text{стаб}} \approx \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2}.$$

Легко убедиться, что это соотношение эквивалентно (6.4).

Вклад различных членов в формулу для удельной энергии связи иллюстрируется рис. 6.3. Обсудим основные особенности зависимости удельной энергии связи от A . Уменьшение удельной энергии связи в области тяжелых ядер обусловлено кулоновским отталкиванием и отклонением от симметрии между числом протонов и нейтронов, в области легких — поверхностной энергией. Небольшие регулярные выбросы в зависимости

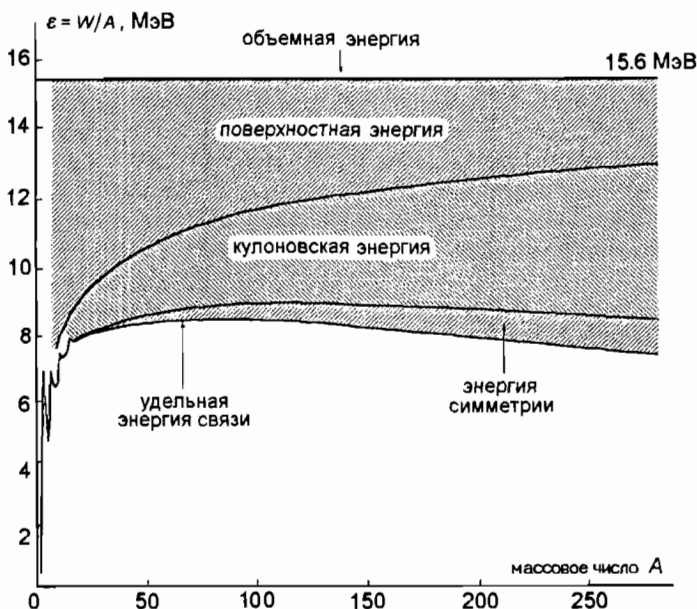


Рис. 6.3. Вклад различных видов энергии в удельную энергию связи ядра

Вот A (они наиболее заметны для легких ядер) обусловлены силами спаривания нуклонов.

Зависимость удельной энергии связи ядра от A имеет фундаментальное значение при анализе проблемы внутренней стабильности ядер и возможности их существования во Вселенной. Мы видели, что достаточно большая энергия перестройки ядра при превращении нейтрона в протон делает нейтрон в ядре стабильным и делает возможным существование ядер.

Конечно, если в ядре связанному нейтрону энергетически выгодно распаться, то этот распад происходит по схеме (6.1), а само ядро испытывает β^- -распад: $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$. Условие β^- -распада следующее:

$$M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e. \quad (6.11)$$

Аналогичная ситуация имеет место и со связанным в ядре протоном. Свободный протон стабилен. Внутри же ядра протон может превратиться в нейтрон, испытав распад по схеме

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (6.12)$$

Энергию, необходимую для такого превращения, протон «занимает» у других нуклонов ядра. Соответствующий процесс носит название β^+ -распада ядра: $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$. Его условие

$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e. \quad (6.13)$$

То, что в обычных условиях атомные ядра существуют в окружении электронной оболочки, образуя атомы, открывает возможность распада ядра, называемого e -захватом. Это родственный β^+ -распаду процесс. Он происходит по схеме: $(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$. Ядро захватывает один из атомарных электронов, находящихся на ближайших к ядру оболочках; e -захват сводится к следующему превращению протона в ядре:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (6.14)$$

Его энергетическое условие

$$M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1). \quad (6.15)$$

Однако проблема стабильности ядер имеет много граней и этим далеко не исчерпывается. Мы уже упоминали, что у ядер имеются и другие причины проявления нестабильности.

Выше обсуждалось, что у ядер легче железа удельная энергия связи увеличивается с ростом A . Рост энергии связи с ростом A приводит к тому, что этим ядрам энергетически выгодно объединяться в более тяжелые ядра, так как при этом должна выделяться энергия. Например, два ядра углерода ^{12}C могут слиться в ядро магния ^{24}Mg с выделением энергии 13,2 МэВ. Поэтому, будучи стабильны сами по себе, ядра могут быть нестабильными в системе ядер. Процессы создания новых ядер посредством слияния более легких ядер принято называть *синтезом*. Аналогичным

образом, тяжелым ядрам энергетически выгодно разделиться на два более легких ядра, которые связаны сильнее, чем исходное ядро (процесс *деления*). Например, ядра изотопов урана ^{235}U или ^{238}U могут делиться на два ядра примерно равной массы с выделением энергии ≈ 200 МэВ.

Таким образом, как будто, разумные соображения показывают, что мир многообразных ядер должен самопроизвольно превратиться в мир ядер железа, поскольку ядра железа, будучи наиболее устойчивыми, обладают минимумом энергии и не могут ни во что превращаться. Почему же в данном случае квантово-механические флуктуации не делают большинство известных ядер нестабильными так, как это происходит в адронах, подавляющее большинство которых неустойчивы к распаду? Мы уже указывали, что это происходит в тех случаях, когда имеют место запреты на распады. В данном случае такой запрет связан не с законом сохранения некоторого квантового числа, а с необходимостью одноименно заряженным ядрам испытывать кулоновские силы отталкивания. Наиболее простой здесь кажется ситуация с реакциями синтеза. Действительно, например, два ядра углерода ^{12}C , чтобы слиться в ядро ^{24}Mg должны сблизиться до расстояния двух радиусов ядра ^{12}C . В классической механике, скажем, при комнатных температурах до таких расстояний эти ядра вообще не могут сблизиться, так как энергия их кулоновского отталкивания на этих расстояниях многократно превосходит кинетическую энергию теплового движения. Говорят о потенциальном (кулоновском) барьере, препятствующем сближению ядер (рис. 6.4). В квантовой механике за счет квантово-механических флуктуаций эти ядра могут преодолеть кулоновский барьер и проникнуть в область ядерного взаимодействия, где собственно только и может произойти слияние двух ядер ^{12}C в ядро ^{24}Mg . Это проникновение через потенциальный барьер носит вероятностный характер, и вероятность P проникновения ядер ^{12}C в область ядерного взаимодействия оказывается много меньше вероятности одного проникновения за все время существования Вселенной. Таким образом, при обычных для нас температурах превращение мира, состоящего из ядер более легких, чем ядра железа, в «железный мир» теоретически возможно, но требует невообразимо гигантских времен.

В то же время с увеличением температуры (кинетической энергии ядер $E_{\text{кин}}$) вероятность проникновения и слияния ядер увеличивается и при температурах, которые достигаются внутри звезд (10^7 – 10^{10} К), легкие ядра в них эффективно объединяются, рождая более тяжелые ядра (так называемый *нуклеосинтез*).

Рассмотрим теперь возможность превращения тяжелых ядер в элементы группы железа. В случае деления кулоновский барьер играет как будто противоположную роль, и кажется, что он не только не препятствует вылету продуктов деления, но, напротив, способствует их разлету за счет кулоновского расталкивания (рис. 6.4, справа). В действительности ситуация принципиально не изменяется по сравнению с синтезом: вероятность прохождения через потенциальный барьер справа налево и слева

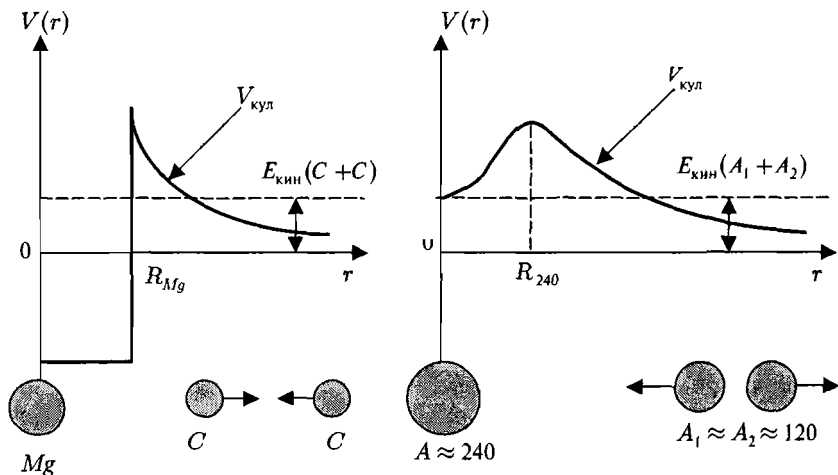


Рис. 6.4. Потенциальный барьер при синтезе легких ядер (слева) и делении тяжелых ядер (справа)

направо одна и та же. Поэтому, чтобы произошло деление, продуктам деления нужно проникнуть через кулоновский барьер, а вероятность этого проникновения является аномально малой величиной для большинства атомных ядер.

Итак, мы видим, что стабильность мира по отношению к делению и реакциям синтеза в нормальных земных условиях обеспечивается пренебрежимо малой вероятностью проникновения через потенциальный барьер.

Для распада ядра, прежде всего, необходимо, чтобы он был энергетически выгоден. Если рассматривается возможность распада ядра с массой M на конечные продукты с массами m_i , то необходимое условие такого превращения имеет вид

$$M > \sum_i m_i, \quad (6.16)$$

Энергия Q , выделяющаяся при распаде, называется *энергией распада*,

$$Q = \left(M - \sum_i m_i \right) c^2. \quad (6.17)$$

Поиск ядерных превращений, для которых $Q > 0$, позволяет выявить возможные типы распадов атомных ядер. Так, оказывается, что при $Z > 60$ появляются ядра, нестабильные к α -распаду (т. е. к испусканию ядер изотопа гелия ${}^4\text{He}$). Например, α -радиоактивное ядро ${}^{144}_{60}\text{Nd}$ испускает α -частицы с кинетической энергией 1,85 МэВ и периодом полураспада $t_{1/2} = 2,3 \cdot 10^{15}$ лет. Вероятность или $t_{1/2}$ α -распада, как и деления, определяется вероятностью преодоления α -частицей потенциального барьера.

Альфа-распад наряду с делением ограничивает возможность существования тяжелых ядер и, соответственно, химических элементов с $Z > 120$.

С точки зрения ядерной структуры, нестабильные ядра ничем не отличаются от стабильных. Например, изотоп водорода тритий ${}^3\text{H}$ является нестабильным с периодом полураспада $t_{1/2} = 12,32$ года. Единственным отличием этого ядра от стабильного можно считать только то, что оно довольно быстро распадается и необходимо восполнять его запасы, например, в различных устройствах. Физической границей, которая отличает нестабильные ядра просто от неустойчивых систем нуклонов, как мы видели выше, является соотношение времени жизни радиоактивного ядра и характерного ядерного времени $\tau_{\text{яд}}$. Ядрам отвечают системы нуклонов, времена жизни которых $\tau > \tau_{\text{яд}}$. Если время жизни ядра много больше, чем $\tau_{\text{яд}}$, то радиоактивное ядро в отношении ядерных свойств не будет отличаться от стабильного.

Отсюда, в частности, следует, что β -распадные процессы не ограничивают возможностей существования ядер. Это связано с тем, что такие процессы протекают по слабому взаимодействию и при выделяющихся в ядрах энергиях не могут привести к временам жизни, сравнимым с $\tau_{\text{яд}}$.

Знание масс атомных ядер чрезвычайно важно для определения возможных способов их распадов и превращений в различных ядерных реакциях. Сведения о массах ядер содержатся в специальных таблицах. Здесь необходимо отметить, что на опыте, как правило, измеряют не массу ядра $M(A, Z)$, а массу соответствующего атома ${}^{\text{ат}}M(A, Z)$. Это объясняется тем, что наиболее точным методом измерения массы является *масс-спектрометрия*. В этом методе частично ионизованные атомы подвергаются действию комбинации электрических и магнитных полей и осуществляется прецизионное разделение ионов по отношению масса/заряд. При этом относительная погрешность измерения массы достигает 10^{-8} – 10^{-7} .

Международная *атомная единица массы* — $\frac{1}{12}$ массы атома ${}^{12}\text{C}$:

$$\begin{aligned} 1\text{u} &= 1 \text{ а. е. м.} = \frac{\text{масса атома } {}^{12}\text{C}}{12} = 931,494043(80) \text{ МэВ}/c^2 = \\ &= 1,66053886(28) \cdot 10^{-27} \text{ кг.} \end{aligned}$$

Обычно в таблицах атомных ядер даются не их массы $M(A, Z)$ или энергии связи $W(A, Z)$ и даже не массы атомов ${}^{\text{ат}}M(A, Z)$, а так называемые *дефекты (или избытки) масс* $\Delta(A, Z)$. Определим понятие *дефекта масс* и получим соотношения, с помощью которых, зная дефект массы $\Delta(A, Z)$, можно быстро получить не только массу ядра $M(A, Z)$, но также его энергию связи $W(A, Z)$, энергии отделения нуклонов B_n, B_p и более сложных объектов $x(a, z)$, состоящих из z протонов и $a - z$ нейтронов.

Запишем соотношение (6.2) в виде

$$\frac{W(A, Z)}{c^2} = Zm_p + Nm_n - M(A, Z).$$

Переходя от масс ядер $M(A, Z)$ к массам атомов ${}^{\text{ат}}M(A, Z)$, это соотношение можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{W(A, Z)}{c^2} &= Zm_p + Zm_e + Nm_n - M(A, Z) - Zm_e = \\ &= Zm_{\text{H}} + Nm_n - {}^{\text{ат}}M(A, Z), \end{aligned}$$

где m_e , m_{H} — массы электрона и атома водорода, причем незначительными поправками, обусловленными энергиями связи атомарных электронов и обычно лежащими за пределами точности экспериментальных значений, мы пренебрегаем.

Дефектом (избытком) масс называют величину

$$\Delta(A, Z) = {}^{\text{ат}}M(A, Z)c^2 - Auc^2,$$

где u — атомная единица массы. По определению атомной единицы массы дефект массы ${}^{12}\text{C}$ точно равен нулю ($\Delta({}^{12}\text{C}) = 0$). Очевидно,

$$\begin{aligned} W(A, Z) &= (Zm_{\text{H}} + Nm_n)c^2 - {}^{\text{ат}}M(A, Z)c^2 = \\ &= (Zm_{\text{H}} + Nm_n)c^2 - \Delta(A, Z) - Auc^2 = \\ &= Z(m_{\text{H}}c^2 - uc^2) + N(m_nc^2 - uc^2) - \Delta(A, Z) = \\ &= Z\Delta_{\text{H}} + N\Delta_n - \Delta(A, Z). \end{aligned}$$

Отсюда сразу получаем энергию связи ядра в МэВ, если в этих же единицах взять дефект массы водорода Δ_{H} , нейтрона Δ_n и ядра $\Delta(A, Z)$. Учитывая, что

$$\Delta_{\text{H}} = m_p c^2 + m_e c^2 - uc^2 = (938,272 + 0,511 - 931,494) \text{ МэВ} = 7,289 \text{ МэВ},$$

а

$$\Delta_n = m_n c^2 - uc^2 = (939,565 - 931,494) \text{ МэВ} = 8,071 \text{ МэВ},$$

окончательно имеем

$$W(A, Z) = [Z \cdot 7,289 + (A - Z) \cdot 8,071 - \Delta(A, Z)] \text{ МэВ}.$$

Для энергий отделения нейтрона, протона и сложного объекта $x(a, z)$, получаем выражения (в МэВ):

$$\begin{aligned} B_n &= W(A, Z) - W(A - 1, Z) = \Delta_n + \Delta(A - 1, Z) - \Delta(A, Z) = \\ &= 8,071 + \Delta(A - 1, Z) - \Delta(A, Z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_p &= W(A, Z) - W(A - 1, Z - 1) = \Delta_{\text{H}} + \Delta(A - 1, Z - 1) - \Delta(A, Z) = \\ &= 7,289 + \Delta(A - 1, Z - 1) - \Delta(A, Z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_x &= W(A, Z) - W(A - a, Z - z) - W(a, z) = \\ &= \Delta(a, z) + \Delta(A - a, Z - z) - \Delta(A, Z). \end{aligned}$$

Таблицы дефектов масс 217 нуклидов приведены в Приложении II.

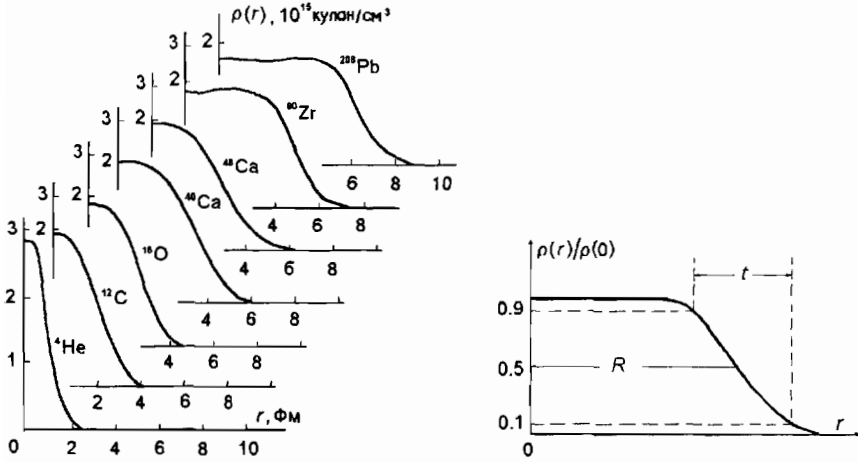


Рис. 6.5. Радиальное распределение плотности заряда в различных ядрах

Пример. По таблице дефектов масс найти энергию связи ядра ${}^{16}_8\text{O}$ и энергии отделения нейтрона B_n , протона B_p и α -частицы B_α из этого ядра.

Решение.

$$W({}^{16}_8\text{O}) = 8\Delta_n + 8\Delta_p - \Delta({}^{16}_8\text{O}) = 8 \cdot 7,289 + 8 \cdot 8,071 - (-4,737) = 127,617 \text{ МэВ},$$

$$B_n = \Delta_n + \Delta({}^{15}_8\text{O}) - \Delta({}^{16}_8\text{O}) = 8,071 + 2,856 - (-4,737) = 15,664 \text{ МэВ},$$

$$B_p = \Delta_n + \Delta({}^{15}_7\text{N}) - \Delta({}^{16}_8\text{O}) = 7,289 + 0,101 - (-4,737) = 12,127 \text{ МэВ},$$

$$B_\alpha = \Delta({}^4_2\text{He}) + \Delta({}^{12}_6\text{C}) - \Delta({}^{16}_8\text{O}) = 2,425 + 0 - (-4,737) = 7,162 \text{ МэВ}.$$

§ 3. Размеры ядер

В настоящее время мы довольно хорошо знаем, как распределен заряд и вещество внутри ядер и какова форма ядер. Так, детальные исследования распределения электрического заряда внутри атомных ядер были проведены в рассеянии быстрых электронов, длина волны которых мала по сравнению с размерами ядра.

На рис. 6.5 приведено несколько радиальных распределений плотности заряда в различных ядрах. Как видно, в первом приближении в тяжелых ядрах плотность заряда постоянна во внутренних областях ядра и спадает на протяжении сравнительно тонкого слоя, называемого *поверхностным слоем*. Распределение нейтронов близко к распределению протонов и в целом плотность ядерного вещества практически повторяет радиальную зависимость, показанную на рис. 6.5. Таким образом, атомные ядра не имеют резкой границы. Толщина t поверхностного слоя, определяемого как расстояние, на котором плотность уменьшается от 90 %

до 10 % своего значения $\rho(0)$ в центре ядра, приблизительно одна и та же у всех ядер и равняется 2,4–2,5 Фм.

Простейшим приближением для радиального распределения плотности $\rho(r)$ ядерной материи является двухпараметрическое распределение Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + e^{(r-R)/a}}, \quad (6.18)$$

где параметр a связан с толщиной поверхностного слоя t соотношением $t \approx 4,4a$ и приблизительно равен 0,55 Фм.

Поскольку толщина поверхностного слоя не является пренебрежимо малой, требуется определение того, что называть радиусом ядра. Радиусом ядра R называют расстояние от его центра до точки, в которой плотность уменьшается в два раза по сравнению с плотностью в центре.

Конечно, понятие радиуса ядра правомерно в случае его сферической формы. Именно такой формой обладают ядра, показанные на рис. 6.5. Большинство же ядер, как оказалось, несферические, но эта несферичность невелика, и в первом приближении этой несферичностью можно пока пренебречь, сохранив понятие радиуса ядра для всех ядер. Вообще же ядра в основном напоминают либо слегка вытянутые, либо слегка сплюснутые аксиально-симметричные эллипсоиды.

Опираясь на пропорциональность энергии связи ядра числу нуклонов, было сделано заключение о том, что размеры ядра растут как $A^{1/3}$. Поэтому радиус ядра (исключая самые легкие) приближенно дается формулой:

$$R \approx r_0 \cdot A^{1/3}. \quad (6.19)$$

Сравнение с экспериментальными данными приводит к

$$r_0 = (1,0-1,1) \text{ Фм}. \quad (6.20)$$

Часто используют другое определение радиуса ядра, аппроксимируя его сферой однородной плотности (без размытого поверхностного слоя). Такой ядерный радиус описывается выражением

$$R = 1,2 \cdot A^{1/3} \text{ Фм}. \quad (6.21)$$

Из (6.19) и (6.21) следует, что плотность различных ядер приближенно одна и та же и равна $\approx 0,17$ нуклон/Фм³ $\approx 3 \cdot 10^{14}$ г/см³.

§ 4. Характеристики ядерных состояний

Атомное ядро это система частиц с фиксированной полной энергией E . Состояния таких систем называют *стационарными* и они описываются стационарным уравнением Шрёдингера

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (6.22)$$

где \hat{H} — в данном случае оператор Гамильтона ядра, а ψ — его волновая функция. Она полностью определяется видом \hat{H} .

Состояние с наибольшей энергией связи ядра, т. е. с наименьшей полной энергией E , называют основным (ground state). Состояния с большей полной энергией — возбужденные. Диаграмма уровней ядра строится следующим образом (рис. 6.6). Нижнему по энергии состоянию приписывается нулевой индекс и энергия $E_0 = 0$,

$$E_0 \rightarrow Mc^2 = (Zm_p + Nm_n)c^2 - W_0; \quad (6.23)$$

W_0 — энергия связи ядра в основном состоянии.

Энергии E_i ($i = 1, 2, \dots$) возбужденных состояний отсчитываются от основного состояния.

Нижние уровни ядра дискретны. При увеличении энергии возбуждения среднее расстояние между уровнями уменьшается.

Рост плотности уровней с увеличением энергии является характерным свойством многочастичных систем. Он объясняется тем, что с увеличением энергии таких систем быстро растет число различных способов распределения энергии между частицами (в данном случае — нуклонами)

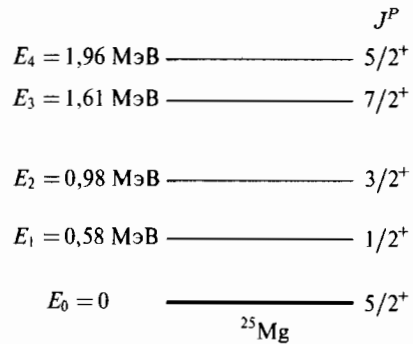


Рис. 6.6. Схема нижних уровней ядра $^{25}_{12}\text{Mg}$

Атомное ядро в каждом состоянии характеризуется полным моментом количества движения \vec{J} . Этот момент в системе покоя ядра называется *спином ядра*.

Очевидно выполнение для ядра следующих правил:

- A — четно, J (в единицах \hbar) = n ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), т. е. целое;
- A — нечетно, $J = n + \frac{1}{2}$, т. е. полуцелое.

Кроме того, экспериментально установлено еще одно правило: у *четно-четных ядер в основном состоянии (ground state) $J_{gs} = 0$* . Это указывает на взаимную компенсацию моментов нуклонов в основном состоянии ядра — особое свойство межнуклонного взаимодействия.

Пример. Спин ядра азота $^{14}_7\text{N}$ в основном состоянии равен 1. Показать, что ядро азота не может состоять из протонов и электронов (гипотеза о протонно-электронном составе ядер существовала до открытия нейтрона в 1932 г.).

Решение. Массе и заряду ядра $^{14}_7\text{N}$ может удовлетворять лишь следующий протонно-электронный состав: 14 протонов и 7 электронов. Таким образом, имеем систему из 21 фермиона. Спин такой системы может быть только полуцелым, что исключает подобную гипотезу.

Инвариантность системы (гамильтониана \hat{H}) относительно пространственного отражения — инверсии (замены $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) приводит к закону сохранения четности и квантовому числу *четности* P . Ядерный гамильтониан обладает соответствующей симметрией. Действительно, ядро существует благодаря сильному взаимодействию между нуклонами. Кроме того, существенную роль в ядрах играет и электромагнитное взаимодействие. Оба этих типа взаимодействий инвариантны к пространственной инверсии. Это означает, что ядерные состояния должны характеризоваться определенным значением четности P , т. е. быть либо четными ($P = +1$), либо нечетными ($P = -1$).

Однако между нуклонами в ядре действуют и не сохраняющие четность слабые силы. Следствием этого является то, что к состоянию с данной четностью добавляется (обычно незначительная) примесь состояния с противоположной четностью. Типичная величина такой примеси в ядерных состояниях всего 10^{-6} – 10^{-7} и в подавляющем числе случаев может не учитываться.

Четность ядра P как системы нуклонов может быть представлена как произведение четностей отдельных нуклонов p_i :

$$P = p_1 \cdot p_2 \cdots p_A, \quad (6.24)$$

причем четность нуклона в центральном поле $p_i = \pi_i \cdot (-1)^{l_i}$, где π_i — внутренняя четность нуклона, равная $+1$. Поэтому четность ядра в сферически симметричном состоянии может быть представлена как произведение орбитальных четностей $(-1)^{l_i}$ нуклонов в этом состоянии:

$$P = (-1)^{l_1} (-1)^{l_2} \cdots (-1)^{l_A} = (-1)^{\sum_i l_i}. \quad (6.25)$$

На схемах ядерных уровней обычно указывают энергию, спин и четность каждого уровня. Спин указывается числом, а четность знаком плюс для четных и минус для нечетных уровней. Этот знак ставится справа сверху от числа, указывающего спин. Например, символ $1/2^+$ обозначает четный уровень со спином $1/2$, а символ 3^- обозначает нечетный уровень со спином 3 .

§ 5. Изоспин атомных ядер

Еще одна характеристика ядерных состояний — *изоспин* I . Ядро (A, Z) состоит из A нуклонов и имеет заряд Ze , который можно представить в виде суммы зарядов нуклонов q_α , выраженных через проекции их изоспинов $(I_\alpha)_3$:

$$Ze = \sum_{\alpha=1}^A e \left[\frac{1}{2} + (I_\alpha)_3 \right] = e \left(\frac{A}{2} + I_3 \right), \quad (6.26)$$

где

$$I_3 = \sum_{\alpha=1}^A (I_{\alpha})_3 = Z \left(+\frac{1}{2} \right) + N \left(-\frac{1}{2} \right) = \frac{Z - N}{2} \quad (6.27)$$

— проекция изоспина ядра \vec{I} на ось 3 изоспинового пространства.

Полный изоспин A нуклонов

$$\vec{I} = \sum_{\alpha=1}^A \vec{I}_{\alpha}. \quad (6.28)$$

Все состояния ядра имеют $I_3 = (Z - N)/2$. Однако приписать определенное значение I состояниям ядра непросто. В ядре A нуклонов, каждый из которых имеет изоспин $1/2$. Поэтому возможны значения изоспина от $|(Z - N)/2|$ до $A/2$

$$\left| \frac{Z - N}{2} \right| \leq I \leq \frac{A}{2}. \quad (6.29)$$

Минимальное значение $I = |I_3|$. Максимальное значение I равно $A/2$ и отвечает всем \vec{I}_{α} , направленным в одну сторону. Энергия возбуждения ядерного состояния имеет тенденцию увеличиваться при увеличении значения изоспина. *Изоспин ядра в основном состоянии* имеет минимальное значение

$$I_{gs} = |I_3| = \left| \frac{Z - N}{2} \right|. \quad (6.30)$$

Электромагнитное взаимодействие нарушает изотропию изоспинового пространства. Энергия взаимодействия системы заряженных частиц изменяется при поворотах в изопространстве, так как при поворотах изменяются заряды частиц и в ядре часть протонов переходит в нейтроны или наоборот. Поэтому реально изоспиновая симметрия не точная, а приближенная. Изоспиновая симметрия точная только в отсутствие электромагнитного взаимодействия. В ядре изоспиновую симметрию нарушают кулоновские силы. Эти силы намного слабее ядерных в системах с малым числом нуклонов (легких ядрах). Поэтому в легких ядрах нарушение кулоновскими силами изоспиновой симметрии незначительно и изоспин является хорошим квантовым числом. Поскольку кулоновский потенциал растет как $Z^2 \sim A^2$, а ядерная энергия — как A , то нарушение кулоновскими силами изоспиновой симметрии, казалось бы, должно увеличиваться при переходе от легких ядер к тяжелым. В связи с этим долгое время полагали, что в тяжелых ядрах концепция изоспина теряет смысл. Однако, как оказалось, и в тяжелых ядрах изоспиновая симметрия «выживает» и изоспин остается хорошим квантовым числом. Причиной этого является то, что нарушение чистоты изоспина связано в основном не с абсолютной величиной кулоновского потенциала, а лишь с тем, насколько он меняется в пределах ядра, а это изменение невелико. Таким

образом, ядерные состояния можно характеризовать вполне определенным изоспином, хотя кулоновские силы добавляют к ним небольшую примесь состояний с другим изоспином. Наиболее чистыми по изоспину являются основные и низколежащие ядерные состояния. В них примесь состояний с «посторонним» изоспином обычно 10^{-4} – 10^{-2} . С ростом энергии состояний чистота по изоспину ухудшается и для высоколежащих ядерных состояний она достигает нескольких процентов, а в некоторых случаях и больше.

Как известно, все частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, группируются в *изомультиплеты*, состоящие из частиц с одним и тем же I , но разными проекциями изоспина I_3 . Частицы, образующие изомультиплет, ведут себя одинаково с точки зрения сильного взаимодействия и имеют приблизительно одинаковые массы.

Понятие изомультиплета применимо и к атомным ядрам. Однако в этом случае изомультиплет формируют уровни ядер с одинаковым числом нуклонов A , т. е. изомультиплет ядерных уровней относится к системам нуклонов, состоящим из разного числа протонов Z и нейтронов N , объединенных условием $Z + N = A$. Следовательно, в ядерный изомультиплет входят уровни разных ядер. Пример изодублетов ($I = 1/2$) уровней ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ дан на рис. 6.7 (уровни изодублетов соединены пунктиром).

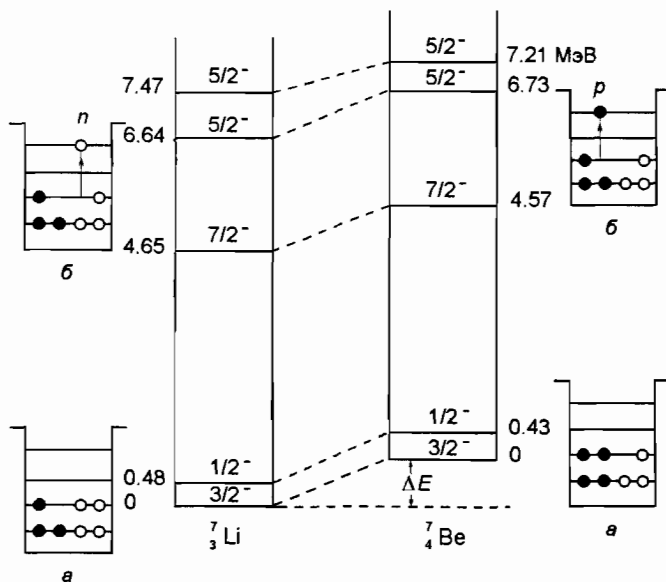


Рис. 6.7. Изодублеты ($I = 1/2$) уровней ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$. Схематически показано расположение нуклонов по уровням в ядерной потенциальной яме для изодублетов основных (а) и возбужденных (б) состояний

Изоспины основных состояний этих ядер $I_{gs} = 1/2$. Основные состояния образуют изодублет. Если, например, мы имеем ядро ${}^7_3\text{Li}$ ($I_3 = -1/2$) в основном состоянии, то для того чтобы из него получить ядро ${}^7_4\text{Be}$ ($I_3 = +1/2$) в основном состоянии, нужно совершить поворот в изопространстве, в результате которого нейтроны ядра лития превратятся в протоны ядра бериллия и наоборот. При таком повороте все остальные квантовые характеристики у преобразованных нуклонов (орбитальный момент, проекция спина, четность и др.) должны сохраниться. В итоге должна получиться система из четырех протонов и трех нейтронов — ядро ${}^7_4\text{Be}$, — в которой все нуклоны остались в тех же индивидуальных состояниях, в которых они были до поворота в ядре ${}^7_3\text{Li}$, т. е. ядро бериллия окажется в основном состоянии, как и ядро лития. То, что основные состояния бериллия и лития эквивалентны, доказывается одним и тем же значением их спинов и четностей ($3/2^-$).

Что касается возбужденных состояний, то довольно очевидно, что и они попарно тоже образуют изомультиплеты. Об этом говорит, во-первых, совпадение значений их спинов и четностей, а во-вторых, близкие энергии возбуждения. Единственное отличие систем уровней ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ заключается в том, что все уровни ${}^7_4\text{Be}$ сдвинуты вверх по энергии примерно на одну и ту же величину ΔE . Этот сдвиг легко объясним и является комбинацией двух эффектов — роста кулоновской энергии $\Delta E_{\text{кул}}$ в ядре бериллия (увеличилось число протонов) и уменьшения массы этого ядра на величину разности масс нейтрона и протона $(m_n - m_p)c^2$. Таким образом, величина сдвига по энергии уровней бериллия относительно уровней лития дается соотношением

$$\Delta E = \Delta E_{\text{кул}} - (m_n - m_p)c^2. \quad (6.31)$$

Состояния ядер, входящие в состав одного изоспинового мультиплета, называются аналоговыми состояниями.

В заключение раздела, посвященного изоспинам ядер, отметим, что для установления изоспинов ядерных состояний, помимо идентификации изомультиплетов по схемам уровней, используют закон сохранения изоспина в реакциях и распадах, вызванных сильным взаимодействием.

Пример. Разность энергий связи ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ равна $\Delta W = 1,7$ МэВ. Определить радиус этих ядер.

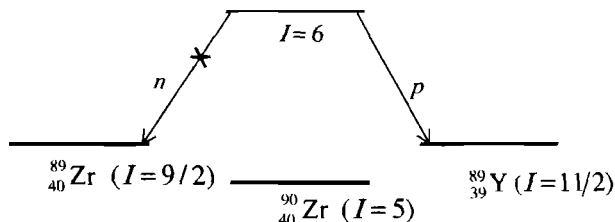
Решение. Из формулы Вайцеккера (6.9) для энергии связи ядер следует, что энергии связи ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ отличаются кулоновской энергией $E_{\text{кул}} = \gamma \cdot Z(Z-1)A^{-1/3}$. Используя (6.21), сделаем в этом выражении замену $A^{-1/3} = 1,2 \Phi_{\text{М}} \cdot R^{-1}$. Радиус ядер ${}^7_3\text{Li}$ и ${}^7_4\text{Be}$ зависит только от A . Поэтому разность энергий связи ΔW , равная разности кулоновских энергий, записывается в виде:

$$\begin{aligned} \Delta W &= E_{\text{кул}}(\text{Be}) - E_{\text{кул}}(\text{Li}) = \\ &= \frac{\gamma}{R} (1,2 \Phi_{\text{М}}) [Z_{\text{Be}}(Z_{\text{Be}} - 1) - Z_{\text{Li}}(Z_{\text{Li}} - 1)] = \frac{\gamma}{R} (1,2 \Phi_{\text{М}}) \cdot 6. \end{aligned}$$

Откуда

$$R_{\text{Li,Be}} = \frac{\gamma}{\Delta W} (1,2 \text{ Фм}) \cdot 6 = \frac{0,72 \text{ МэВ} \cdot 1,2 \text{ Фм} \cdot 6}{1,7 \text{ МэВ}} \approx 3 \text{ Фм}.$$

Пример. В ядре ${}^{90}\text{Zr}$ ($Z = 40$) возбуждается состояние, имеющее изоспин $I = 6$. Показать, что распад этого состояния в основное состояние ядра ${}^{89}\text{Zr}$ с испусканием нейтрона невозможен.



Решение. Рассчитаем величины изоспинов основных состояний ядер ${}^{89}\text{Y}$ и ${}^{89}\text{Zr}$:

$$I({}^{89}\text{Y}) = \left| \frac{39 - 50}{2} \right| = \frac{11}{2}, \quad I({}^{89}\text{Zr}) = \left| \frac{40 - 49}{2} \right| = \frac{9}{2}.$$

Величины изоспина протона и нейтрона $I(p) = I(n) = 1/2$.

Распады состояния $I = 6$ ядра ${}^{90}\text{Zr}$ с испусканием протона и нейтрона происходят в результате сильного взаимодействия. Из закона сохранения изоспина в сильных взаимодействиях следует невозможность распада состояния $I = 6$ с испусканием нейтрона

$$\vec{I}({}^{89}\text{Zr}) + \vec{I}(n) \neq \vec{I} = \vec{6}, \quad \frac{\vec{9}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{4}, \vec{5}.$$

Распад состояния $I = 6$ ядра с испусканием протона удовлетворяет закону сохранения изоспина

$$\vec{I}({}^{89}\text{Y}) + \vec{I}(p) = \vec{I} = \vec{6}, \quad \frac{\vec{11}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{5}, \vec{6}.$$

§ 6. Статические электромагнитные моменты ядер. Форма ядра

Ядро как система зарядов и токов обладает статическими магнитными и электрическими мультипольными моментами, хорошо известными из классической электродинамики. Обычно ограничиваются не равными нулю моментами нижней мультипольности в основном состоянии — магнитным дипольным и электрическим квадрупольным, которые дают сведения о свойствах ядра. Электрический дипольный момент ядра в системе координат, начало которой совмещено с его центром масс, равен нулю, что легко доказывается на основе закона сохранения четности. С классической точки зрения это означает, что центр масс ядра совпадает с центром

распределения его заряда. Это имеет место для всех систем, обладающих центром симметрии.

В дальнейшем мы будем использовать так называемую *собственную* (или *внутреннюю*) систему координат. Эта система жестко связана с ядром, перемещаясь и поворачиваясь вместе с ним. Начало собственной системы координат совпадает с центром распределения заряда и массы ядра.

6.1. Магнитный дипольный момент ядра

Атомное ядро, являясь системой движущихся зарядов (токов), обладает магнитным моментом $\vec{\mu}_я$, который имеет орбитальную и спиновую составляющие:

$$\vec{\mu}_я = \frac{\mu_N}{\hbar} \sum_{\alpha=1}^A (g_L^\alpha \vec{L}_\alpha + g_S^\alpha \vec{S}_\alpha), \quad (6.32)$$

где спиновые и орбитальные гиромагнитные факторы (g -факторы) нуклонов имеют следующие значения:

$$g_S^p = 5,586, \quad g_S^n = -3,826, \quad g_L^p = 1, \quad g_L^n = 0,$$

μ_N — ядерный магнетон, равный $e\hbar/(2m_p c) = 3,15 \cdot 10^{-18}$ МэВ/Гс.

Гиромагнитный фактор для ядра $g_я$ определяется соотношением:

$$\vec{\mu}_я = g_я \vec{J}. \quad (6.33)$$

где \vec{J} — спин ядра.

Ценность изучения $\vec{\mu}_я$ связана с возможностью получения информации о спинах ядер. Величину $\vec{\mu}_я$ можно найти, исследуя сверхтонкое расщепление атомных уровней, вызванное взаимодействием магнитного поля \vec{H}_e , создаваемого атомарными электронами, с магнитным моментом ядра $\vec{\mu}_я$. По расстоянию между уровнями сверхтонкого расщепления находят величину магнитного момента, а по числу уровней расщепления — спин ядра.

6.2. Электрический квадрупольный момент ядра

Электрическим квадрупольным моментом ядра считают величину

$$Q = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) dv = \frac{1}{e} \int r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \rho(\vec{r}) dv, \quad (6.34)$$

где $\rho(\vec{r})$ — зарядовая плотность ядра, а e — величина элементарного электрического заряда. Второй вариант записан в сферической системе координат (θ — угол между вектором \vec{r} и осью z).

Электрический квадрупольный момент, как и магнитный, определен в системе центра масс ядра. Однако в данном случае этого недостаточно, так как ось z в определении (6.34) становится выделенной и необходимо договориться о ее направлении. Прежде всего, отметим, что для сферически симметричного распределения заряда, т. е. при $\rho(\vec{r}) \equiv \rho(r)$,

квадрупольный момент Q обращается в нуль. Отличие величины Q от 0 говорит об отличии распределения заряда ядра от сферически симметричного, т. е. характеризует *форму ядра*. Если у ядра есть ось симметрии (например, оно имеет форму аксиально-симметричного эллипсоида), то значение Q зависит от ориентации оси z собственной системы координат относительно этой оси симметрии. Модуль $|Q|$ максимален, если ось z совпадает с осью симметрии, и как раз эту величину и рассматривают в качестве *собственного* квадрупольного момента ядра. Итак, ось z направляют вдоль оси симметрии ядра.

подавляющее большинство несферических ядер имеет форму аксиально-симметричного эллипсоида. Легко убедиться, что при $Q > 0$ ядро — вытянутый вдоль оси z эллипсоид. При $Q < 0$ ядро является сплюснутым вдоль оси эллипсоидом. Таким образом, знак Q определяет характер отклонения формы ядра от сферической (его вытянутость или сплюснутость), т. е. характер деформации ядра. Квадрупольный момент, как и эффективное сечение, измеряется в барнах ($16 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ Фм}^2$).

До сих пор мы, упрощая, рассматривали магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра как классические (не квантовые) величины. Квантовый подход требует рассматривать эти моменты как средние значения операторов $\widehat{\mu}_я$ и \widehat{Q} , которые можно записать в том же виде, как и выражения (6.32) и (6.34). Тогда квантово-механические значения электромагнитных моментов ядер можно представить в виде формул

$$\langle \mu_я \rangle = \int \psi^* \widehat{\mu}_я \psi \, dv, \quad (6.35)$$

$$\langle Q \rangle = \int \psi^* \widehat{Q} \psi \, dv. \quad (6.36)$$

Квантовые средние значения моментов, даваемые формулами (6.35) и (6.36), являются реально наблюдаемыми. Они, естественно, отличаются от собственных (классических) значений, получающихся из (6.32) и (6.34). В чем состоит это отличие?

При использовании формул (6.35), (6.36) надо, так же как и в «классическом случае», договориться об ориентации ядра относительно оси z , вдоль которой обычно направляют внешнее электромагнитное поле, используемое для нахождения $\mu_я$ и Q . Условились ориентировать ядро так, чтобы наблюдаемые значения моментов были максимальными. Ориентация ядра в пространстве задается направлением вектора спина \vec{J} , т. е. значением проекции M этого вектора на ось z . Как известно, M принимает значения $\pm J, \pm(J-1), \pm(J-2), \dots, \pm 1/2$ или 0. Чем больше M , тем меньше угол θ_M между вектором \vec{J} и осью z (рис. 6.8).

То же можно сказать и о векторе $\vec{\mu}_я$, несмотря на то что, как видно из выражения (6.32), он может не совпадать по направлению с вектором спина ядра

$$\vec{J} = \sum_{\alpha=1}^A (\vec{L}_\alpha + \vec{S}_\alpha).$$

Дело в том, что вектор $\vec{\mu}_я$ за счет квантовых флуктуаций относительно вектора \vec{J} , направление которого является единственно выделенным в ядре, усредняется до своей составляющей вдоль вектора \vec{J} . Очевидно, наблюдаемая величина магнитного дипольного момента ядра $\mu_я$ будет максимальной при максимальном значении проекции \vec{J} на ось z , т. е. при $M = J$. Таким образом, для получения максимального значения $\langle \mu_я \rangle$ в формуле (6.35) необходимо использовать волновую функцию ядра $\psi_{M=J}$, отвечающую значению $M = J$. Аналогичная ситуация имеет место и для электрического квадрупольного момента ядра Q .

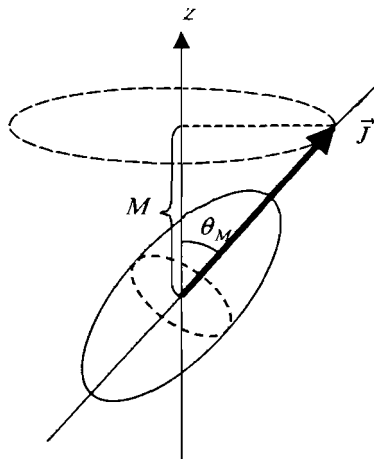


Рис. 6.8. К понятию квантово-механического электрического квадрупольного момента. В основном состоянии аксиально-симметричного ядра его спин \vec{J} направлен вдоль оси симметрии, так как является результатом усреднения квантовых флуктуаций суммарного углового момента нуклонов $\sum_{\alpha=1}^A \vec{J}_\alpha$ относительно этой оси

Пример. Протон находится в состоянии с орбитальным моментом $L = 1$ и полным моментом $J = 3/2$. Определить магнитный момент протона μ_p в этом состоянии.

Решение. Магнитный момент возникает за счет сложения орбитального $\vec{\mu}_L^p$ и спинного $\vec{\mu}_S^p$ магнитных моментов протона. В состоянии с $J = 3/2$ вектор спина протона направлен в ту же сторону, что и вектор его орбитального момента. Магнитный момент определяют в состоянии, когда проекция полного момента \vec{J} частицы на ось z , т. е. величина J_z , максимальна. В таком состоянии проекции орбитального, спинного и полного момента протона на ось z также максимальны и равны $L_z^p = +1$, $S_z^p = +1/2$, $J_z^p = +3/2$. Поскольку проекции магнитного момента частицы на оси x и y усредняются до нуля, т. е. $\langle \mu_x \rangle = \langle \mu_y \rangle = 0$ (это же имеет место и для проекций $L_x, L_y, S_x, S_y, J_x, J_y$), то величина магнитного момента протона оказывается численно равной среднему значению проекции этого момента на ось z , т. е. $\mu_p = \langle \mu_z^p \rangle$ при условии, что L_z^p и S_z^p максимальны. Таким образом, получаем

$$\mu_p = \langle \mu_z^p \rangle = (g_L^p \cdot L_z^p + g_S^p \cdot S_z^p) \mu_N = \left(1 \cdot 1 + 5,586 \cdot \frac{1}{2} \right) \mu_N = 3,793 \mu_N.$$

Наблюдаемые значения моментов всегда меньше собственных значений. Это видно уже из рис. 6.8 и является неизбежным следствием все того же квантового эффекта — любой квантовый объект с ориентацией (например, вектор \vec{J} или аксиально-симметричный эллипсоид) нельзя заставить точно «выстроиться» вдоль какого-либо направления в пространстве (в данном случае оси z). Таким образом, ядерный аксиально-симметричный эллипсоид всегда будет составлять с осью z угол θ_M (рис. 6.8). В этой

связи внешний наблюдатель воспринимает ядро при определенном M не как вытянутый аксиально-симметричный эллипсоид, а как объект, полученный усреднением всех возможных ориентаций этого эллипсоида относительно оси z (при неизменном θ_M). Минимальное значение угла θ_M , отвечающее максимальным значениям $\langle Q \rangle$ и $\langle \mu_a \rangle$, дается соотношением

$$\cos \theta_{M=J} = \frac{J}{\sqrt{J(J+1)}}. \quad (6.37)$$

Отличный от нуля квадрупольный момент Q можно обнаружить, помещая ядро в неоднородное электрическое поле \vec{E} , в котором у ядра возникает дополнительная энергия взаимодействия, пропорциональная $\frac{\partial E}{\partial z} Q$. Таким полем, например, является электрическое поле электронной оболочки атома, в спектре которого в этом случае появляются добавочные линии сверхтонкой структуры.

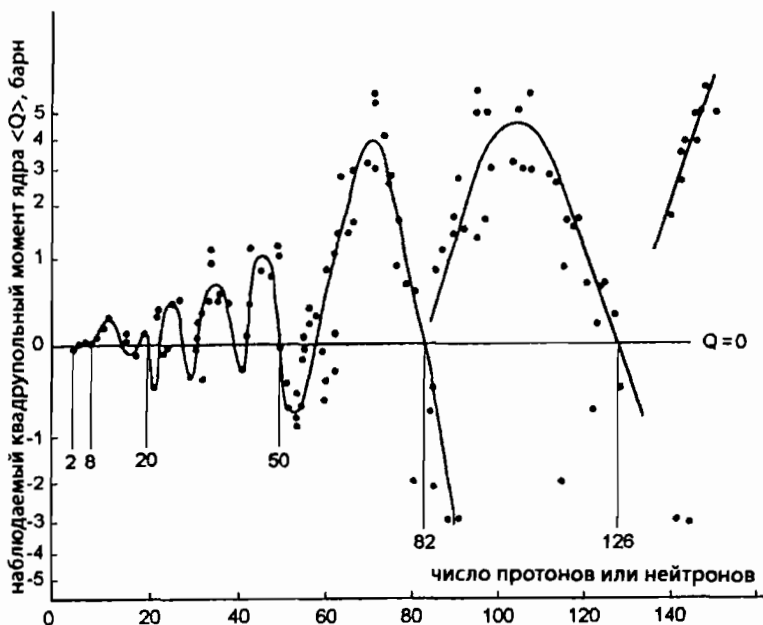
Можно показать, что между наблюдаемым $\langle Q \rangle$ и собственным Q квадрупольными моментами ядра имеет место соотношение

$$\langle Q \rangle = \frac{J(2J-1)}{(J+1) \cdot (2J+3)} Q, \quad (6.38)$$

откуда получаем, что $\langle Q \rangle = 0$ при $J = 0$ и $1/2$. Это не означает, что ядра с такими значениями спина обязательно сферические. Это есть проявление особенности ориентации квантовых объектов относительно выделенной оси z . С точки зрения внешнего наблюдателя ядро с $J = 0$ или $1/2$ при любой форме лишено электрического квадрупольного момента. Для ядра с $J = 0$ это достаточно очевидно, так как у такого ядра нет выделенных направлений \vec{J} относительно оси z . Все направления равновероятны. Ядро же с $J = 1/2$ всегда наклонено к оси z под углом, определяемым соотношением $\cos \theta_{1/2} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ (см. (6.37)), что в соответствии с выражением для Q в сферической системе координат (6.34) дает нулевое значение квадрупольного момента. Таким образом, невозможно, изучая взаимодействие ядер, имеющих $J = 0$ или $1/2$, с внешним неоднородным электрическим полем, «почувствовать» их несферичность, так как энергия квадрупольного взаимодействия таких ядер равна нулю.

Наблюдаемые значения квадрупольных моментов ядер показаны на рис. 6.9. Обращают на себя внимание следующие закономерности:

1. Равенство нулю квадрупольных моментов магических ядер ($Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$). Таким образом, эти ядра сферические или близки к ним.
2. Квадрупольные моменты растут при отходе от магических ядер, достигая наибольших значений в середине между магическими числами.
3. Большие величины квадрупольных моментов характерны для вытянутых ядер ($Q > 0$). Число вытянутых ядер больше, чем сплюснутых.

Рис. 6.9. Наблюдаемые квадрупольные моменты ядер (Q)

Следует отметить, что представленные на рис. 6.9 квадрупольные моменты относятся к ядрам, находящимся в основных состояниях. В возбужденных состояниях ядра его электрический квадрупольный и магнитный моменты могут иметь другие значения. На рис. 6.10 показана форма ядра ^{186}Pb в различных состояниях.

Собственный квадрупольный момент однородно заряженного эллипсоида дается выражением

$$Q = \frac{2}{5} Z \cdot (b^2 - a^2), \quad (6.39)$$

где b и a — длинная и короткая полуоси эллипсоида.

Если для оценки степени отклонения формы ядра от сферической ввести параметр деформации β и средний радиус ядра \bar{R} , определяемые соотношениями

$$\beta = \frac{b - a}{\frac{1}{2}(b + a)} = \frac{1}{2} \frac{b^2 - a^2}{\bar{R}^2}, \quad \bar{R} = \frac{1}{2}(b + a),$$

то можно записать

$$Q = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2) = \frac{4}{5} Z \bar{R}^2 \beta. \quad (6.40)$$

Обычно для ядер $\beta < 0,6$.

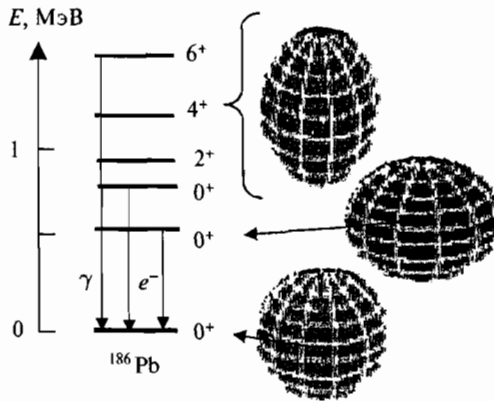


Рис. 6.10. Форма ядра ^{186}Pb в различных состояниях

Пример. Для ядра $^{197}_{79}\text{Au}$ величина внутреннего квадрупольного момента Q равна 0,6 барн. Оценить параметр деформации этого ядра.

Решение. Используем соотношение (6.40). При не очень больших деформациях можно положить $\bar{R} \approx R = 1,2A^{1/3}$ Фм. Тогда для параметра деформации ядра ^{197}Au имеем

$$\beta \approx \frac{Q}{\frac{4}{3}ZR^2} = \frac{0,6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2}{0,8 \cdot 79 \cdot (1,2 \cdot 197^{1/3})^2 10^{-26} \text{ см}^2} \approx 0,02.$$

Пример. Показать, что из определенного значения четности волновой функции атомного ядра следует равенство нулю его электрического дипольного момента.

Решение. Электрический дипольный момент \vec{d} определяется следующим выражением

$$\langle \vec{d} \rangle = \int \vec{r} \rho(\vec{r}) dv = Ze \int \vec{r} |\psi(\vec{r})|^2 dv. \quad (6.41)$$

Здесь использовано то, что плотность электрического заряда

$$\rho(\vec{r}) = Ze\psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}) = Ze|\psi(\vec{r})|^2.$$

При любой четности волновой функции $|\psi(-\vec{r})| = |\psi(\vec{r})|$ и функция $|\psi(\vec{r})|^2$ всегда четная. Следовательно, подынтегральная функция в (6.41) всегда нечетная (из-за нечетного множителя \vec{r}), что и приводит к равенству нулю интеграла, а значит и электрического дипольного момента.

Таким образом, ядерное состояние с определенной четностью не может иметь отличный от нуля статический электрический дипольный момент, а также другие электрические моменты нечетной мультипольности. Аналогично можно показать, что и статические магнитные моменты четной мультипольности для ядер равны нулю.

§ 7. Дейтрон — связанная n - p система

Дейтрон (${}^2_1\text{H}$) — это связанная система нейтрон-протон. Дейтрон стабилен и не имеет возбужденных состояний. Его характеристики приведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Характеристики дейтрона

Характеристика	Значение
Масса (mc^2)	1 875,613 МэВ
Энергия связи (W)	2,224 МэВ
Спин (J)	1
Четность (P)	+1
Магнитный момент (μ)	0,857 μ_N
Электрический квадрупольный момент (Q)	0,282 Фм^2

Величина квадрупольного момента дейтрона свидетельствует о его несферичности. Используя (6.38), получаем собственное значение квадрупольного момента дейтрона в 10 раз больше наблюдаемого: $Q({}^2_1\text{H}) = +2,82 \text{ Фм}^2$. Известно, что средний радиус дейтрона $\bar{R}({}^2_1\text{H}) \approx 4,3 \text{ Фм}$. Из (6.40) получаем параметр деформации дейтрона $\beta({}^2_1\text{H}) = 0,19$. Эта величина дает представление о степени несферичности дейтрона.

Спин дейтрона определяется формулой

$$\vec{J}({}^2_1\text{H}) = \vec{S}_p + \vec{S}_n + \vec{L}, \quad (6.42)$$

где \vec{L} — относительный орбитальный момент нуклонов в дейтроне.

Так как четность дейтрона

$$P = \pi_p \cdot \pi_n (-1)^L = +1,$$

то L — четно ($\pi_p = \pi_n = +1$) и может принимать значения $L = 0, 2$.

Антипараллельные спины нуклонов в дейтроне ($p_\uparrow n_\downarrow$)

$$\vec{S}_p + \vec{S}_n = \vec{0}$$

невозможны, так как в этом случае $L = J = 1$ и четность дейтрона должна была бы быть отрицательной, что не соответствует наблюдаемой экспериментально величине. Поэтому в дейтроне спины нуклонов параллельны ($p_\uparrow n_\uparrow$) и

$$\vec{S}_p + \vec{S}_n = \vec{1}.$$

Для орбитального момента L , очевидно, есть лишь две возможности: $L = 0$ (s -состояние) и $L = 2$ (d -состояние). Спиновые и орбитальные моменты в этих двух случаях направлены так, как показано на рис. 6.11.

То, что дейтрон существует лишь в состоянии с параллельными спинами ($p_{\uparrow}n_{\uparrow}$) и не существует в состоянии ($p_{\uparrow}n_{\downarrow}$), указывает на зависимость ядерных сил от спина. Нуклоны в состоянии ($p_{\uparrow}n_{\uparrow}$) взаимодействуют иначе (притягиваются), чем в состоянии ($p_{\uparrow}n_{\downarrow}$) (отталкиваются). Итак, имеем следующее свойство ядерных сил: *ядерные силы взаимодействующих нуклонов зависят от спина.*

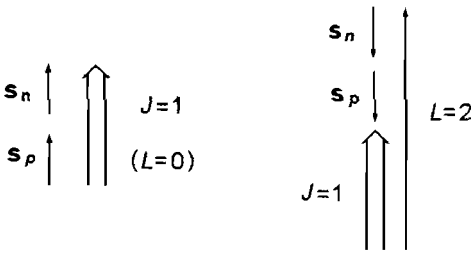


Рис. 6.11. Возможные ориентации спинов и орбитальных моментов нуклонов в дейтроне

Если бы в дейтроне нуклоны имели орбитальный момент $L = 0$, то орбитальной части магнитного момента не было бы, и величина магнитного момента дейтрона имела бы значение

$$\mu = \mu_{L=0} = \mu_p + \mu_n = 2,792\mu_N - 1,913\mu_N = 0,879\mu_N. \tag{6.43}$$

Эта величина отличается от экспериментального значения (см. табл. 6.2) на 2,6 %. Это говорит о том, что небольшую часть времени дейтрон проводит в d -состоянии ($L = 2$). С учетом этого волновая функция дейтрона может быть записана как смесь s - и d -состояний:

$$\psi(^2_1\text{H}) = \alpha\psi_s + \beta\psi_d, \tag{6.44}$$

причем $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Небольшая примесь d -состояния объясняет наличие у дейтрона электрического квадрупольного момента (d -состояние, в отличие от s -состояния, не является сферически симметричным). Значения коэффициентов α и β можно найти «подгонкой» магнитного дипольного и электрического квадрупольных моментов под экспериментальные значения. При этом оказывается, что $\alpha^2 = 0,96$, а $\beta^2 = 0,04$. Итак, мы приходим к еще одному свойству ядерных сил: *они обладают лишь приближенной сферической симметрией, т. е., вообще говоря, нецентральны.* Правда, примесь d -компоненты в волновой функции в данном случае невелика — 4 %.

Волновую функцию $\psi(\vec{r})$ относительного (орбитального) движения протона и нейтрона в дейтроне, пренебрегая примесью d -состояния, можно найти из уравнения Шрёдингера для частицы с приведенной массой

$$\mu = \frac{m_p \cdot m_n}{m_p + m_n},$$

движущейся в центрально-симметричном поле. В этом случае функцию $\psi(\vec{r})$ в сферических координатах (r, θ, φ) можно представить в виде произведения радиальной и угловой частей:

$$\psi(\vec{r}) = R_{nL}(r)Y_{Lm}(\theta, \varphi) = \frac{u_{nL}(r)}{r}Y_{Lm}(\theta, \varphi), \tag{6.45}$$

где m — квантовое число проекции \vec{L} на ось z , а $Y_{Lm}(\theta, \varphi)$ — сферическая функция, вид которой зависит от квантовых чисел L и m . Заметим, что

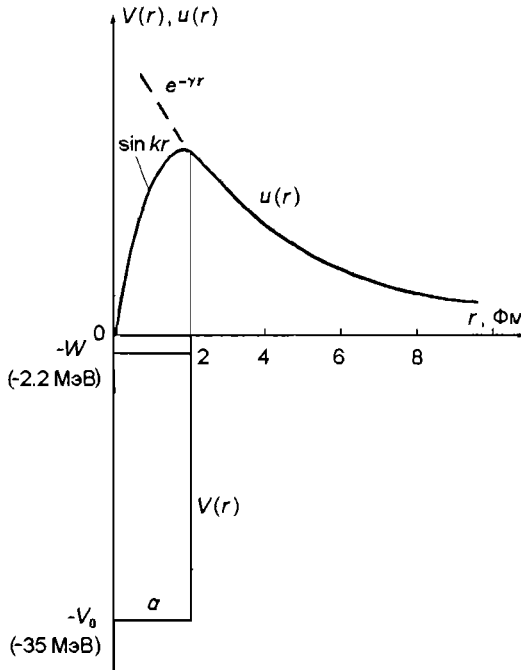


Рис. 6.12. Прямоугольная потенциальная яма для дейтрона и его радиальная волновая функция

в случае дейтрона радиальное квантовое число n принимает единственное значение 1 (дейтрон существует только в основном состоянии) и поэтому его радиальную волновую функцию $R_{nL}(r)$ или $u_{nL}(r)$ можно приводить без нижнего индекса n .

Довольно хорошее описание экспериментальных данных дает выбор межнуклонного потенциала в форме прямоугольной ямы глубиной $V_0 \approx 35$ МэВ и шириной $a = 2$ Фм.

В основном состоянии $L = 0$ (в рассматриваемом приближении центрально симметричного поля основное состояние дейтрона — это чистое s -состояние) и $Y_{00} = 1/\sqrt{4\pi}$. При этом все сводится к решению радиального уравнения Шрёдингера в областях $r < R$ и $r > R$ (рис. 6.12).

Уравнения Шрёдингера и его решения для дейтрона в областях 1 ($r < R$) и 2 ($r > R$) имеют вид

$$\frac{d^2 u_1}{dr^2} + k^2 u_1 = 0, \quad u_1 = A \cdot \sin kr; \quad k = \frac{\sqrt{2\mu(V_0 - W)}}{\hbar},$$

$$\frac{d^2 u_2}{dr^2} - \gamma^2 u_2 = 0, \quad u_2 = C e^{-\gamma r}; \quad \gamma = \frac{\sqrt{2\mu W}}{\hbar}. \quad (6.46)$$

Радиусом дейтрона называют величину $R_d = 1/\gamma \approx 4,3$ Фм, что наряду со сравнительно малой величиной его энергии связи $W (\approx 2,2$ МэВ) указывает на «рыхлость» дейтрона. Он имеет такой же радиус, как и ядро с $A = 40-50$.

§ 8. Нуклон-нуклонные силы

Приближенно нуклон-нуклонное (NN)-взаимодействие можно описывать в рамках концепции потенциала. Потенциал взаимодействия между двумя нуклонами имеет сложный вид и зависит, прежде всего, от расстояния r между нуклонами. NN -силы зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов \vec{S}_1 и \vec{S}_2 (соответствующий член в потенциале обозначим V_{SS}), содержат член, описывающий нецентральную часть взаимодействия (соответствующий член в потенциале называют *тензорным* V_T), содержат вклад спин-орбитальных сил (соответствующая часть потенциала V_{SL}). Кроме того, NN -силы зависят от скорости и являются зарядовонезависимыми. Все это приводит к тому, что NN -потенциал имеет вид

$$V_{NN} = V(r) + V_{SS} + V_T + V_{SL} + \dots \quad (6.47)$$

и каждое слагаемое подбирают феноменологически.

Первое слагаемое в (6.47) $V(r)$ — это центральный потенциал, зависящий только от расстояния между нуклонами. Он наиболее важен и формируется в результате комбинации плавно меняющегося потенциала притяжения на сравнительно больших ($r \geq 1$ Фм) расстояниях и резко растущего потенциала отталкивания на малых ($r < 1$ Фм) расстояниях. Каждое из следующих слагаемых в (6.47) имеет радиальный множитель, описывающий как притяжение, так и отталкивание нуклонов.

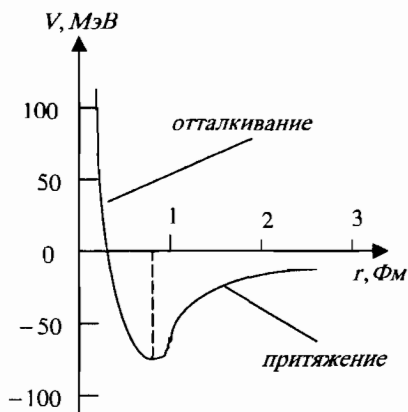


Рис. 6.13. Радиальная зависимость нуклон-нуклонного потенциала

Радиальная зависимость NN -потенциала $V(r)$ показана на рис. 6.13. Минимум потенциала лежит при $r \approx 0,8$ Фм и его глубина в этой точке — 70–80 МэВ. При $r < 0,8$ Фм потенциал резко возрастает, быстро достигая сотен МэВ. При $r > 0,8$ Фм отрицательный потенциал плавно (асимптотически) приближается с ростом r к нулю. Этот участок NN -потенциала отвечает силам притяжения. Среднее расстояние между нуклонами в ядре около 2 Фм.

Разумеется, любое взаимодействие между нуклонами в конечном счете имеет кварк-глюонную природу. Однако на относительно больших расстояниях между адронами

($\approx 1 \text{ Фм}$) в силу того, что цветные частицы не могут далеко вылетать из адрона, взаимодействие адронов происходит в результате коллективного взаимодействия всех кварков и глюонов одного адрона со всеми кварками и глюонами другого. Переносчиками этого взаимодействия должны быть бесцветные адроны. Такой механизм взаимодействия реализуется только на относительно больших расстояниях (больше $0,3-0,5 \text{ Фм}$).

В настоящее время считается, что нуклон-нуклонные взаимодействия можно описать как обмен мезонами. Мезоны бесцветны и состоят из кварк-антикварковых пар. Бесцветность мезонов позволяет избежать проблемы конфайнмента, а спектр мезонных масс обеспечивает реализацию NN -взаимодействия на всей физической шкале межнуклонных расстояний — от долей ферми до нескольких ферми и более. Очевидно, мезоны — переносчики межнуклонных сил — также являются виртуальными. Концепция мезонного обмена особенно хорошо работает на расстояниях $\geq 2 \text{ Фм}$, на которых можно не учитывать внутреннюю структуру мезонов и рассматривать их как точечные частицы.

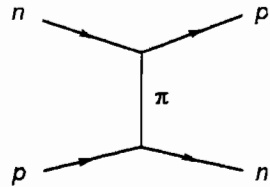


Рис. 6.14. Однопионное np -взаимодействие

На рис. 6.14 показана диаграмма np -взаимодействия, осуществляемого однопионным обменом. Диаграмма этого же взаимодействия на кварковом уровне представлена на рис. 6.15. Обмен происходит парой кварков ($q\bar{q}$), объединенных в пион.

Диаграмма рис. 6.15 — простейшая из возможных диаграмм np -взаимодействия. В него в данном случае вовлечены только по одному валентному кварку каждого нуклона — d (нейтрон) и u (протон).

Используя связь между радиусом сил a и массой m переносчика взаимодействия

$$a = \frac{\hbar}{mc}, \quad (6.48)$$

которая следует из соотношения неопределенностей для виртуальной частицы, получаем при характерном ядерном расстоянии $a \approx 1,5 \text{ Фм}$

$$m_\pi c^2 = \frac{\hbar c}{a} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}}{1,5 \text{ Фм}} \approx 130 \text{ МэВ}. \quad (6.49)$$

Пион — самый легкий из всех мезонов и лишь он один в состоянии обеспечить взаимодействие между нуклонами на характерных внутри-

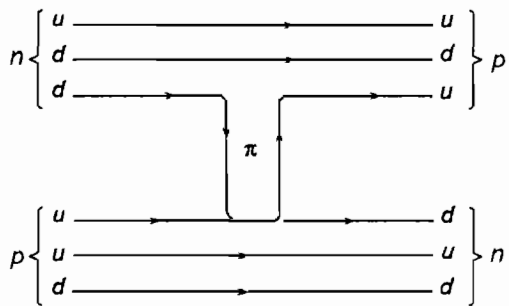
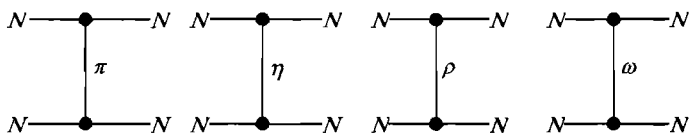


Рис. 6.15. Кварковая диаграмма np -взаимодействия

Рис. 6.16. Диаграммы NN -взаимодействий

ядерных расстояниях $1,5-2,0$ Фм. Положительные, отрицательные и нейтральные пионы (π^+ , π^- , π^0) описывают взаимодействие между pp -, pn - и pp -парами.

На меньших расстояниях должен происходить обмен тяжелыми мезонами — ω ($m_\omega c^2 = 783$ МэВ), η ($m_\eta c^2 = 548$ МэВ) и ρ ($m_\rho c^2 = 776$ МэВ). Особую роль в этой области расстояний играет обмен ω -мезоном. Дело в том, что характер взаимодействия зависит от спина частицы, переносящей взаимодействие. Обмен векторными частицами неизбежно приводит к отталкиванию между нуклонами. Интересно отметить, что это отталкивание является аналогом отталкивания двух одноименных зарядов в электростатике. Важно также иметь в виду, что обмен скалярными мезонами неизбежно приводит к притяжению между нуклонами.

Потенциал, создаваемый облаком испускаемых нуклоном мезонов, носит название *потенциала Юкавы* и имеет вид

$$V(r) = -g_N \frac{e^{-r/a}}{r}, \quad (6.50)$$

где $a = \hbar/(mc)$, а g_N — ядерный заряд нуклона. Именно такой радиальной зависимостью характеризуется форма межнуклонного потенциала на участке $r > 0,8$ Фм (рис. 6.13). Знак «минус» перед g_N означает притяжение одинаковых ядерных зарядов в отличие от одинаковых электрических. Радиальная зависимость юкавского потенциала переходит в радиальную зависимость кулоновского потенциала ($1/r$) при нулевой массе m переносчика взаимодействия.

§ 9. Модель ядерных оболочек

Атомное ядро представляет собой квантовую систему многих тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Поэтому описание такой системы, исходя из первопринципов, является трудной задачей. С одной стороны, число нуклонов в ядре не столь велико, чтобы можно было использовать методы статистической физики. С другой стороны, распространение микроскопических расчетов даже на системы 3, 4, 5 нуклонов встречает принципиальные трудности. Кроме того, мы знаем, что основные строительные блоки ядра — протон и нейтрон — являются сложными структурными образованиями трех валентных кварков. Поэтому последовательное решение проблем структуры атомных ядер возможно только

в рамках квантовой хромодинамики. В этой связи для описания динамики ядерной материи широко используются различные ядерные модели, каждая из которых имеет ограниченную цель — описать какую-то определенную совокупность свойств атомного ядра.

Модели ядра можно разбить на два больших класса — *микроскопические* (рассматривающие поведение отдельных нуклонов в ядре) и *коллективные* (рассматривающие согласованное, скоррелированное движение больших групп нуклонов в ядре). Пример коллективной модели ядра — *модель жидкой капли*. Уже в рамках этого достаточно упрощенного представления удалось получить весьма полезную формулу Вайцзеккера (6.9) для энергии связи ядра.

Среди микроскопических ядерных моделей выделяется *модель ядерных оболочек*. Она аналогична модели атомных оболочек, в которой задача многих тел сведена к одночастичной задаче — движению невзаимодействующих друг с другом электронов, подчиняющихся принципу Паули, в кулоновском поле ядра. Применение подобного подхода к ядру, однако, кажется неправомерным. Ядро — это система сильно взаимодействующих плотно упакованных нуклонов. Ядерное поле создается внутренними короткодействующими межнуклонными силами. Нуклоны в ядре должны часто сталкиваться и обмениваться энергиями. Средняя длина свободного пробега нуклона в ядре должна быть меньше радиуса ядра. Все это приводит к выводу о невозможности движения нуклонов внутри ядра по устойчивым орбитам, с долго сохраняющимися квантовыми числами, т. е. нахождения их на определенных оболочках. Однако факты свидетельствуют в пользу существования в атомных ядрах оболочечной структуры.

Основной факт, подтверждающий оболочечное строение ядра, — это «магические числа» протонов и нейтронов. Приведем основные экспериментальные факты в пользу существования магических чисел:

1. Повышенная распространенность магических ядер.
2. Относительное уменьшение массы магических ядер.
3. Увеличение энергии отделения нуклона в магических ядрах.
4. Резкое увеличение энергии первого возбужденного состояния у ядер с магическим числом нейтронов и (или) протонов (рис. 6.17).

Ядра, у которых магическими являются числа протонов и нейтронов, называют *дважды магическими*. Например, ядра ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$.

Магическим числам нуклонов, как уже отмечалось выше, отвечают ядра с заполненными оболочками, демонстрирующие особую устойчивость, подобно благородным газам, имеющим заполненные атомные оболочки. Оболочечная структура ядра свидетельствует о том, что нуклоны в ядре во многом ведут себя как независимые частицы в потенциальной яме.

Возможность использования модели оболочек для описания свойств атомного ядра означает, что многочастичная ядерная задача допускает такую формулировку, при которой усреднение отдельных короткодействующих межнуклонных потенциалов внутри ядра сводится к возникновению

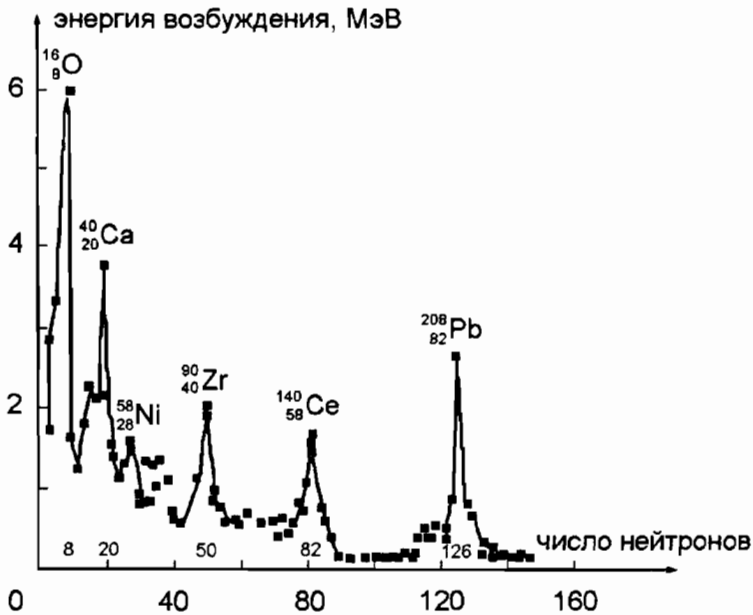


Рис. 6.17. Зависимость энергии первого возбужденного состояния ядра от числа нейтронов в ядре

почти одинакового для всех нуклонов потенциала притяжения (яме), причем нуклоны в этой яме можно приблизительно рассматривать как независимые частицы. Таким образом, ядро по своей внутренней структуре в первом приближении представляет не жидкость, а скорее идеальный газ фермионов, заключенный в объем ядра.

Фундаментальная роль в применимости модели оболочек к ядрам принадлежит принципу Паули. Этот принцип существенно ограничивает возможности взаимодействия между двумя фермионами при низких энергиях. В основном состоянии ядра нижние одночастичные уровни вплоть до некоторой энергии (уровня Ферми) заполнены. Взаимодействие двух нуклонов с изменением их состояния требует их перехода на новые энергетические уровни. При этом, если один нуклон увеличивает свою энергию и переходит в более высокое свободное состояние, то другой должен уменьшить энергию и обязан занять более низкое состояние. Но все нижние состояния уже заполнены и на них не может появиться дополнительный фермион. Таким образом, нуклоны продолжают находиться в прежних состояниях и длина свободного пробега нуклона становится больше диаметра ядра. Возникает условие для устойчивых нуклонных состояний.

Будем рассматривать «сферическую» модель оболочек, когда нуклоны находятся в сферически симметричной потенциальной яме $V(\vec{r}) \equiv V(r)$.

Пренебрегаем кулоновским взаимодействием. Рассмотрим три вида модельного потенциала (рис. 6.18):

1. Прямоугольная потенциальная яма

$$V_{\text{пр}}(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R, \\ 0, & r \geq R. \end{cases} \quad (6.51)$$

2. Потенциал гармонического осциллятора

$$V_{\text{осц}}(r) = -V_0 + \frac{1}{2}M\omega^2 r^2, \quad (6.52)$$

где M — масса нуклона, а ω — осцилляторная частота.

3. Потенциал Вудса—Саксона

$$V_{\text{ВС}}(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}}. \quad (6.53)$$

Потенциал Вудса—Саксона наиболее близок к реальному ядерному потенциалу. Он является отражением распределения Ферми (6.18) плотности ядерного вещества. Такая аппроксимация формы ядерного потенциала оправдана малым радиусом действия нуклон-нуклонных сил. В потенциале (6.53), как и в распределении Ферми (6.18), $a \approx 0,55$ Фм. Что касается глубины ядерной потенциальной ямы V_0 , то она увеличивается при переходе от легких ядер к тяжелым. В легких ядрах ($A < 40$) $V_0 = 20\text{--}30$ МэВ, в средних ядрах ($A = 40\text{--}100$) $V_0 = 30\text{--}40$ МэВ и в тяжелых ядрах ($A > 100$) $V_0 = 40\text{--}50$ МэВ.

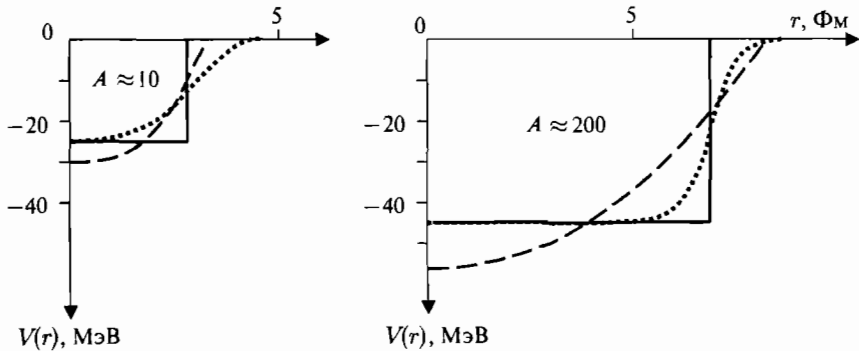


Рис. 6.18. Аппроксимация ядерного потенциала в легких (слева) и тяжелых (справа) ядрах. Потенциалы прямоугольной ямы, гармонического осциллятора и Вудса—Саксона показаны соответственно сплошной, пунктирной и точечной линиями. Реалистический ядерный потенциал лучше всего воспроизводится потенциалом Вудса—Саксона. В легких ядрах ($A \approx 10$) он ближе к осцилляторному, а в тяжелых ($A \approx 200$) — к прямоугольному

Если выбран модельный потенциал, то далее все сводится к решению уравнения Шрёдингера для отдельного нуклона. Пусть \widehat{H}_0 — гамильтониан ядра, а \widehat{h}_α — гамильтониан отдельного нуклона (с индексом α). Тогда имеем

$$\widehat{H}_0\psi = E\psi,$$

где

$$\widehat{H}_0 = \sum_{\alpha=1}^A \widehat{h}_\alpha = \sum_{\alpha=1}^A \left(\frac{\widehat{p}_\alpha^2}{2M_\alpha} + V(r_\alpha) \right). \quad (6.54)$$

Уравнение Шрёдингера для отдельного нуклона

$$\widehat{h}_\alpha\varphi_i(\vec{r}_\alpha) = \varepsilon_i^\alpha\varphi_i(\vec{r}_\alpha). \quad (6.55)$$

Так как гамильтониан \widehat{h}_α одинаков для всех нуклонов, то запишем

$$\widehat{h}\varphi_i = \varepsilon\varphi_i. \quad (6.56)$$

Волновая функция нуклона φ_{nlm} , описывающая его орбитальное движение, имеет вид

$$\varphi \equiv \varphi_{nlm} = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (6.57)$$

где n — радиальное квантовое число ($n = 1, 2, 3, \dots$), l — орбитальный момент нуклона, m — его проекция на ось z . При фиксированном l энергия ε нуклона тем больше, чем больше число n . Состояние нуклона обозначают в виде комбинации n (буква) l (число). Последовательность одночастичных уровней зависит от $V(r)$.

На рис. 6.19 слева показана схема уровней для потенциала Вудса—Саксона. Ядерные оболочки обычно обозначают по уровням гармонического осциллятора: $1s$ -оболочка, $1p$ -оболочка, $1d2s$ -оболочка, $1f2p$, $1g2d3s$ и т.д.

Энергия ядра в модели оболочек является суммой одночастичных энергий нуклонов, а волновая функция ядра может быть представлена с учетом требований симметрии, налагаемых принципом Паули, в виде произведения волновых функций отдельных нуклонов.

Заполнение оболочек нуклонами происходит в соответствии с принципом Паули. В основном состоянии должны быть заняты самые нижние уровни. При этом одночастичные уровни для протонов и нейтронов заселяются независимо. Число нуклонов одного типа ν_l на одночастичном уровне дается формулой

$$\nu_l = 2(2l + 1), \quad (6.58)$$

где $2(2l + 1)$ — число ориентаций вектора \vec{l} , а 2 — число ориентаций спина нуклона $\vec{s} = \frac{\vec{l}}{2}$.

Уровни гармонического осциллятора эквидистантны. Расстояние между ними дается выражением

$$\hbar\omega = \left(\frac{2V_0\hbar^2}{MR^2} \right)^{1/2} \approx 41 \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (6.59)$$

при $V_0 \approx 30$ МэВ (радиус ядра R рассчитывается по формуле (6.21)).

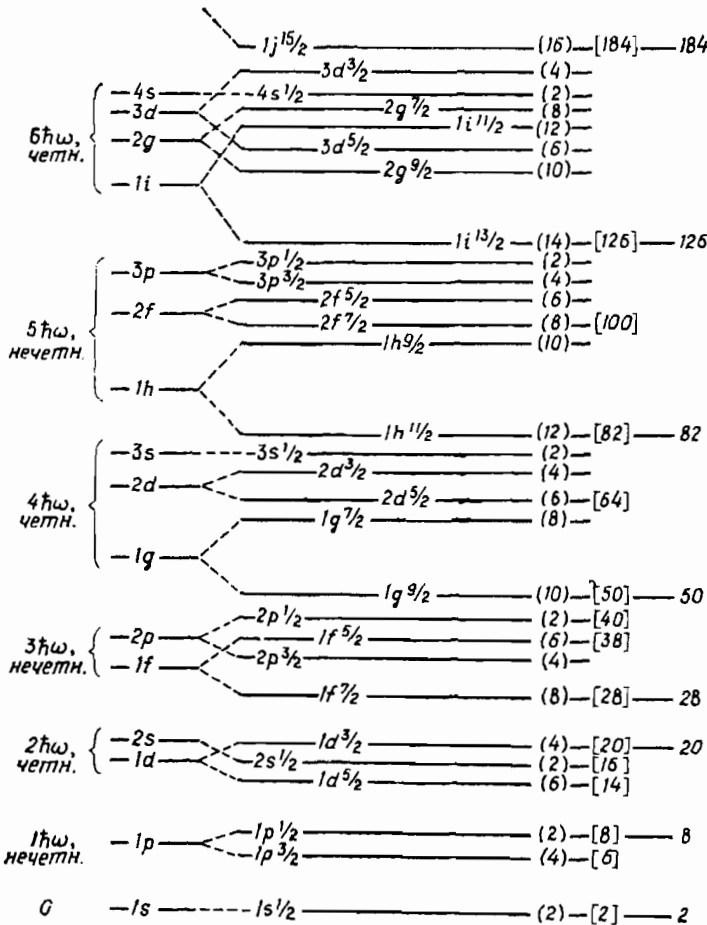


Рис. 6.19. Схематическое изображение одночастичных уровней в сферически-симметричном потенциале: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа — с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. В круглых скобках дано число вакантных мест на уровне для нуклонов одного типа, в квадратных скобках приведено суммарное число нуклонов одного типа, если заполнены все уровни вплоть до данного включительно

Из (6.59) видно, что с ростом числа нуклонов A «плотность» оболочек растет (расстояние между оболочками уменьшается). Так, если при $A \approx 20$ имеем $\hbar\omega \approx 15$ МэВ, то при $A \approx 200$ получаем $\hbar\omega \approx 8$ МэВ. Этот эффект хорошо виден на рис. 6.20.

Уровни гармонического осциллятора характеризуются вырождением по орбитальному моменту нуклона. В потенциале Вудса—Саксона сни-

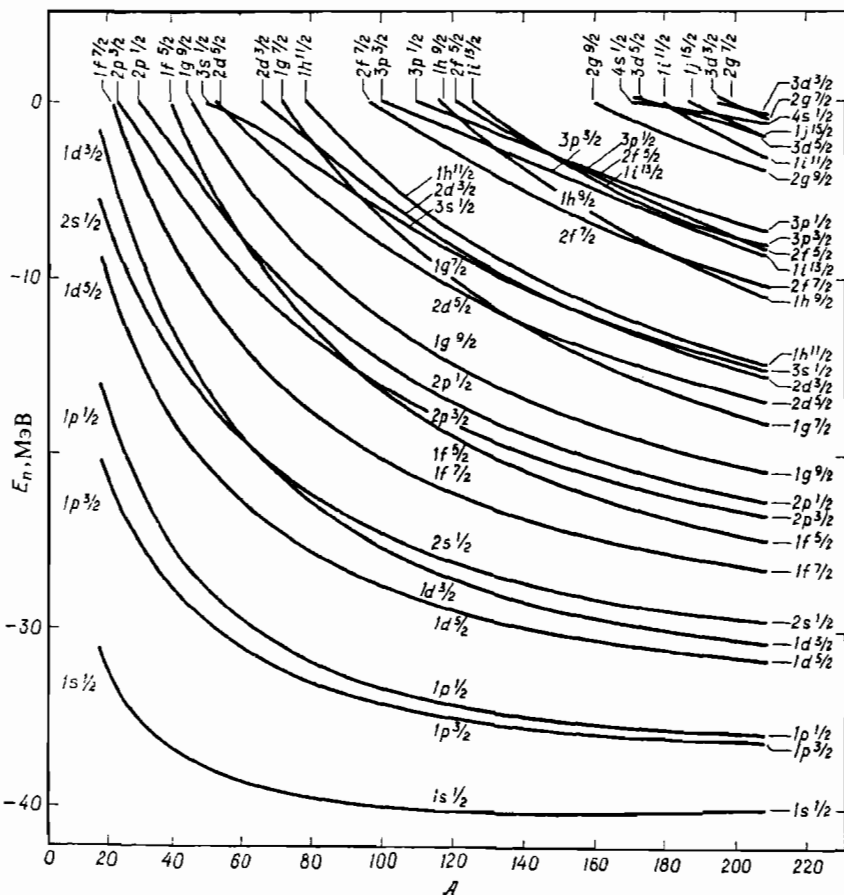


Рис. 6.20. Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа

мается вырождение по орбитальному моменту нуклона в пределах одной оболочки и происходит перегруппировка высоких одночастичных уровней. Оболочками в случае произвольного потенциала следует считать группы близко расположенных одночастичных уровней.

Пользуясь формулой (6.58), можно найти максимальное число нуклонов одного типа на уровне и максимальное число нуклонов одного типа в ядрах с заполненными оболочками. Эти последние числа должны отвечать магическим ядрам. Для потенциалов гармонического осциллятора, прямоугольной ямы и ямы промежуточной формы (типа Вудса—Саксона) получаем следующие магические числа:

гармонический осциллятор $N, Z = 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168;$

прямоугольная яма	$N, Z = 2, 8, 20, 34, 58, 92, 138;$
потенциал Вудса—Саксона	$N, Z = 2, 8, 20, 40, 70, 92, 138.$

Лишь первые три числа (2, 8, 20) совпадают с экспериментально установленными магическими числами. Для объяснения всего набора магических чисел, как оказалось, необходимо учесть спин-орбитальные силы, т. е. ту часть ядерного потенциала, которая зависит от взаимной ориентации орбитального и спинового моментов нуклона.

Спин-орбитальные силы играют существенную роль в атомных ядрах. С учетом спин-орбитальной добавки ядерный потенциал имеет вид

$$V(\mathbf{r}) = V_1(\mathbf{r}) + V_2(\mathbf{r}) \cdot \vec{l}\vec{s}, \quad (6.60)$$

где $V_2(\mathbf{r}) < 0$, как и $V_1(\mathbf{r})$.

В потенциале (6.60) снимается вырождение по полному моменту j нуклона в пределах одной оболочки, который при данном l в зависимости от ориентации спина нуклона принимает 2 значения: $j = l \pm 1/2$. Происходит расщепление состояния с данным l на два состояния с разной взаимной ориентацией \vec{l} и \vec{s} . Таким образом, каждый одночастичный уровень расщепляется на два. Глубже опускается уровень с $j = l + 1/2$, так как в этом случае нуклон сильнее взаимодействует с остальными. Схема ядерных одночастичных уровней с учетом ls -расщепления показана на рис. 6.19.

В обозначение одночастичных уровней вводится нижний индекс, указывающий величину j . Так, вместо уровня $1p$ появляются два уровня $1p_{1/2}$ и $1p_{3/2}$. Величина расщепления, очевидно, тем больше, чем больше l (это следует уже из вида выражения $\vec{l}\vec{s}$). Начиная с уровня $1g$ (рис. 6.19), затем $1h$ и т. д., ls -расщепление становится сравнимым с расстоянием между соседними осцилляторными оболочками. Расщепление уровней с $l \geq 4$ настолько велико, что нижний уровень оболочки с максимальным j и l сильно опускается вниз и оказывается в предыдущей оболочке (это относится к уровням $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$, $1i_{13/2}$ и $1j_{15/2}$, которые попадают соответственно в 4-ю, 5-ю, 6-ю и 7-ю оболочки).

Количество нуклонов одного сорта на одночастичном уровне равно ν_j — числу проекций j на ось z :

$$\nu_j = 2j + 1. \quad (6.61)$$

Состояния ядра в *одночастичной модели оболочек* определяются расположением нуклонов на одночастичных уровнях и называются *конфигурациями*. Основное состояние ядра отвечает расположению нуклонов на самых нижних одночастичных уровнях. Так, в ядре ^{16}O в основном состоянии нуклоны полностью заполняют уровни $1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$.

Кулоновское взаимодействие протонов увеличивает энергию протонных одночастичных уровней по сравнению с нейтронными и видоизменяет потенциальную яму для протонов (она мельче нейтронной и за пределами ядра выходит на асимптотику кулоновского потенциала). С учетом этого

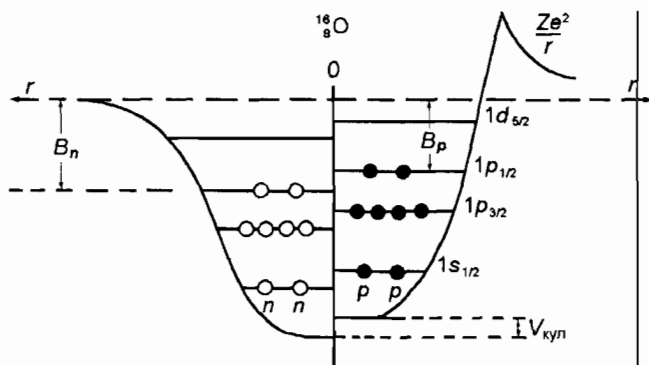


Рис. 6.21. Нейтронные и протонные одночастичные уровни в ядре ^{16}O

расположение нуклонов по одночастичным уровням в основном состоянии ядра ^{16}O показано на рис. 6.21.

Приведенная на рис. 6.19 последовательность уровней одинакова для протонов и нейтронов вплоть до $Z = N = 50$. При Z и N , больших 50, последовательности уровней и порядок их заполнения для протонов и нейтронов различаются. Для нейтронов с $N > 50$ имеет место тенденция к заполнению сначала уровней с меньшими моментами.

В трех случаях одночастичная модель оболочек однозначно предсказывает спин и четность основного состояния ядра:

1. *Ядро с заполненными уровнями.* Так как на каждом уровне заняты состояния со всеми возможными проекциями \vec{j} , результирующий момент уровня и полный момент ядра \vec{J} равны нулю. Каждому нуклону на уровне с проекцией $+j_z$ будет соответствовать нуклон с $-j_z$ и суммарный момент нуклонов уровня будет равен нулю. Возможные значения j_z даются следующим набором чисел:

$$j_z = +3/2$$

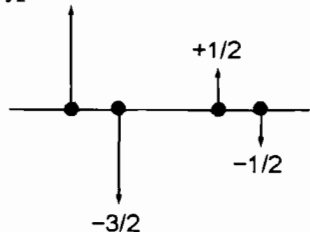


Рис. 6.22. Нуклоны одного типа на уровне с $j = 3/2$

$$j_z = \pm j, \pm(j-1), \pm(j-2), \dots, \pm 1/2.$$

Например, если уровень имеет $j = 3/2$, то на нем может находиться 4 нуклона одного типа (4 протона и 4 нейтрона) и заполненный уровень с этими четырьмя нуклонами можно изобразить так, как на рис. 6.22.

Четность заполненного уровня положительна, так как она содержит четное число $(2j+1)$ нуклонов одинаковой четности. Поэтому для заполненного уровня (оболочки)

$$J^P = 0^+. \quad (6.62)$$

2. *Ядро с одним нуклоном сверх заполненных уровней.* Остов заполненных уровней имеет характеристики 0^+ , поэтому момент и четность опре-

деляются квантовыми числами единственного внешнего нуклона. Если этот нуклон в состоянии nl_j , то полный момент ядра $J = j$, а результирующая четность ядра $P = (-1)^l$. Поэтому для основного состояния ядра в этом случае имеем

$$J^P = j^{(-1)^l}. \quad (6.63)$$

3. Ядро с «дыркой» в заполненном уровне, т. е. когда до заполнения уровня не хватает одного нуклона. Пусть квантовые числа нуклона на таком уровне nl_j . Обозначим момент и четность уровня с «дыркой» \bar{j} и \bar{p} . Так как добавление нуклона на уровень приводит к его заполнению, имеем

$$\bar{j} + \bar{j}' = \bar{0} \quad \text{и} \quad \bar{j}' = j, \quad \bar{p}' \cdot p = +1 \quad \text{и} \quad \bar{p}' = p, \quad (6.64)$$

т. е. для ядра с дыркой имеем те же правила определения спина и четности основного состояния, что и для ядра с одним нуклоном сверх заполненных уровней:

$$J^P = j^{(-1)^l}.$$

Рассмотрим теперь случай двух тождественных нуклонов на одном уровне. Между любой парой нуклонов одного типа на уровне действует дополнительное взаимодействие $V_{\text{ост}}$ помимо общего, сводящегося к центрально симметричному $V(r)$, и это взаимодействие $V_{\text{ост}}$ (не сводимое к $V(r)$) называется, поэтому, *остаточным*. Опыт показывает, что свойства $V_{\text{ост}}$ таковы, что паре нуклонов одного сорта на одном уровне выгодно иметь результирующий момент равный нулю. $V_{\text{ост}}$ снимает вырождение по J этой пары, так что низшим оказывается состояние с $J = 0$. Это и есть упоминавшиеся ранее при обсуждении формулы Вайцзеккера *силы спаривания*. Дополнительная энергия связи ядра за счет этих сил 1–3 МэВ.

С учетом этого свойства легко сформулировать следующие правила для спинов J и четностей P в основном состоянии ядра:

$$\begin{aligned} \text{— четно-четное ядро} & \quad J^P = 0^+; \\ \text{— нечетное ядро} & \quad J = j; \quad P = (-1)^l; \\ \text{— нечетно-нечетное ядро} & \quad |j_p - j_n| \leq J \leq j_p + j_n; \quad P = (-1)^{l_p + l_n}, \end{aligned} \quad (6.65)$$

где j, l, j_p, l_p, j_n, l_n относятся к полному и орбитальному моменту нечетного нуклона (протона, нейтрона).

Возникновение сил спаривания в ядрах обусловлено особенностями взаимодействия в системе нуклонов. На характерных ядерных расстояниях нуклоны притягиваются, и им энергетически выгодно находиться на одной и том же уровне в состояниях, характеризуемых одними и теми же числами n, l, j . Поскольку кулоновское взаимодействие раздвигает протонные и нейтронные состояния (рис. 6.21), то наиболее выгодной является ситуация «совместного» нахождения в одном состоянии нуклонов одного типа. Однако это возможно лишь при соблюдении принципа Паули, что и диктует необходимость таким нуклонам при одинаковом \bar{j} иметь различные j_z . Наиболее устойчивой при этом оказывается пара нуклонов

с противоположно направленными моментами, т. е. с $+j_z$ и $-j_z$. Такая пара нуклонов обладает максимально возможным набором совпадающих квантовых чисел, и, соответственно, волновые функции нуклонов этой пары характеризуются наибольшим перекрытием. Результирующий полный момент и четность такого состояния $J^P = 0^+$.

Таким образом, в основном и низколежащих состояниях ядер нуклоны группируются парами nn и pp с противоположно направленными \vec{j} , и для того чтобы разрушить хотя бы одну такую пару, в ядро нужно внести энергию 1–3 МэВ. В противном случае связанные в пары нуклоны будут сколь угодно долго сохранять неизменными свои квантовые характеристики. Возникает своеобразная ситуация *сверхтекучести ядерной материи*. Аналогичная ситуация имеет место с электронами проводимости, которые при низких температурах объединяются в куперовские пары.

В одночастичной модели оболочек возбужденные состояния ядер возникают при переходе одного или нескольких нуклонов на более высокие одночастичные орбиты. Наиболее просто выглядит спектр возбужденных состояний ядер с одним нуклоном или «дыркой» сверх заполненных оболочек. Нижние возбуждения такого ядра образуются перемещением этого внешнего нуклона на более высокие (свободные) уровни или дырки на нижние уровни (вглубь) ядра. Примерами возбуждений такого типа являются нижние возбужденные состояния ядер $^{207}_{82}\text{Pb}$ и $^{209}_{82}\text{Pb}$ (рис. 6.23). Первое из этих ядер — это ядро с нейтронной дыркой в дважды

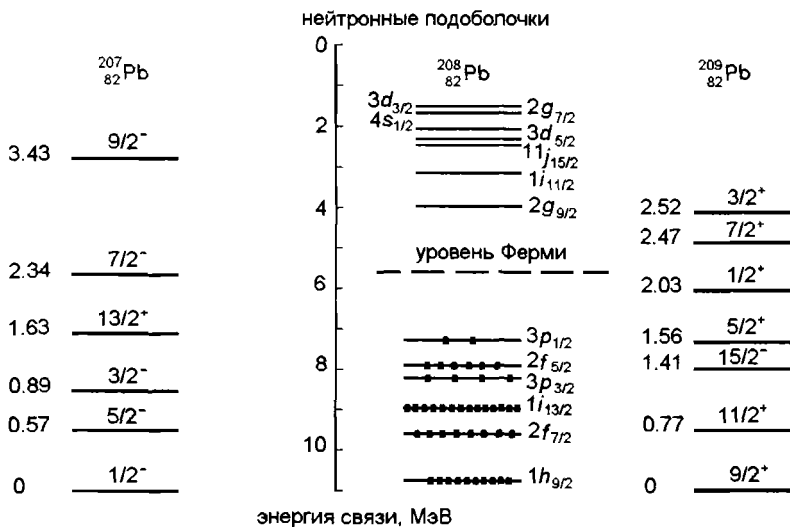


Рис. 6.23. Нейтронные уровни ядра $^{208}_{82}\text{Pb}$ и нижние состояния ядер $^{207}_{82}\text{Pb}$ и $^{209}_{82}\text{Pb}$. Слева от уровня указана его энергия в МэВ. Показано количество нейтронов, заполняющих в основном состоянии внешние уровни ядра $^{208}_{82}\text{Pb}$

магическом коре ${}^{208}_{82}\text{Pb}$, второе — с одним нейтроном сверх этого же кора. В основном состоянии ядро ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ имеет одну вакансию (дырку) на уровне $3p_{1/2}$. Поэтому спин J и четность основного состояния $J^P({}^{207}_{82}\text{Pb}) = 1/2^-$. Ядро ${}^{209}_{82}\text{Pb}$ в основном состоянии имеет одну частицу на уровне $2g_{9/2}$ сверх заполненного остова ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. $J^P({}^{209}_{82}\text{Pb}) = 9/2^+$. Представленные на рис. 6.23 возбуждения обусловлены соответственно перемещением нейтронной дырки (ядро ${}^{207}_{82}\text{Pb}$) и нейтрона (ядро ${}^{209}_{82}\text{Pb}$) по одночастичным уровням при неизменном дважды магическом коре ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ ($Z = 82$, $N = 126$).

Одночастичные переходы в ядре ${}^{209}_{82}\text{Pb}$ происходят между одночастичными состояниями, расположенными над уровнем Ферми. В ядре ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ одночастичные переходы происходят между одночастичными состояниями, расположенными ниже уровня Ферми.

Пример. Определить в сферической модели оболочек спины J и четности P основных состояний изотопов кислорода ${}^{15}\text{O}$ – ${}^{23}\text{O}$.

Решение. Изотоп ${}^{16}\text{O}$ имеет полностью заполненные оболочки $1s_{1/2}$ и $1p$ по протонам и нейтронам, т. е. является дважды магическим ядром $J^P({}^{16}\text{O}) = 0^+$. Конфигурацию основного состояния ядра ${}^{16}\text{O}$ можно записать в виде

$${}^{16}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2.$$

Числа над обозначением уровня — это числа нуклонов одного типа (нейтронов или протонов) на данном уровне. Изотопам ${}^{15}\text{O}$ – ${}^{22}\text{O}$ будут соответствовать следующие нейтронные конфигурации:

$${}^{15}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^1 \quad J^P = 1/2^-.$$

Ядро ${}^{15}\text{O}$ имеет одну вакансию (дырку) на уровне $1p_{1/2}$. Начиная с изотопа ${}^{17}\text{O}$, происходит заполнение нейтронами уровня $1d_{5/2}$:

$${}^{17}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^1 \quad J^P = 5/2^+,$$

$${}^{18}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^2 \quad J^P = 0^+,$$

$${}^{19}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^3 \quad J^P = 5/2^+,$$

$${}^{20}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^4 \quad J^P = 0^+,$$

$${}^{21}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^5 \quad J^P = 5/2^+,$$

$${}^{22}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^6 \quad J^P = 0^+.$$

В ядре ${}^{22}\text{O}$ полностью заполнен уровень $1d_{5/2}$. Со следующего изотопа ${}^{23}\text{O}$ начинается заполнение уровня $2s_{1/2}$:

$${}^{23}\text{O}: (1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^1 \quad J^P = 1/2^+.$$

Пример. Рассчитать в рамках модели оболочек магнитный момент ядра трития — ${}^3\text{H}$.

Решение. Магнитный момент этого ядра должен быть равен собственному магнитному моменту единственного протона, входящего в его состав, т. е. должно быть

$$\mu(\text{тритий}) = \mu_p = 2,79\mu_N.$$

Действительно, в рассматриваемом ядре в основном состоянии имеем два спаренных нейтрона на $1s_{1/2}$ -оболочке и один протон на этой же оболочке. У спаренных нейтронов спины антипараллельны. Поэтому их собственные магнитные моменты взаимно уничтожают друг друга. Орбитальный магнетизм не имеющих электрического заряда нейтронов заведомо отсутствует. У протона его тоже нет, так как орбитальный момент протона $l_p = 0$. Поэтому магнитный момент трития равен собственному магнитному моменту единственного протона.

Экспериментальное значение магнитного момента трития $2,98\mu_N$ близко к полученной оценке. Имеющееся различие можно объяснить отклонением от простой модели оболочек за счет остаточных нуклон-нуклонных сил.

§ 10. Коллективные возбуждения ядер

Одночастичная модель оболочек, объясняя квантовые характеристики основных состояний ядер, встречает большие трудности в объяснении спектра возбужденных состояний ядер, а также их магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов. Электрические квадрупольные моменты ядер значительно превосходят вычисленные на основании одночастичной модели.

Наряду с одночастичными ядерными возбуждениями накапливались данные о коллективных ядерных возбуждениях, которые не удавалось объяснить в рамках модели оболочек. Простейшая коллективная модель (жидкой капли) уже была рассмотрена при выводе формулы Вайцзеккера.

Атомное ядро по характеру возможных возбуждений сходно с молекулой, где наряду с одноэлектронными переходами возможны коллективные возбуждения — колебательные и вращательные состояния.

Идея о существовании в атомных ядрах коллективных вращательных и колебательных состояний возникла в результате анализа схем уровней четно-четных ядер. Для объяснения многообразия ядерных возбуждений была использована аналогия с молекулярной спектроскопией (рис. 6.24).

В молекуле одночастичное состояние — это одноэлектронное состояние. Два электронные состояния отличаются тем, к каким молекулярным оболочкам (орбиталям) они принадлежат. Соседние молекулярные орбитали различаются примерно на 1 эВ. Если молекуле передать энергию < 1 эВ, то одночастичные переходы невозможны и могут быть лишь коллективные типы движений — колебания формы или вращения молекулы как целого вокруг ее центра тяжести. Схематически эти три вида возбуждений для двухатомной молекулы типа CO выглядят примерно так, как показано на рис. 6.24.

Имеется целый ряд фактов, свидетельствующих о существовании коллективных степеней свободы ядер. Так, при малых энергиях возбуждения ($E_{\text{возб}} < 2-3$ МэВ) во многих ядрах наблюдаются последовательности низколежащих уровней, которые не могут быть обусловлены переходами одного или нескольких нуклонов между одночастичными уровнями, а могут быть интерпретированы лишь как коллективные движения — уровни энергии, отвечающие гармоническим колебаниям ядерной поверхности



Рис. 6.24. Типы молекулярных возбуждений

или как вращательные полосы энергии, возникающие из-за вращения деформированного ядра как целого. Коллективная природа этих уровней подтверждается интенсивными квадрупольными электромагнитными переходами между ними, а также большой величиной электрического квадрупольного момента ядер. При более высоких энергиях возбуждения, выше порога отделения нуклона, также существуют коллективные уровни ядер, которые наблюдаются в сечениях ядерных реакций в виде широких пиков и называются *гигантскими мультипольными резонансами*. Наиболее мощным из них является гигантский дипольный резонанс.

10.1. Вращательные уровни четно-четных деформированных ядер

Согласно квантовой теории сферически симметричное ядро не может быть приведено во вращение. Поэтому сферически симметричное ядро не имеет вращательных уровней. В сферическом ядре ядерный потенциал, действующий на нуклоны, при повороте вокруг любой оси, проходящей через его центр, не изменяется и, следовательно, не возникает сил, заставляющих нуклоны такого ядра согласованно участвовать во вращательном движении. Ядро состоит из неразличимых частиц и при повороте сферически симметричное ядро переходит само в себя, т. е. с точки зрения квантовой механики не изменяет пространственного положения.

Волновая функция ψ сферически симметричного ядра не зависит от углов θ и φ сферической системы координат. Поэтому

$$\frac{\partial \psi}{\partial \theta} = \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = 0.$$

Из вида оператора \hat{L}^2 квадрата полного орбитального момента количества движения в сферических координатах

$$\hat{L}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]$$

следует, что для сферически симметричного ядра

$$\widehat{L}^2 \psi = \hbar^2 L(L+1) \psi = 0.$$

Это означает, что орбитальный момент количества движения сферического ядра равен нулю. Таким образом, в таком ядре нет состояний, отвечающих вращению.

Аналогично этому не имеет смысла говорить о вращении деформированного ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида (рис. 6.25), вокруг оси симметрии z , поскольку момент количества движения относительно этой оси также равен нулю. Вращения могут происходить только вокруг осей x и y , перпендикулярных оси симметрии.

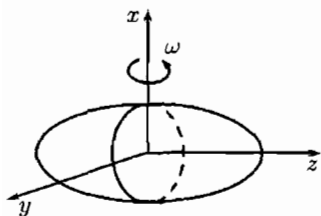


Рис. 6.25. Вращение ядра-эллипсоида

Рассмотрим четно-четное ядро, имеющее вид аксиально-симметричного эллипсоида. В основном состоянии его спин-четность 0^+ . Если такое ядро привести во вращение, то его энергия возбуждения E и спин J будут целиком определяться угловым моментом этого вращения L . Классическая энергия вращения дается выражением

$$E_{\text{вр}} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2I} = \frac{J^2}{2I}, \quad (6.66)$$

где I — момент инерции эллипсоида, L — его вращательный момент. Переходя к квантовой механике, т. е. производя замену $J^2 \Rightarrow \hbar^2 J(J+1)$, получаем

$$E_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1). \quad (6.67)$$

Волновой функцией вращающегося ядра является собственная функция оператора квадрата полного момента \widehat{J}^2 , имеющего собственные значения $\hbar^2 J(J+1)$, т. е. сферическая функция $Y_{JM}(\theta, \varphi)$. Волновая функция ядра, имеющего форму аксиально-симметричного эллипсоида, не изменяется при пространственной инверсии (отражении в плоскости xy), т. е. переходит сама в себя (см. рис. 6.25). Поэтому волновая функция такого ядра симметрична или четна, что исключает состояния с $J = 1, 3, 5, \dots$, поскольку четность сферической функции равна $(-1)^J$. Поэтому четность вращательных состояний четно-четного ядра всегда положительна. Примером вращательных уровней являются нижние уровни четно-четного ядра ${}^{180}_{72}\text{Hf}$ (рис. 6.26).

Характерным признаком вращательных уровней (помимо последовательности значений их спинов-четностей $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, \dots$ для четно-четных ядер) является пропорциональность энергии этих уровней величине $J(J+1)$. Если в рассматриваемом примере выбрать величину

момента инерции ядра I такой, чтобы энергия 1-го возбужденного уровня 2^+ была равна 93 кэВ, то, используя формулу (6.67), получим энергии уровней, приведенные на рисунке справа в скобках.

Близость рассчитанных и опытных значений, а также в целом хорошо воспроизводимая тенденция роста расстояния между уровнями с увеличением их энергии, даваемая формулой (6.67), подтверждает вращательную природу приведенных состояний $^{180}_{72}\text{Hf}$. Превышение энергии теоретических уровней над экспериментальными с ростом углового момента вращения J объясняется увеличением его момента инерции и как следствие снижением энергии вращения.

По мере приближения к магическим (сферическим) ядрам момент инерции I уменьшается и $E_{вр}$ увеличивается. При этом вращательные уровни уходят вверх по энергии. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 6.27, на котором приведена систематика энергий первого вращательного уровня четно-четных ядер с $A > 140$. В областях сильной деформации ($150 < A < 180$ и $A > 220$), где моменты инерции ядер велики, энергии первых вращательных уровней 50–100 кэВ. При приближении к дважды заполненной оболочке с $Z = 82$, $N = 126$ энергии вращательных уровней резко возрастают.

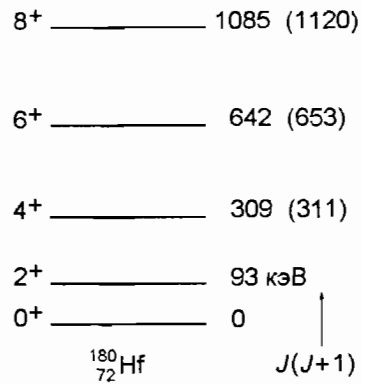


Рис. 6.26. Нижние вращательные уровни ядра $^{180}_{72}\text{Hf}$. Рядом с экспериментальными значениями энергии приведены энергии, рассчитанные по формуле $\hbar^2 J(J+1)/(2I)$ с моментом инерции I , оцененным по энергии состояния 2^+

10.2. Одночастичные состояния в деформированных ядрах

Оболочечная модель сферических ядер и модель вращающегося деформированного ядра описывают два различных аспекта ядерной динамики. В обобщенной модели ядра рассматриваются независимые движения нуклонов в самосогласованном аксиально-симметричном потенциале, который по форме напоминает распределение плотности нуклонов в несферическом ядре (осью симметрии по-прежнему считаем ось z (см. рис. 6.25)).

Рассмотрим структуру одночастичных уровней в несферическом аксиально-симметричном потенциале. Для того чтобы получить одночастичные состояния в деформированных ядрах, необходимо решить уравнение Шрёдингера для нуклона, находящегося в потенциальной яме, имеющей форму вытянутого или сплюснутого аксиально-симметричного эллипсоида. Конкретные расчеты были выполнены для аксиально-симметричного потенциала гармонического осциллятора — так называемого *потенциала Нильссона*. Прежде чем записать его, вспомним, как выглядит осцилля-

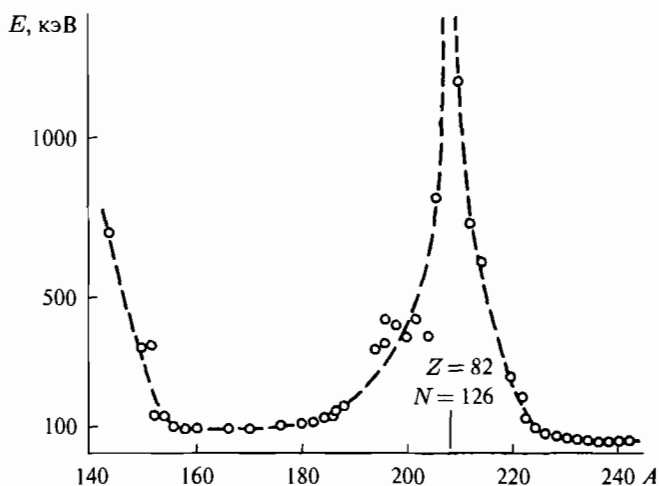


Рис. 6.27. Энергии первого вращательного состояния $J^P = 2^+$ четно-четных ядер с $A > 140$

торный потенциал сферической модели оболочек (6.52) с учетом спин-орбитальных сил (6.60):

$$V_{\text{осц}}(r) = -V_0 + \frac{1}{2}M\omega^2 r^2 + C\vec{l}\vec{s}, \quad (6.68)$$

где V_0 — глубина отрицательного ядерного потенциала в центре ядра ($r = 0$), M — масса нуклона, а последнее слагаемое учитывает спин-орбитальное взаимодействие (константа $C < 0$). Осцилляторный потенциал с увеличением r растет и последовательность уровней в нем не зависит от константы V_0 , которую мы в этой связи положим равной нулю. Потенциал Нильссона имеет вид

$$V_{\text{Нильс}}(\vec{r}) = \frac{1}{2}M[\omega_{xy}(x^2 + y^2) + \omega_z z^2] + C\vec{l}\vec{s} + D\vec{l}^2, \quad (6.69)$$

где $\omega_{xy} \neq \omega_z$. Последнее слагаемое $D\vec{l}^2$ подправляет радиальную зависимость потенциала. Дело в том, что осцилляторный потенциал (особенно для средних и тяжелых ядер) довольно существенно отличается от реально-го вблизи поверхности ядра, что наиболее сильно сказывается на нуклонах с большими орбитальными моментами, тяготеющими к периферии ядра. Энергии этих состояний в обычном осцилляторном потенциале завышаются. Слагаемое $D\vec{l}^2$ (константа $D < 0$) понижает энергию состояний с большими орбитальными моментами l до необходимой величины.

Положение одночастичных уровней в потенциале Нильссона зависит от величины и знака параметра деформации β . При этом связь между

осцилляторными частотами ω_z , ω_{xy} и параметром деформации следующая:

$$\omega_z = \omega_0 \left(1 - \frac{2}{3}\beta\right), \quad \omega_{xy} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{3}\beta\right), \quad (6.70)$$

где в качестве β можно использовать параметр деформации, фигурирующий в соотношении (6.40).

Диаграмма нижних уровней показана на рис. 6.28. Энергетическая шкала задается энергетическим параметром $\hbar\omega_0 = 41 \cdot A^{-1/3}$ МэВ (соотношение (6.59)). При малых значениях β выполняется соотношение

$$\omega_z \omega_{xy}^2 = \omega_0^3 = \text{const},$$

что соответствует сохранению объема ядра при деформации. Параметры C и D подбираются так, чтобы при $\beta = 0$ наилучшим образом воспроизводилась последовательность уровней сферического оболочечного потенциала. Это происходит при следующих значениях параметров C и D :

$$C = -0,1\hbar\omega_0, \quad D = -0,02\hbar\omega_0. \quad (6.71)$$

Как известно, в сферически-симметричной потенциальной яме состояния нуклона характеризуются квантовыми числами орбитального и полного моментов l и j ($j = l \pm 1/2$), причем уровни вырождены по проекции момента \vec{j} на ось z , т. е. кратность вырождения равна $2j + 1$. Поскольку сферическая симметрия в деформированном ядре отсутствует, то состояния нуклона в таком ядре уже нельзя характеризовать квантовыми числами l и j . Однако так как сохраняется симметрия относительно поворотов вокруг оси z (аксиальная симметрия), то момент количества движения, создаваемый нуклоном, характеризуют квантовым числом K проекции момента \vec{j} на ось симметрии z .

Деформация частично снимает вырождение, присущее одночастичным уровням сферического потенциала, расщепляя состояния с разными значениями модуля K . В силу симметрии ядра относительно отражения в плоскости xy (см. рис. 6.25) состояния с $+K$ и $-K$ остаются вырожденными. Следовательно, деформация уменьшает кратность вырождения состояний вдвое. Так, например, состояние $1p_{3/2}$ расщепляется на два с $K = 1/2$ и $3/2$, а состояние $1d_{5/2}$ — на три состояния с $K = 1/2$, $3/2$ и $5/2$. Расщепленные состояния имеют ту же четность P , что и исходные одночастичные состояния сферического потенциала, и их характеристики фиксируются символами K^P .

При росте параметра деформации уровни, соответствующие одной оболочке, постепенно «расползаются». При деформации $\beta \approx 0,3-0,4$ оболочки начинают перекрываться. Изучение зависимости энергии одночастичных состояний от деформации ядра показывает, что в некоторых областях NZ -диаграммы атомных ядер им энергетически выгодно иметь не сферическую форму, а деформированную.

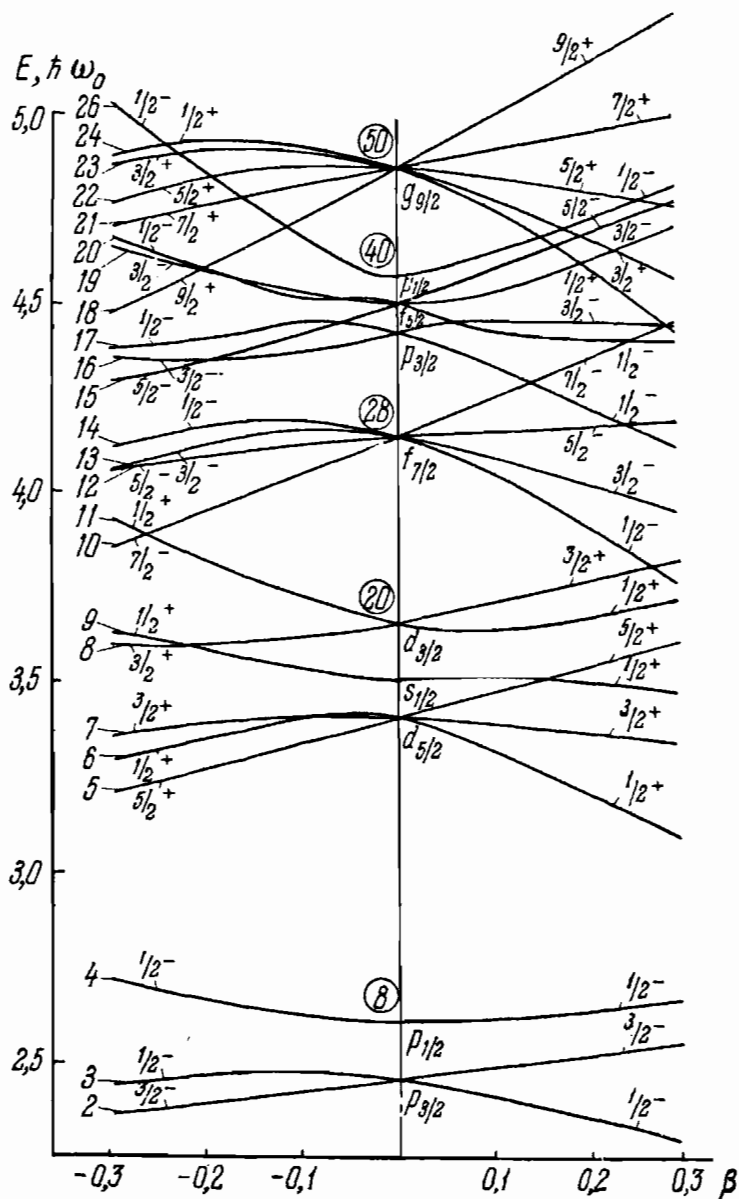


Рис. 6.28. Зависимость положения уровней в нильсоновском самосогласованном потенциале от деформации β . Цифры слева — порядковый номер уровня, цифры в кружке — число частиц при заполнении оболочек в сферически симметричном потенциале

10.3. Колебательные состояния сферических ядер

Аналогия между атомным ядром и жидкой каплей поясняет еще одну форму коллективного движения в атомных ядрах — колебательные (или вибрационные) состояния.

В свободном, невозбужденном состоянии жидкость принимает сферическую форму. При возбуждении жидкость практически несжимаема, но может сравнительно легко изменять свою форму. Поэтому легче всего (т. е. с наименьшей энергией) возбуждаются степени свободы жидкости, соответствующие поверхностным колебаниям. Рассмотрим малые гармонические колебания сферической капли около равновесной формы. Классическая теория малых поверхностных колебаний свободной жидкой капли была развита еще до возникновения ядерной физики. Согласно этой теории наименьшую частоту ω_2 имеют квадрупольные собственные колебания (т. е. возбуждения, отвечающие полному моменту количества движения $J = 2$), при которых капля попеременно становится то вытянутой, то сплюснутой эллипсоидом с периодичностью, соответствующей частоте этих колебаний, меняя знак и величину своей квадрупольной деформации (рис. 6.29, вторая фигура справа). Несколько более высокую частоту ω_3 имеют октаупольные колебания ($J = 3$), при которых капля в деформированном состоянии имеет грушевидную форму (рис. 6.29, крайняя правая фигура). Остальные типы собственных колебаний капли соответствуют деформациям более сложной формы и более высоким частотам.

На рис. 6.29 для сравнения показаны монополюсные ($J = 0$) колебания. Они не относятся к поверхностным, так как описывают колебания объема. Эти колебания происходят с изменением плотности ядра и требуют больших энергий. Ядро, как и жидкость, с трудом поддается сжатию и растяжению.

Дипольные колебания ($J = 1$) также не нужно учитывать, так как они описывают процессы со смещением центра масс ядра, а перемещение ядра как целого не относится к его внутренним возбуждениям. Важно подчеркнуть, что речь идет о дипольных колебаниях, в процессе которых протоны и нейтроны колеблются синхронно, как единое целое.

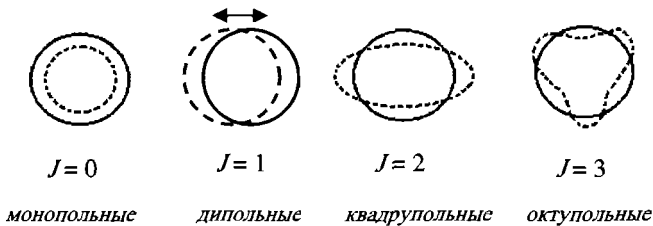


Рис. 6.29. Примеры колебаний ядра как целого. Сплошной линией показана равновесная (сферическая) форма ядра, а пунктиром — одно из двух крайних (различающихся половиной периода) состояний, которые принимает ядро в процессе колебаний. Дипольные колебания не относятся к внутренним возбуждениям ядра

При переходе к капельной модели ядра собственные колебания надо проквантовать. Квантование приводит к тому, что спектры энергий и моментов количества движения возбужденных колебательных состояний становятся дискретными. Энергии квадрупольных и октупольных возбуждений в квантовой теории могут принимать лишь значения

$$E_{\text{квадр}} = n_2 \hbar \omega_2, \quad E_{\text{окт}} = n_3 \hbar \omega_3, \quad (6.72)$$

где n_2, n_3 — числа соответственно квадрупольных и октупольных квантов (для квантов коллективных ядерных колебаний часто используют термин *фононы*, заимствованный из физики твердого тела), причем $n_2, n_3 = 1, 2, 3, \dots$.

Рассмотрим квадрупольные колебания ядерной поверхности ($J = 2$). Угловая зависимость формы ядра в этом случае дается сферическими функциями $Y_{2M}(\theta, \varphi)$, которые описывают состояния, имеющие момент количества движения $J = 2$ и положительную четность. Поэтому каждый квадрупольный квант (фонон) также имеет момент количества движения $J = 2$ и положительную четность. Аналогично, каждый октупольный фонон имеет момент $J = 3$ и отрицательную четность и т. д. В общем виде энергию возбуждения ядра, в котором одновременно происходят различные поверхностные колебания формы, можно записать в виде

$$E = \sum_{J \geq 2} n_J \hbar \omega_J, \quad (6.73)$$

где n_J — число фононов определенного типа, а $\hbar \omega_J$ — энергия фонона.

Формулы (6.72), (6.73) лучше всего должны описывать самые низкие колебательные уровни ядер, т. е. уровни, отвечающие $n_2 = 1, 2$ и $n_3 = 1$. Действительно, при увеличении n_2, n_3 , во-первых, нарушится гармоничность колебаний, а во-вторых, станут энергетически возможными возбуждения других типов, что резко усложнит энергетический спектр.

Посмотрим теперь, насколько согласуются с опытными данными предсказания рассматриваемой модели спектра низколежащих уровней ядер. Если основное состояние ядра имеет характеристики 0^+ , то первым возбужденным состоянием 2^+ должен быть уровень, отвечающий одному квадрупольному фонону с энергией $\hbar \omega_2$. Предсказание о том, что первый возбужденный уровень имеет характеристики 2^+ , выполняется почти для всех сферических ядер. Двухфононный уровень должен находиться при энергии $2\hbar \omega_2$. Более высокие квадрупольные возбуждения будут появляться с интервалом $\hbar \omega_2$ в соответствии с увеличением числа квадрупольных фононов: $3\hbar \omega_2, 4\hbar \omega_2$ и т. д. (рис. 6.30).

Для двух, трех и более квадрупольных фононов возможны не все состояния, разрешаемые правилами сложения квантово-механических моментов количества движения. Так, для двух квадрупольных фононов возможны лишь состояния с характеристиками $0^+, 2^+$ и 4^+ . Состояния с моментами 1 и 3 запрещены в силу ограничений, накладываемых статистикой Бозе—Эйнштейна на волновую функцию двух тождественных

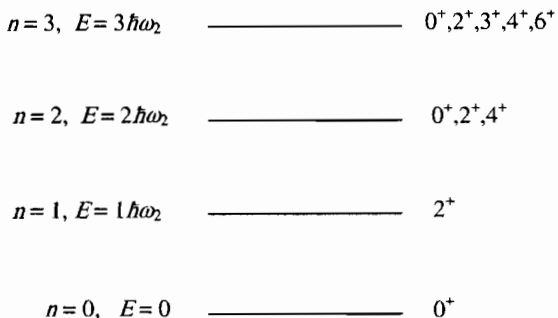


Рис. 6.30. Идеальный спектр квадрупольных колебаний поверхности чётно-чётных ядер

фононов. Поэтому из двух квадрупольных фононов в чётно-чётном ядре формируются лишь возбуждения с $J^P = 0^+, 2^+$ и 4^+ , в идеальном случае вырожденные по энергии. Аналогично этому отсутствуют состояния трех квадрупольных фононов с моментами 1 и 5.

Низкоэнергичные спектры чётно-чётных сферических ядер, близких к магическим, имеют ту же структуру, что и спектры, изображенные на рис. 6.30, что подтверждает их колебательную природу, причем остаточное взаимодействие между нуклонами снимает вырождение состояний с одинаковым числом фононов, так что эти состояния расщепляются по энергии. В качестве примера на рис. 6.31 показан спектр низколежащих состояний ядра $^{114}_{48}\text{Cd}$ (справа) в сравнении с идеальным спектром нижних квадрупольных возбуждений чётно-чётного сферического ядра (слева).

Самое нижнее состояние отрицательной четности в спектрах чётно-чётных ядер — это состояние с $J = 3^-$, т. е. состояние с характеристиками $J^P = 3^-$, отвечающее одному октупольному фонону. Энергия такого фонона приблизительно равна энергии двух квадрупольных фононов. Состояния отрицательной четности могут быть получены также комбинацией одного квадрупольного фонона и одного октупольного фонона. Эти состояния располагаются выше по энергии, чем уровень 3^- . Энергия од-

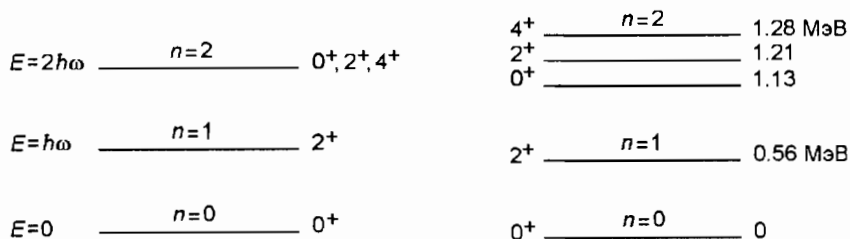


Рис. 6.31. Сравнение спектра низколежащих состояний ядра $^{114}_{48}\text{Cd}$ (справа) с идеальным спектром нижних квадрупольных колебаний поверхности (слева)

ного гексадекапольного фонона ($J = 4$), имеющего в четно-четном ядре характеристики $J^P = 4^+$, приблизительно в три раза превышает энергию одного квадрупольного фонона.

В деформированных ядрах наряду с вращательными состояниями также возможны и вибрационные состояния, связанные с колебаниями поверхности. Так, например, несферическое ядро в вибрационном состоянии может вращаться с различными скоростями, что приводит к вращательной полосе, построенной на этом вибрационном состоянии.

Спектр возбужденных состояний атомных ядер имеет сложную природу. Он является суперпозицией одночастичных возбуждений, коллективных вращательных и колебательных возбуждений. Лишь в очень ограниченном числе ядер доминирует какая-либо одна из вышеперечисленных ветвей возбуждений. Характерные энергии одночастичных возбуждений в ядрах — мегаэлектронвольты, вибрационных — сотни-тысячи килоэлектронвольт, вращательных — десятки-сотни килоэлектронвольт.

С ростом энергии возбуждений плотность ядерных уровней быстро растет, и при энергии больше 10 МэВ, как правило, уровни сильно перекрываются — спектр возбуждений становится непрерывным. При таких энергиях в ядрах появляются возбуждения, в формирование которых вовлечены нуклоны внутренних оболочек. Спектр ядерных коллективных возбуждений существенно обогащается. Появляются так называемые «поляризационные» возбуждения, в процессе которых ядро поляризуется. На рис. 6.32 слева показан пример таких колебаний. В ядре нейтроны колеблются относительно протонов с частотой 10^{21} – 10^{22} Гц и ядро приобретает динамический электрический дипольный ($E1$) момент. $E1$ -колебания наблюдаются во всех ядрах с $A > 2$ и называются *гигантским дипольным резонансом*. Максимум этого резонанса, хорошо видного в сече-

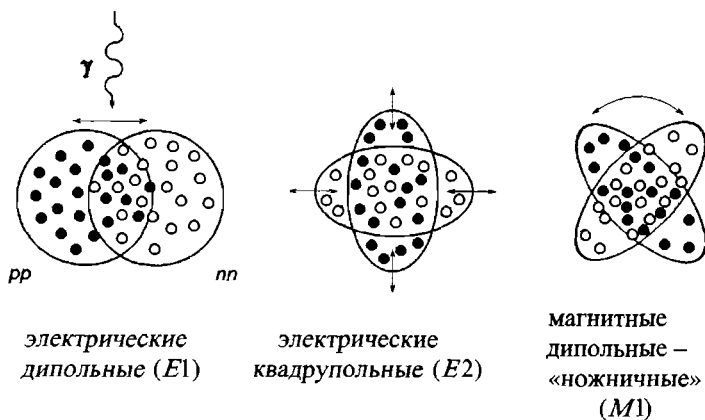


Рис. 6.32. Поляризационные колебания ядер. Слева электрические дипольные ($E1$), в центре — электрические квадрупольные ($E2$), справа — магнитные дипольные ($M1$)

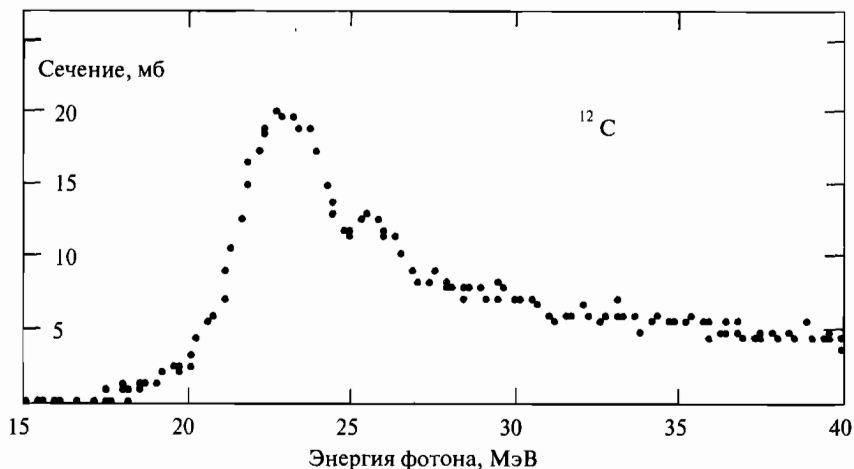


Рис. 6.33. Гигантский дипольный резонанс в сечении поглощения фотонов ядром ^{12}C

ниях поглощения фотонов ядрами, располагается при энергиях 13–25 МэВ (рис. 6.33). Ширина резонанса несколько МэВ.

Помимо поляризационных $E1$ -колебаний в ядрах могут возникать и поляризационные колебания другого типа. Так, на рис. 6.32 в центре и справа показаны электрические квадрупольные ($E2$) и магнитные дипольные ($M1$) колебания (последние также называются *ножничными*). Показаны крайние положения протонной и нейтронной составляющих ядра в процессе этих колебаний (они двигаются в противофазе и меняются местами через половину периода). В процессе поляризационных $E2$ -колебаний происходит изменение электрического квадрупольного момента как протонной, так и нейтронной жидкостей. В процессе поляризационных $M1$ -колебаний этих жидкостей меняется магнитный дипольный момент. Все описанные типы колебаний характеризуются участием большого числа нуклонов. Их называют *мультипольными гигантскими резонансами*.

Для описания гигантских резонансов можно использовать модель двухкомпонентной ядерной жидкости, позволяющую рассчитать собственные энергии нейтрон-протонных поляризационных колебаний. В этой модели нейтроны и протоны рассматриваются как две взаимопроникающие сжимаемые жидкости, находящиеся внутри фиксированной ядерной поверхности. В основном состоянии обе жидкости равномерно распределены по объему ядра, так как ядерные силы благоприятствуют однородному перемешиванию нейтронов и протонов. Электромагнитное поле возмущает это равновесное распределение, поэтому при поглощении γ -кванта возникают колебания плотностей нейтронной и протонной жидкостей (поляризационные колебания), которые и проявляются как

широкие пики (гигантские резонансы) в сечениях реакций под действием фотонов (фотоядерных реакций).

§ 11. Экзотические ядра

К экзотическим ядрам относятся ядра, сильно перегруженные протонами или нейтронами.

Ускорители 50–60-х гг. прошлого века давали в основном пучки легких ионов: протонов, дейтронов, α -частиц, с помощью которых исследовались отдельные квантовые состояния ядер с малым угловым моментом и ядерные реакции, связанные с передачей одного или двух нуклонов. На современных ускорителях стало возможно изучать крупномасштабные коллективные движения, обусловленные кардинальной перестройкой ядерного вещества, — такие процессы, как глубоконеупругие столкновения и слияния тяжелых ионов. Для исследования свойств экзотических ядер во многих случаях нужны пучки радиоактивных ядер, ускоренные до энергии десятки и сотни МэВ. Улучшение техники ионных пучков и методов сепарации короткоживущих изотопов, образующихся в результате ядерной реакции, существенно расширило число исследованных ядер, и в некоторых областях NZ -диаграммы атомных ядер (рис. 6.1) обнаружены ядра, расположенные на границах нуклонной стабильности. В двух областях ($Z = 51–55$ и $Z = 69–83$) была обнаружена протонная радиоактивность — испускание протонов из основного состояния ядра, что точно устанавливает границу $B_p = 0$. Обнаруженные протоноизбыточные атомные ядра практически вплотную приблизились к границе протонной стабильности. Для нейтроноизбыточных ядер ситуация существенно иная. Между линией $B_n = 0$ и уже обнаруженными ядрами существует большое белое пятно — область пока не обнаруженных нейтроноизбыточных ядер.

В лабораторных условиях получать ядра вблизи границы стабильности сложно из-за малых сечений образования этих ядер и коротких периодов полураспада. В настоящее время методы сепарации и детектирования образующихся в результате ядерных реакций экзотических ядер достигли такого совершенства, что основные характеристики атомных ядер — масса, период полураспада, основные каналы распада — могут быть получены на основе анализа небольшого их числа.

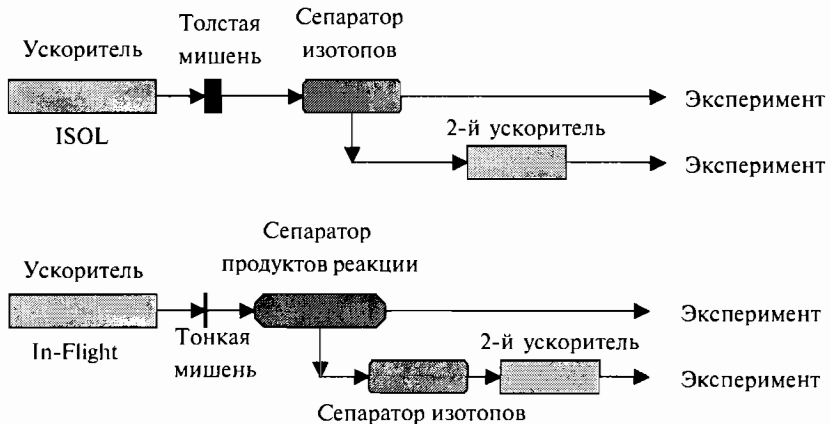
Метод сепарации на лету позволяет получать моноизотопные пучки ядер вплоть до урана. Появились новые экспериментальные методы изучения свойств атомных ядер — комбинации ускорителей с ионными ловушками для низкоэнергичных ионов и накопительные кольца для ионов низких и средних энергий. Существенный прогресс в изучении ядер с необычным отношением N/Z — экзотических ядер — связан с возможностью накопления высокоэнергичных вторичных пучков радиоактивных ядер и изучения реакций на этих пучках.

До недавнего времени экспериментальные возможности для радиоактивных ядер ограничивались изучением таких их характеристик, как

Радиоактивные пучки

Используется два основных метода получения пучков радиоактивных ядер.

- **Метод ISOL** (Isotop Separation On Line).
- **Метод In-Flight** (метод фрагментации ускоренных ионов на мишени).



В первом методе (метод ISOL) в результате бомбардировки ускоренным пучком толстой мишени в ней образуются радиоактивные ядра в широком диапазоне A и Z . Образовавшиеся ядра затем извлекаются и могут быть использованы в прецизионных экспериментах с низкими энергиями (10–500 кэВ) или ускорены во втором ускорителе. Во втором методе (метод In-Flight) используется тонкая мишень. При этом образуются ядра, летящие в том же направлении, что и первоначальные бомбардирующие ядра, и имеющие энергии, близкие к энергии первичного пучка. Таким образом, отпадает необходимость последующего ускорения ядер. Для дальнейшего исследования с помощью электромагнитных сепараторов выделяют из образующихся продуктов ядра с исследуемыми A и Z . Этот метод оптимален для получения вторичных пучков короткоживущих ядер с периодом полураспада от 100 нс. В этом методе также часто используется вторичное ускорение радиоактивных пучков.

масса, период полураспада, основные каналы распада. Пучки радиоактивных ионов с энергиями от 1 МэВ/нуклон до 1 ГэВ/нуклон дают более детальную информацию об атомных ядрах. Изучение экзотических ядер дает сведения об атомных ядрах, находящихся в экстремальных условиях. В таких ядрах изменяется соотношение между кулоновским и ядерным

взаимодействием, характерное для стабильных ядер, что приводит к появлению новых, необычных свойств.

Исследования с экзотическими ядрами развиваются по двум основным направлениям.

1. Получение, детектирование и изучение свойств ядер, удаленных от долины стабильности.
2. Получение и использование пучков радиоактивных ядер, как одного из эффективных методов изучения свойств экзотических ядер.

Выделим в качестве примера две проблемы, интенсивно исследуемые в последние годы.

В экспериментах с ядрами, сильно перегруженными нейтронами или протонами, впервые удалось обнаружить различие в распределении нейтронов и протонов в поверхностном слое ядра. В частности, оказалось, что в отличие от ядер, расположенных вблизи долины стабильности, в экзотических ядрах зарядовое и массовое пространственные распределения не совпадают.

Были обнаружены *гало-ядра*, имеющие пространственное распределение ядерной материи, существенно превышающее обычные размеры атомных ядер $R \approx 1,2A^{1/3}$ Фм. Этот результат стимулировал развитие новых методов исследования ядерной периферии ядер долины стабильности. В экспериментах с аннигиляцией медленных антипротонов было показано, что величина отношения N/Z на периферии ядра зависит от энергии связи нейтронов.

Другая интенсивно исследуемая проблема — как проявляются обнаруженные для ядер долины стабильности магические числа в экзотических ядрах? В области ядер $N = 20$ неожиданной оказалась нестабильность дважды магического ядра ^{28}O ($Z = 8$, $N = 20$). Исследование распадных характеристик ядер вблизи ^{44}S дало первую информацию о существовании деформированных ядер с $N = 28$. Были получены ядра ^{45}Fe , ^{49}Ni с экстремальным отношением N/Z . Получено самое тяжелое дважды магическое самосопряженное ядро ^{100}Sn ($Z = N = 50$). Эти новые явления, обнаруженные для экзотических ядер, формируют новый взгляд на атомные ядра, позволяют глубже понять ядерную динамику, что делает экзотические ядра предметом приоритетных исследований.

Ответы на какие вопросы мы ожидаем получить, изучая экзотические ядра?

1. Какова область существования атомных ядер? С этой целью исследуются наиболее тяжелые из полученных в настоящее время сверхтяжелых ядер. Исследуются ядра вблизи границ энергий отделения протона $B_p = 0$ и нейтрона $B_n = 0$. Исследование атомных ядер вблизи этих границ позволит ответить на вопрос: существуют ли компактные области устойчивых ядер вне этих границ, и каковы возможные причины существования таких областей.

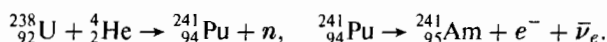
2. Существуют ли в области экзотических ядер те же самые магические числа, как и для ядер долины стабильности? Ответ на этот вопрос особенно важен, так как позволит получить дополнительную информацию о форме атомных ядер, и в частности о супердеформированных в основном состоянии ядрах. До сих пор супердеформированные ядра были обнаружены лишь в возбужденных состояниях. Для экзотических ядер возможно появление новых магических чисел, обусловленное сильно деформированными состояниями.
3. Как изменяются свойства атомных ядер в том случае, когда соотношение между числом нейтронов и протонов отличается от равновесных значений, характерных для ядер долины стабильности? В настоящее время твердо установлено существование нейтронного гало и нейтронного слоя у легких нейтроноизбыточных ядер. Это породило в свою очередь дополнительные вопросы:
 - Насколько это свойство расслоения протонной и нейтронной материи может проявиться в экзотических ядрах с сильно неравновесным отношением N/Z ?
 - Каково распределение масс и зарядов в экзотических ядрах?
 - Изменяется ли величина спин-орбитального взаимодействия с изменением величины N/Z ?
 - Существует ли состояние нейтронного гало в возбужденных состояниях ядер?
 - Существуют ли эффекты кластеризации ядерных состояний в области малой нейтронной плотности?
 - Какую форму имеют атомные ядра в областях с различными значениями N/Z ?
4. Какие качественно новые явления ожидаются при распаде экзотических ядер? Если основными модами радиоактивного распада ядер вблизи долины стабильности являются α -, β -распады и γ -переходы, то при приближении к границам нуклонной стабильности изменяется энергия Ферми для протонов и нейтронов. Вследствие этого появляются новые каналы распада — испускание запаздывающих нейтронов, протонов, дейтронов, ядер трития и испускание двух и трех нейтронов из возбужденных состояний ядер.
5. Как изменятся наши представления об эволюции Вселенной с появлением новой информации о свойствах экзотических ядер?

§ 12. Сверхтяжелые ядра

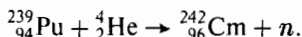
Химические элементы с $Z > 92$ называют *трансурановыми элементами*. Все они были получены искусственным путем. Химические элементы с $Z = 93$ и 94 были получены в результате облучения ^{238}U нейтронами.

В результате β^- -распада изотопа ^{239}U ($Z = 92$) образуется изотоп нептуния ^{239}Np ($Z = 93$), который затем, распадаясь, образует изотоп плутония ^{239}Pu ($Z = 94$).

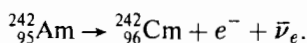
Химический элемент с атомным номером $Z = 95$ (америций) был получен в 1944 г. в результате реакции



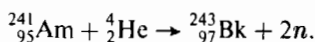
Четвертый трансурановый элемент, кюрий ($Z = 96$), также был получен в 1944 г. в результате реакции



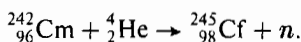
Это ядро является α -излучателем с периодом полураспада $t_{1/2} = 162,8$ дня. Оно было затем обнаружено как продукт β^- -распада изотопа ^{242}Am :



Элемент с порядковым номером $Z = 97$ был получен в 1949 г. и назван берклием:

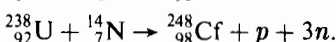
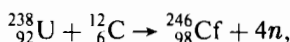
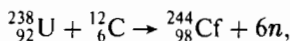


Химический элемент калифорний с $Z = 98$ был получен в 1950 г. в реакции



Этот химический элемент был выделен в количестве 5 000 атомов и образовывался в результате облучения $\approx 10^{-6}$ г кюрия.

Ряд изотопов калифорния был получен путем бомбардировки мишени из ^{238}U пучками ионов углерода и азота:



В табл. 6.3 приведены реакции, в которых впервые были получены элементы тяжелее урана вплоть до $Z = 101$.

Первые трансурановые элементы были получены в результате облучения ^{238}U нейтронами. В результате захвата нейтрона и последующего β^- -распада заряд первоначального ядра увеличивается на единицу. С созданием ядерных реакторов большой мощности стало возможным накапливать необходимые количества трансурановых элементов и использовать их в качестве мишеней для продвижения к большим Z путем облучения на циклотронах легкими заряженными частицами. В частности, таким способом удалось получить достаточно большие количества изотопа ^{239}Pu , так как период полураспада его составляет $2,4 \cdot 10^4$ лет.

Элементы с $Z = 96-98$ были получены впервые в результате облучения трансурановых мишеней α -частицами. Использование ядерных реакторов с большой плотностью потока нейтронов позволяет получать

Таблица 6.3

Реакции, в которых впервые были получены трансурановые элементы

Z	Реакция
93, 94	$^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}\text{Pu}$
95	$^{238}_{92}\text{U} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{241}_{94}\text{Pu} + n, \quad ^{241}_{94}\text{Pu} \rightarrow ^{241}_{95}\text{Am} + e^- + \bar{\nu}_e$
96	$^{239}_{94}\text{Pu} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{242}_{96}\text{Cm} + n$
97	$^{241}_{95}\text{Am} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{243}_{97}\text{Bk} + 2n$
98	$^{242}_{96}\text{Cm} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{245}_{98}\text{Cf} + n$
99	$^{238}_{92}\text{U} + 15n \rightarrow ^{253}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{93}\text{Np} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{99}\text{Es}$
100	$^{238}_{92}\text{U} + 17n \rightarrow ^{255}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{93}\text{Np} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{100}\text{Fm}$
101	$^{253}_{99}\text{Es} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{256}_{101}\text{Md} + n$

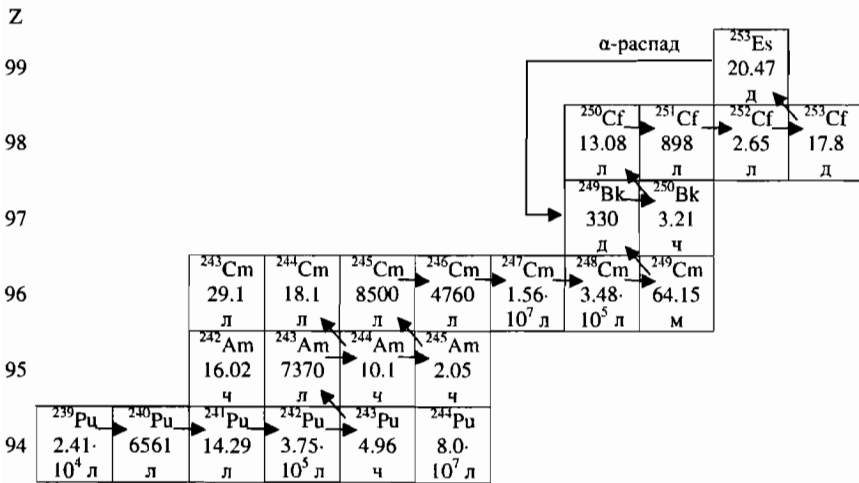


Рис. 6.34. Образование трансурановых элементов при облучении нейтронами мишени ^{239}Pu . Для каждого изотопа приводится его период полураспада

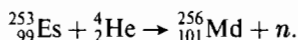
трансурановые элементы путем последовательного захвата нескольких нейтронов. Если в качестве исходного вещества, облучаемого в ядерном реакторе, выбрать изотоп ^{239}Pu , то последовательность образующихся изотопов можно проследить на диаграмме, представленной на рис. 6.34. Таким образом, можно продвинуться в область $Z = 97-98$. Цепочка будет обрываться на изотопе ^{252}Cf , так как образующийся в результате захвата нейтронов изотоп ^{253}Cf является β^- -излучателем и с перио-

дом полураспада 17,8 дня превращается в изотоп ^{253}Es , распадающийся с испусканием α -частиц ($t_{1/2} = 20,5$ дня). В результате длительного облучения (около 100 суток) в реакторе с плотностью потока нейтронов 10^{16} нейтронов/(см² · с) можно получить около одного процента ядер изотопа ^{252}Cf от исходного количества ^{239}Pu .

Продвижение к элементам с большим Z оказывается таким способом практически невозможным не только из-за того, что образующиеся изотопы имеют малые периоды полураспада, но главным образом потому, что основными видами распада образующихся изотопов трансурановых элементов являются α -распад, β -распад и спонтанное деление.

Можно попытаться продвинуться к большим Z , используя мощные импульсные потоки нейтронов, так чтобы длительность нейтронного облучения была много меньше периодов полураспада изотопов, обрывающих цепочку. Изотопы $^{253}_{99}\text{Es}$ и $^{255}_{100}\text{Fm}$ были впервые получены при взрыве термоядерного устройства в результате мгновенного ($\approx 10^{-6}$ с) захвата ядром $^{238}_{92}\text{U}$ соответственно 15 и 17 нейтронов и последующего β -распада образовавшихся изотопов ^{253}U и ^{255}U .

Сто первый элемент — менделевий — был получен в 1955 г. в реакции



Весь имеющийся запас эйнштейния, полученный путем облучения в ядерных реакторах к 1955 г., составлял около 10^{-12} г. Поэтому, несмотря на то, что сечение реакции (α, n) довольно велико ($\approx 10^{-3}$ барн), образование менделевия происходило со скоростью около 1 атома в час. В первой серии экспериментов было получено всего 17 ядер 101-го элемента. Здесь особенно отчетливо проявились все проблемы, с которыми пришлось вскоре столкнуться при получении новых элементов тяжелее фермия ($Z > 100$) — трансфермиевых элементов:

1. Отсутствие в требуемых количествах мишеней из тяжелых трансурановых элементов.
2. Существенное уменьшение по мере увеличения Z времени жизни изотопов, что значительно усложняет идентификацию полученных элементов.

Облучение ^{238}U различными пучками тяжелых ионов (гелий, углерод, изотопы кислорода) привели к открытию большого числа изотопов с $Z = 95-100$. В 1951 г. Э. Макмиллан и Г. Сиборг получили Нобелевскую премию за открытие в области химии трансурановых элементов.

Как следует из табл. 6.3 и комментария к ней, первые трансурановые элементы были получены облучением α -частицами все более тяжелых мишеней, таких как плутоний, америций, кюрий, эйнштейний. Таким способом были получены изотопы $Z = 96-100$ в исследовательских группах Дубны (Г. Флеров, Ю. Оганесян) и Беркли, США.

Следующий этап в получении тяжелых ядер связан с использованием пучков ускоренных ионов тяжелее углерода, азота и кислорода. Это

позволило вернуться к использованию более доступных мишеней из стабильных изотопов свинца и висмута. Так, 102 элемент может быть получен как в реакции ${}_{94}^{242}\text{Pu} + {}_8^{18}\text{O}$, так и в реакции ${}_{82}^{208}\text{Pb} + {}_{20}^{48}\text{Ca}$.

Использование в качестве мишеней ядер, близких к магическим, имеет дополнительное преимущество, так как энергия реакции Q становится существенно более отрицательной, и энергия возбужденного составного ядра, образующегося в результате слияния исходных ядер, оказывается при этом более низкой, что приводит к испусканию меньшего количества нейтронов из составного ядра при его охлаждении. Кинетическая энергия налетающей частицы выбирается минимальной, вблизи высоты кулоновского барьера, чтобы преодолеть кулоновское взаимодействие сталкивающихся ядер. Уменьшение величины энергии возбуждения ядра необходимо для уменьшения вероятности его деления. Концепция холодного синтеза была впервые выдвинута Ю. Оганесяном и оказалась решающей при получении сверхтяжелых элементов.

Анализ цепочек распада трансфермиевых элементов показывает, что для большинства ядер с $Z > 100$ наблюдается каскадный α -распад. При этом по мере увеличения Z увеличивается и энергия α -распада. Определение энергий последовательно испускаемых α -частиц является одним из основных методов идентификации трансфермиевых элементов.

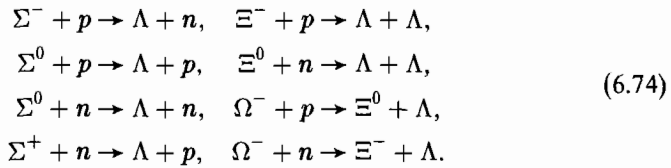
Для получения сверхтяжелых ядер использовались ускоренные пучки ${}_{50}^{50}\text{Tl}$, ${}_{51}^{51}\text{V}$, ${}_{58}^{58}\text{Fe}$, ${}_{62}^{62}\text{Ni}$, ${}_{64}^{64}\text{Ni}$, ${}_{70}^{70}\text{Zn}$ и ${}_{82}^{82}\text{Se}$. В качестве мишеней применялись изотопы ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$. Различные изотопы 110 элемента были синтезированы в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова с помощью реакции ${}^{244}\text{Pu}({}^{34}\text{S}, 6n){}^{272}110$ и в GSI (Дармштадт) в реакции ${}^{208}\text{Pb}({}^{62}\text{Ni}, n){}^{269}110$.

§ 13. Гиперядра

Наряду с ядрами, состоящими из протонов и нейтронов, существуют ядра, в которых один или два нуклона заменены на Λ -частицы. Такие ядра называются *гиперядрами*. Их время жизни порядка 10^{-10} с, и поэтому по своим ядерным свойствам они могут рассматриваться как обычные ядра. Исследование таких ядер важно для понимания как физики ядра, так и физики адронов.

Гипероны (Λ , Σ , Ξ , Ω) живут примерно 10^{-10} с, время, колоссальное по сравнению с характерным ядерным временем $\approx 10^{-22}$ с. Поэтому интересно было выяснить, не могут ли эти частицы входить в состав ядра, что дало бы возможность изучать взаимодействие гиперон-нуклон. Для того чтобы гиперон мог существовать в ядре, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, силы между гипероном и нуклонами должны быть силами притяжения. Во-вторых, должны быть запрещены быстрые реакции взаимодействия гиперона с нуклонами, при которых этот гиперон исчезает. Пользуясь свойствами гиперонов и нуклонов, легко сообразить, что в ядре все гипероны, кроме Λ -частицы, будут превращаться в другие

частицы в результате реакций:



Реакции (6.74) экзотермичны и идут с сохранением странности, т. е. $\tau_{\text{реак}} \approx 10^{-20} - 10^{-23}$ с. Отсюда видно, что Σ^- , Ξ^- и Ω^- -гипероны в состав ядер входить не могут. Возможными исключениями являются связанные системы двух частиц $\Sigma^- - n$, $\Sigma^+ - p$, $\Xi^- - n$, $\Xi^0 - p$. В отличие от других гиперонов, Λ -частицы в быстрые реакции с нуклонами не вступают и поэтому имеют возможность существовать в составе ядра, превратив его в гиперядро. Λ -гиперон — это самый легкий барион, содержащий в своем составе один странный кварк. Поэтому, оказавшись в ядре, он не может вызвать быструю реакцию сильного взаимодействия с исчезновением странности, так как закон сохранения странности препятствует этому. Λ -гиперон в ядре, так же как и свободный Λ -гиперон, распадается за счет слабого взаимодействия, т. е. за время $\approx 10^{-10}$ с. Этого времени вполне достаточно для исследования свойств гиперядер.

Гиперядра обозначаются теми же химическими символами, что и обычные ядра, но с добавлением индекса Λ внизу слева. Вверху слева указывается полное число барионов в ядре. Так, символ ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ (читается: «гипергелий пять») обозначает ядро, состоящее из двух протонов, двух нейтронов и Λ -частицы. Первое гиперядро было обнаружено в 1952 г. (М. Даньш и Дж. Пневский). Сейчас известно уже около двух десятков гиперядер. Их существование показывает, что между Λ -гипероном и нуклонами действуют силы притяжения. Эти силы немного слабее сил между нуклонами, что видно из того, что не существует дейтроно-подобной стабильной системы $\Lambda - p$ (гиперводород), а также из того, что измеренные энергии связи Λ -частицы в ядре оказываются несколько меньше энергий связи нейтрона. Отсутствие связанного состояния гиперводорода можно в определенной степени ожидать, так как взаимодействие в системе $\Lambda - p$ должно быть более короткодействующим, чем, например, взаимодействие в системе $n - p$. Действительно, как мы уже отмечали, радиус взаимодействия определяется массой промежуточной частицы. Радиус действия сил в системе $n - p$ по порядку величины равен комптоновской длине волны π -мезона, обменом которым осуществляется np -взаимодействие, т. е. величине $\hbar/(m_{\pi}c)$. С другой стороны, Λ -гиперон и протон не могут обмениваться одним пионом, так как виртуальный процесс



не может идти за счет сильного взаимодействия из-за несохранения изоспина ($I_{\Lambda} = 0$, $I_{\pi} = 1$). Следовательно, Λ -гиперон и протон могут обме-

ниваться как минимум двумя пионами:

$$\Lambda \rightarrow \Lambda + 2\pi, \quad 2\pi + p \rightarrow p. \quad (6.76)$$

Поэтому радиус действия сил в системе $\Lambda-p$ будет по порядку величины равен $\hbar/(m_{2\pi}c)$. Учитывая далее, что силы между протоном и нейтроном довольно слабо их связывают, следует ожидать, что более короткодействующие силы в системе $\Lambda-p$ не смогут связать Λ -гиперон и протон.

Энергии связи Λ -частицы в различных ядрах приведены в табл. 6.4. Видно, что энергии связи гиперядер подчиняются иным закономерностям, чем энергии связи обычных ядер. Так, обычное ядро ${}^5_2\text{He}$ нестабильно относительно распада на нейтрон и ${}^4_2\text{He}$, в то время как гиперядро ${}^5_\Lambda\text{He}$ связано довольно прочно. Это различие легко объясняется действием принципа Паули. В ${}^5_2\text{He}$ третий нейтрон из-за принципа Паули вынужден занимать состояние в $1p$ -оболочке, которое оказывается несвязанным в системе пяти нуклонов. Λ -частица в ядре ${}^5_\Lambda\text{He}$ может находиться на более глубокой $1s$ -оболочке и тем самым быть сильнее связанной, чем нейтрон.

То, что на одиночный Λ -гиперон в ядре не распространяются ограничения, вызванные принципом Паули, позволяет ему занять любую ядерную оболочку. Поэтому спектроскопия гиперядер — прекрасный метод изучения одночастичных уровней барионов. Одночастичные уровни Λ -гиперона в ядре отражают характер среднего ядерного поля, создаваемого для Λ -гиперона всеми нуклонами ядра. Последовательность возникающих при этом уровней (подоболочек и оболочек) примерно такая же, как и в обычном ядре. Самой нижней оболочкой для Λ -гиперона в ядре также является $1s$ -оболочка, затем идет $1p$ -оболочка, $1d$ и т. д. Энергии связи Λ -гиперона в ядрах, приведенные в табл. 6.4, относятся к самой глубокой $1s$ -оболочке. Для сравнения укажем, что у гиперядра ${}^{16}_\Lambda\text{O}$ энергия связи

Таблица 6.4

Энергии связи Λ -гиперона в некоторых гиперядрах

Гиперядро	Энергия, МэВ	Гиперядро	Энергия, МэВ	Гиперядро	Энергия, МэВ
${}^3_\Lambda\text{H}$	0,13	${}^9_\Lambda\text{Li}$	8,50	${}^{16}_\Lambda\text{O}$	12,5
${}^4_\Lambda\text{H}$	2,04	${}^9_\Lambda\text{Be}$	6,71	${}^{28}_\Lambda\text{Si}$	16,6
${}^4_\Lambda\text{He}$	2,39	${}^9_\Lambda\text{B}$	8,29	${}^{40}_\Lambda\text{Ca}$	18,7
${}^5_\Lambda\text{He}$	3,12	${}^{10}_\Lambda\text{Be}$	9,11	${}^{51}_\Lambda\text{V}$	20,0
${}^6_\Lambda\text{He}$	4,18	${}^{12}_\Lambda\text{C}$	10,8	${}^{89}_\Lambda\text{Y}$	23,1
${}^7_\Lambda\text{Li}$	5,58	${}^{13}_\Lambda\text{C}$	11,7	${}^{139}_\Lambda\text{La}$	23,8
${}^8_\Lambda\text{Li}$	6,80	${}^{14}_\Lambda\text{C}$	12,2	${}^{208}_\Lambda\text{Pb}$	26,5

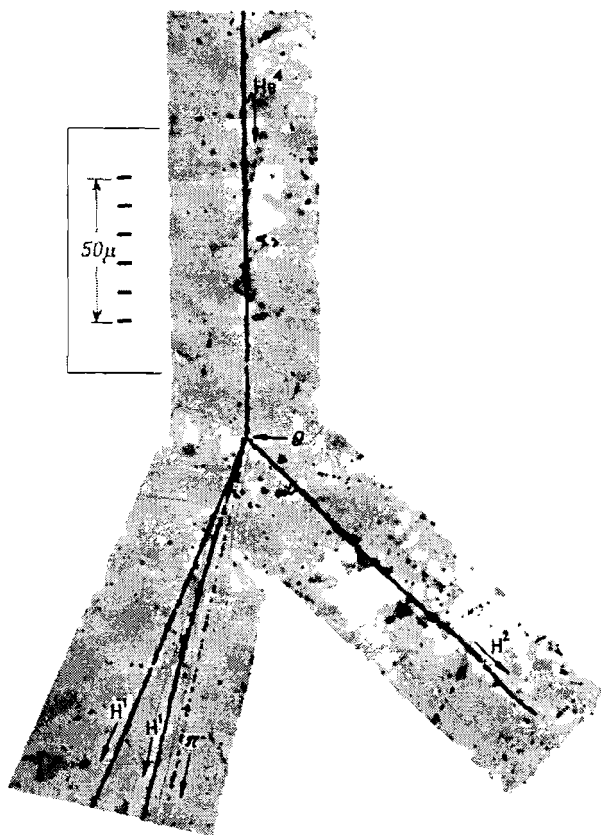
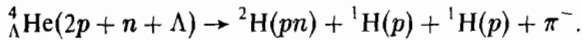


Рис. 6.35. Распад гиперядра ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ в ядерной фотоэмульсии. Трек гиперядра направлен сверху вниз. После распада возникает четыре трека. Два левых это треки протонов (ядер ${}^1\text{H}$). К ним примыкает менее четкий трек π^- . Правый трек образован ядром ${}^2\text{H}$

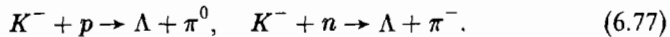
Λ -гиперона на $1p$ -оболочке примерно 2,5 МэВ. У гиперядер ${}^{40}_{\Lambda}\text{Ca}$ и ${}^{51}_{\Lambda}\text{V}$ эта оболочка располагается уже на глубине 11 МэВ, а $1d$ -оболочка — на глубине 2–3 МэВ.

Одночастичные уровни Λ -гиперона в ядре располагаются при других энергиях, чем нуклонные уровни. Поскольку взаимодействие Λ -гиперона с нуклонами слабее, чем межнуклонное, то ядерная потенциальная яма для Λ -гиперона мельче и уровни расположены выше по энергии. Вместе с тем результаты исследования поведения Λ -гиперона в ядрах подтверждают основные положения ядерной модели оболочек. Так же как и нуклоны в ядрах, Λ -гипероны ведут себя в основном как свободные частицы в потенциальной яме.

Распад гиперядра, как уже отмечалось, происходит в результате распада в нем Λ -гиперона за время порядка 10^{-10} с. На рис. 6.35 показан пример распада гиперядра ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ в ядерной фотоэмульсии. Зафиксированный случай отвечает внутриядерному распаду $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, и в целом реакция распада ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ имеет вид



Гиперядра образуются при бомбардировке обычных ядер пучками отрицательных каонов, вызывающих превращения



§ 14. Заключительные замечания о свойствах ядер

Главным свойством ядерной структуры следует считать существование в ядре независимого движения нуклонов. Путь к пониманию этого свойства был долгим и мучительным, так как оно обосновывается не одним-двумя определяющими фактами, а лишь обширной совокупностью данных о статических характеристиках ядер, спектрах их возбужденных состояний, а также о ядерных реакциях. Из этого свойства следует, что атомное ядро более всего похоже на вырожденный ферми-газ, т. е. на плотный идеальный газ, состоящий из частиц, подчиняющихся принципу Паули, и находящийся при температуре, соответствующей энергии kT , намного меньшей кинетической энергии последнего заполненного состояния.

Аналогия с газом, однако, весьма ограничена уже потому, что ядро само по себе имеет конечный объем и почти постоянную плотность, а не стремится занимать максимальный объем, как это положено газу. Ядро «держит само себя».

Постоянство плотности роднит ядро с жидкостью, которую из-за резкого проявления квантовых свойств называют ферми-жидкостью. Однако обычная жидкость должна иметь сферическую форму. Поэтому существование большого числа ядер, форма которых в равновесном состоянии несферична, с определенностью показывает, что у ядра имеются свойства, роднящие его с твердым телом.

Но и на твердое тело ядро также мало похоже из-за наличия в нем одночастичных движений, свойственных атомам в газе, а не в твердом теле. Существование в ядре коллективных возбужденных состояний типа гигантских резонансов опять-таки роднит его с газом (звуковые волны), с твердым телом (фононы) и с плазмой (плазмоны). Ядро, однако, менее всего похоже на плазму, у которой главенствующую роль играют дальнедействующие (кулоновские), а не короткодействующие (ядерные) силы.

Помимо указанных и кажущихся несовместимыми свойств атомное ядро характеризуется рядом дополнительных свойств, конкретизирующих

его своеобразную структуру. Одним из них является определенный набор нетривиальных корреляций нуклонов. Наиболее простыми являются нуклон-нуклонные корреляции, сводящиеся к тому, что вероятность найти нуклоны на малых относительных расстояниях стремится к нулю. Такого типа корреляция обнаруживаются по обогащению импульсных спектров нуклонов большими импульсами. Еще один тип корреляций обычно называют кластеризацией. Он состоит в том, что в ядрах систематически на мгновение возникают квазичастицы — «почти дейтроны», «почти альфа-частицы» и т. д. Эти живущие очень малые промежутки времени нуклонные структуры, конечно, отличны от реальных дейтронов и альфа-частиц, но в то же время относительно близки к ним по основным чертам своего строения. Обычно их называют кластерами. В настоящее время нет никаких сомнений в реальном существовании кластерных явлений в ядрах.

Еще одной своеобразной особенностью ядер является присутствие в них, опять-таки в течение очень малых времен, других адронов — пионов, ρ -мезонов, Δ -резонансов и других возбужденных состояний нуклонов. Присутствие пионной компоненты в ядрах устанавливается по дополнительному взаимодействию с ними гамма-квантов.

В заключение можно сказать, что в целом ядерная материя есть новое, не встречающееся в обычном, окружающем нас мире состояние вещества, которое в полной мере начинает играть свою выдающуюся роль в нейтронных звездах. Относительно легкие ядра, т. е. ядра, о которых нельзя говорить как о «куске» бесконечной ядерной материи, следует рассматривать как систему фермионных частиц, с особым, ядерным взаимодействием между ее составляющими.

Глава 7

Радиоактивность

§ 1. Введение

Радиоактивный распад возможен тогда, когда он энергетически выгоден, т. е. сопровождается выделением энергии. Условием этого является превышение массы M исходного ядра суммы масс m_i продуктов распада, т. е. неравенство $M > \sum_i m_i$. Это условие является необходимым, но не всегда достаточным. Распад может быть запрещен другими законами сохранения — сохранения момента количества движения, электрического заряда, барионного заряда и т. д.

Радиоактивный распад характеризуется временем жизни радиоактивного изотопа, типом испускаемых частиц, их энергиями, а при вылете из ядра нескольких частиц еще и относительными углами между направлениями вылета частиц. Иногда изучаются, например, ориентации спинов конечных ядер, а также вылетающих частиц.

Основными видами радиоактивного распада являются:

- α -распад — испускание ядрами α -частиц,
- β -распад — испускание (или поглощение) электрона и антинейтрино или позитрона и нейтрино,
- γ -распад — испускание γ -квантов,
- спонтанное деление — распад ядра на два осколка сравнимой массы.

К более редким видам радиоактивного распада относятся испускание ядрами одного или двух протонов, а также испускание *кластеров* — легких ядер от ^{12}C до ^{32}S . Во всех видах радиоактивности (кроме гамма-радиоактивности) изменяется состав ядра — число протонов Z , массовое число A или и то и другое.

На характеристики радиоактивного распада оказывают существенное влияние взаимодействия, вызывающие распад. Альфа-распад вызывается сильным взаимодействием. Бета-распад вызывается слабым взаимодействием, а гамма-распад — электромагнитным.

Существуют различные причины, в силу которых времена жизни нестабильных ядер могут изменяться на несколько порядков:

- А. Испускание тяжелых положительно заряженных частиц сильно подавляется потенциальным (кулоновским) барьером.

- Б. Причиной больших времен жизни радиоактивных ядер может быть малая интенсивность взаимодействия, за счет которого происходит распад.
- В. Время жизни радиоактивного ядра сильно зависит от энергии, выделяющейся при распаде. Если эта энергия мала, то время жизни резко возрастает. Особенно резкой зависимостью от энергии распада Q характеризуется слабое взаимодействие: $\tau_{\beta} \sim 1/Q^5$.
- Г. Время жизни радиоактивного ядра сильно зависит и от разности значений спинов исходного и конечного ядер.

§ 2. Альфа-распад

Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают α -частицы. При этом массовое число ядра уменьшается на четыре единицы, а атомный номер — на две:

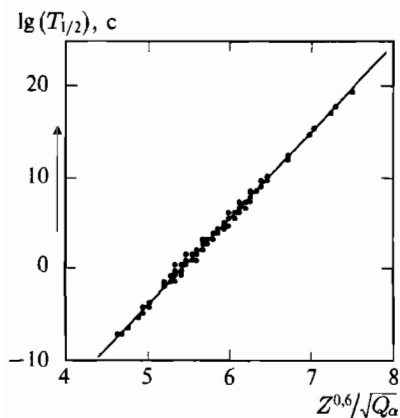
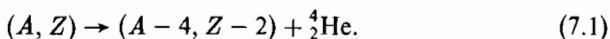


Рис. 7.1. Логарифмы периодов полураспада α -радиоактивных четно-четных ядер в зависимости от $Z^{0,6}/\sqrt{Q_{\alpha}}$

Перечислим характерные эмпирические особенности α -распада:

А. α -распад происходит только на тяжелых ядрах с $Z > 60$.

Б. Периоды полураспада известных α -радиоактивных ядер варьируются в широких пределах. Так, изотоп вольфрама ${}_{74}^{182}\text{W}$ имеет $t_{1/2} > 8,3 \times 10^{18}$ лет, а изотоп протактиния ${}_{91}^{219}\text{Pa}$ имеет $t_{1/2} = 5,3 \cdot 10^{-8}$ с.

Для четно-четных изотопов зависимость периода полураспада от энергии α -распада Q_{α} хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера—Неттола

$$\lg t_{1/2} = A + \frac{B}{\sqrt{Q_{\alpha}}}, \quad (7.2)$$

где A и B — константы, слабо зависящие от Z . С учетом заряда конечного ядра Z связь между периодом полураспада $t_{1/2}$ и энергией α -распада может быть представлена в виде

$$\lg t_{1/2} = 9,54 \frac{Z^{0,6}}{\sqrt{Q_{\alpha}}} - 51,37, \quad (7.3)$$

где период полураспада $t_{1/2}$ выражен в секундах, а Q_α — в МэВ. На рис. 7.1 показаны экспериментальные значения периодов полураспада для α -радиоактивных четно-четных ядер (Z изменяется от 74 до 106) и их описание с помощью соотношения (7.3).

Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но периоды полураспада в 2–1 000 раз больше, чем для четно-четных ядер с теми же Z и Q_α .

В. Большинство вылетающих α -частиц имеет энергии $E_\alpha = 2-9$ МэВ. Испускаемые α -частицы, как правило, имеют определенные энергии, характерные для каждого ядра. В ряде случаев спектр вылетающих α -частиц имеет тонкую структуру, т. е. состоит из нескольких близких друг к другу по энергии групп α -частиц (см., например, рис. 7.2). Тонкая структура α -спектров связана с образованием конечного ядра не только в основном, но и в возбужденных состояниях, т. е. α -спектры несут информацию об уровнях ядер.

Для того чтобы происходил α -распад, необходимо, чтобы масса исходного ядра $M(A, Z)$ была больше суммы масс конечного ядра $M(A-4, Z-2)$ и α -частицы m_α :

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + m_\alpha. \quad (7.4)$$

Энергия α -распада

$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - m_\alpha]c^2. \quad (7.5)$$

Так как $m_\alpha \ll M$, основная часть энергии α -распада уносится α -частицей и лишь $\approx 2\%$ — конечным ядром.

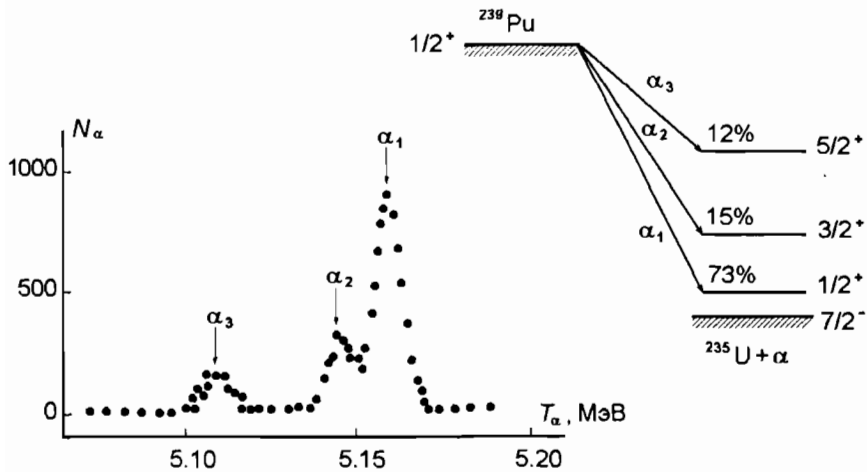


Рис. 7.2. Энергетический спектр α -частиц, испускаемых ^{239}Pu , и схема соответствующих α -переходов

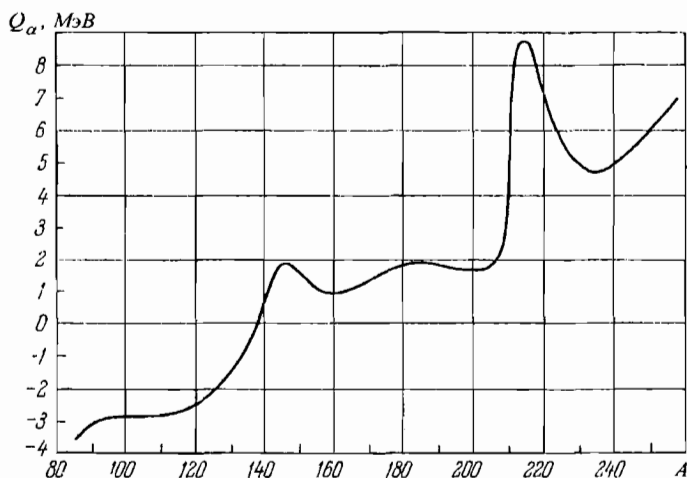


Рис. 7.3. Зависимость энергии α -распада от массового числа A

Для точного определения области значений A и Z ядер, для которых энергетически возможен α -распад, надо воспользоваться экспериментальными данными об энергиях связи. Зависимость энергии α -распада от массового числа A показана на рис. 7.3.

Из этого рисунка видно, что α -распад становится возможным, начиная с $A \approx 140$. В областях $A = 140-150$ и $A \approx 210$ величина Q_α имеет отчетливые максимумы, которые объясняются в оболочечной модели ядра. Максимум при $A = 140-150$ связан с заполнением нейтронной оболочки с магическим числом $N = A - Z = 82$, а максимум при $A \approx 210$ связан с заполнением протонной оболочки при $Z = 82$. Именно за счет такого оболочечного эффекта первая (редкоземельная) область α -активных ядер начинается с $N = 84 = 82 + 2$, а тяжелые α -радиоактивные ядра становятся особенно многочисленными, начиная с $Z = 84$.

Оболочечный эффект в α -распаде ярко проявляется в зависимости энергии α -частиц E_α от числа нейтронов N в исходном ядре (рис. 7.4). Пик при $N = 128$ отвечает наиболее благоприятному (с точки зрения энергии) для α -распада случаю, когда образуется конечное сильно связанное магическое ядро.

Альфа-частица, находящаяся в ядре, окруженном потенциальным барьером, может выйти из ядра даже в том случае, если ее энергия меньше высоты потенциального барьера. Это совершенно невозможное явление с точки зрения классической физики объясняется в квантовой физике.

Пусть внутри ядра радиуса R движется «готовая» α -частица. В те моменты, когда она оказывается на поверхности ядра, она имеет возможность покинуть его с вероятностью P .

Рассмотрим потенциал $V(r)$, в котором движется α -частица (рис. 7.5). За пределами ядра ($r > R$) — это положительный потенциал кулоновского

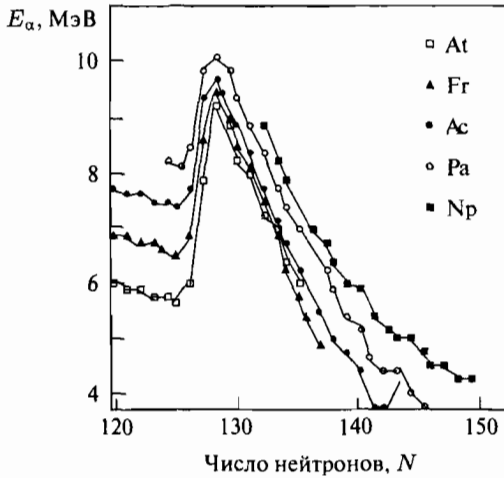


Рис. 7.4. Энергии α -частиц в зависимости от числа нейтронов N в исходном ядре. Линии соединяют изотопы одного и того же элемента

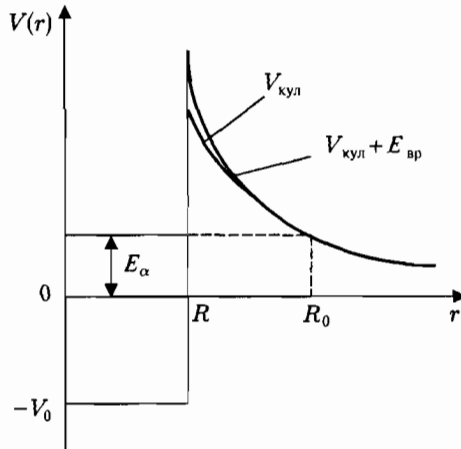


Рис. 7.5. Потенциал, в котором находится α -частица

отталкивания. На границе ядра вступает в игру мощное притяжение, обусловленное ядерными силами, и потенциальная кривая резко уходит вниз. Образуется потенциальный барьер. Потенциал внутри ядра ($r < R$) отрицателен, и его можно считать примерно постоянным. Итак,

$$V(r) = \begin{cases} \frac{2(Z-2)e^2}{r}, & r > R, \\ -V_0, & r \leq R. \end{cases} \quad (7.6)$$

Максимальная высота кулоновского барьера $V_{\text{кул}}^{\text{max}} \gg E_{\alpha}$. Действительно, $E_{\alpha} \approx 2-9$ МэВ. В то же время, например, для ${}_{92}^{238}\text{U}$

$$V_{\text{кул}}^{\text{max}} = \frac{2(Z-2)e^2}{R} \approx 35 \text{ МэВ}. \quad (7.7)$$

Рассчитаем вероятность α -частице пройти сквозь такой барьер. Для этого необходимо решить стационарное уравнение Шрёдингера для частицы в центральном потенциале $V(r)$:

$$\widehat{H}\psi(\vec{r}) = [\widehat{E}_{\alpha} + V(r)]\psi(\vec{r}) = E_{\alpha}\psi(\vec{r}), \quad (7.8)$$

где

$$\widehat{E}_{\alpha} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\alpha}}\Delta$$

— оператор кинетической энергии, а лапласиан

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Вместо m_{α} нужно брать приведенную массу системы

$$\mu = \frac{m_{\alpha}M}{m_{\alpha} + M} \approx m_{\alpha},$$

где M — масса конечного ядра, образующегося в результате α -распада.

Тогда, представив радиальную волновую функцию частицы в виде

$$\psi(\vec{r}) \equiv \psi(r) = \frac{u(r)}{r},$$

приходим к одномерному уравнению Шрёдингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r)\right)u(r) = Eu(r). \quad (7.9)$$

Для простоты рассмотрим случай прямоугольного барьера шириной $d = R_0 - R$ (рис. 7.6).

Уравнение (7.9) надо решить для областей 1, 2, 3. Пусть частица проходит барьер слева направо. Тогда искомое решение должно иметь вид распространяющейся вправо плоской волны Ae^{ikr} в области $r > R_0$ и суммы

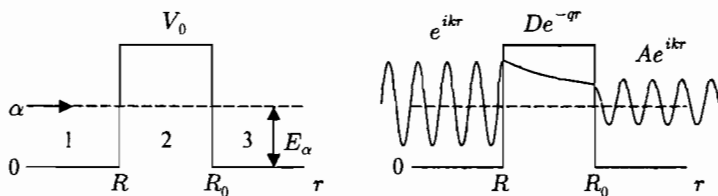


Рис. 7.6. Прохождение частицы через прямоугольный барьер

падающей на барьер и отраженной от барьера волн (падающие и отраженные частицы) в области $r < R$:

$$u(r) = \begin{cases} Ae^{ikr}, & r > R_0, \\ e^{ikr} + Be^{-ikr}, & r < R. \end{cases} \quad (7.10)$$

Здесь $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu E}$.

Внутри барьера (область 2) волновая функция имеет вид

$$u(r) = Ce^{qr} + De^{-qr}, \quad q = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu(V_0 - E)}, \quad (7.11)$$

причем нефизическое решение Ce^{qr} , дающее растущую вероятность найти частицу по мере продвижения вглубь барьера, должно быть подавлено. Поэтому $C/D \approx 0$.

Вероятность (коэффициент) прохождения через барьер P есть отношение вероятностей обнаружить частицу в точках R_0 и R . Для этого достаточно знать волновую функцию $u(r)$ в области барьера (область 2):

$$P = \left| \frac{u(R_0)}{u(R)} \right|^2 = e^{-2q(R_0 - R)} = \exp \left\{ -\frac{2(R_0 - R)}{\hbar} \sqrt{2\mu(V_0 - E)} \right\}. \quad (7.12)$$

Для определения вероятности проникновения через барьер произвольной формы необходимо выполнить интегрирование

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r) - E]} dr \right\}, \quad (7.13)$$

где пределами интегрирования являются границы барьера, т. е. той области, в которой кинетическая энергия отрицательна.

Для того чтобы рассчитать постоянную распада λ , надо коэффициент прохождения умножить, во-первых, на вероятность w_α того, что α -частица образовалась в ядре, и, во-вторых, на вероятность того, что она окажется на границе ядра. Грубую оценку этой последней вероятности можно получить, заметив, что если α -частица в ядре радиуса R имеет скорость v , то она будет подходить к границе в среднем $\approx v/(2R)$ раз в секунду. Отсюда для постоянной распада получаем выражение

$$\lambda \approx w_\alpha \frac{v}{2R} P = w_\alpha \frac{v}{2R} \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{2\mu[V(r) - E]} dr \right\}. \quad (7.14)$$

Скорость α -частицы в ядре можно оценить, исходя из ее кинетической энергии $E_\alpha + V_0$ внутри ядерной потенциальной ямы, что дает $v \approx (0,1-0,2)c$. Уже из этого следует, что при наличии в ядре α -частицы вероятность ее пройти сквозь барьер $P < 10^{-14}$ (для самых короткоживущих относительно α -распада тяжелых ядер).

Грубость оценки предэкспоненциального множителя не очень существенна, потому что постоянная распада зависит от него несравненно слабее, чем от показателя экспоненты.

Главной чертой формул (7.13), (7.14) является то, что в них постоянная Планка \hbar стоит в знаменателе показателя экспоненты. При переходе к классике, т. е. при $\hbar \rightarrow 0$, будет $P \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $t_{1/2} \rightarrow \infty$, так что распад становится невозможным. Если система близка к классической, то период полураспада становится чрезвычайно большим. Именно эта ситуация и встречается в α -распаде. Чтобы убедиться в этом, оценим $t_{1/2}$ по формуле (7.13) в приближении прямоугольного барьера, положив $V - E = 20$ МэВ, $d = 2 \cdot 10^{-12}$ см. Показатель экспоненты в этом случае по абсолютной величине равен

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_{\alpha}(V - E) d} \approx 84,$$

так что для коэффициента прохождения получим $P = e^{-84} \approx 10^{-36}$. Предэкспоненциальный множитель (при $w_{\alpha} \approx 1$) равен

$$\frac{v}{2R} = \frac{(0,1-0,2)3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}}{2 \cdot 7 \cdot 10^{-13} \text{ см}} = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}.$$

Отсюда для периода полураспада $t_{1/2}$ согласно (7.14) получается значение

$$t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ с} \approx 10^7 \text{ лет.}$$

Это вполне разумная цифра, примерно равная периоду полураспада ${}_{92}^{236}\text{U}$.

Пример. Оценить вероятность для шарика массой $M = 1$ г преодолеть порог высотой $H = 0,1$ мм и такой же толщины d (чуть выступающее лезвие безопасной бритвы).

Решение. Здесь для показателя экспоненты получается значение

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2MgHd} = 10^{26},$$

так что коэффициент прохождения P оказывается равным $e^{-10^{26}}$.

Для кулоновского потенциала интеграл в (7.14) может быть вычислен точно. Мы не будем проводить выкладки, а лишь укажем, что из их результата при $E \ll V_{\text{барьер}}$ непосредственно следует закон Гейгера—Неттола (7.2).

Из формулы (7.14) видно, что период полураспада сильно зависит от радиуса ядра, поскольку радиус R входит не только в предэкспоненциальный множитель, но и в показатель экспоненты, как предел интегрирования. Поэтому из данных по α -распаду можно довольно точно определять радиусы ядер. Полученные таким путем радиусы оказываются на 20–30% больше найденных в опытах по рассеянию электронов. Это различие связано с тем, что в опытах с быстрыми электронами измеряется радиус

распределения электрического заряда в ядре, а в α -распаде измеряется то расстояние между центрами ядра и α -частицы, на котором перестают действовать ядерные силы.

Наличие очень малой величины — постоянной Планка — в показателе экспоненты (7.14) объясняет сильную зависимость периода полураспада от энергии. Даже небольшое изменение энергии приводит к значительному изменению показателя экспоненты и тем самым к очень резкому изменению λ , т. е. периода полураспада. Именно поэтому энергии вылетающих α -частиц жестко ограничены. Для тяжелых ядер α -частицы с энергиями выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, а с энергиями ниже 4 МэВ живут в ядре так долго, что распад не удастся зарегистрировать. Для редкоземельных α -радиоактивных ядер обе цифры снижаются за счет уменьшения радиуса и высоты барьера.

При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из своих возбужденных состояний (см. рис. 7.2). Однако очень резкая зависимость вероятности α -распада от энергии α -частицы приводит к тому, что распады на возбужденные уровни конечного ядра обычно идут с очень низкой интенсивностью, потому что при возбуждении конечного ядра уменьшается энергия α -частицы. Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения. Распады на возбужденные уровни конечного ядра, как отмечалось, приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих α -частиц.

Мы убедились в том, что основным фактором, определяющим свойства α -распада, является прохождение α -частицы сквозь кулоновский барьер. Другие факторы проявляются сравнительно слабо, но в отдельных случаях дают возможность получить интересную информацию о структуре ядра и механизме распада. Один из таких факторов обусловлен центробежным барьером. Рассмотрим более подробно причину образования центробежного барьера. Если частица вылетает из ядра, имеющего спин J_i , и по условиям распада должно образоваться конечное ядро со спином J_f , то частица может унести лишь полный момент количества движения J , определяемый соотношением

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{J}. \quad (7.15)$$

Пусть спин вылетающей частицы нулевой, как у α -частицы. Тогда ее полный момент совпадает с орбитальным ($J = L$). Движению частицы со скоростью v и орбитальным моментом L (например, по орбите радиуса r вокруг центра ядра) отвечает классическая энергия (энергия вращения $E_{\text{вр}}$), которая определяется соотношением

$$E_{\text{вр}} = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{L^2}{2mr^2}, \quad (7.16)$$

где $I = mr^2$ — момент инерции частицы, а $\omega = v/r$ — ее угловая скорость и использовано равенство $L = mvr$. Мы считаем $M_n \gg m$. В противном

случае вместо m надо использовать приведенную массу

$$\mu = \frac{mM_{\text{я}}}{m + M_{\text{я}}}.$$

Таким образом, для того чтобы унести из ядра угловой момент L , частица с точки зрения классической физики должна иметь как минимум кинетическую энергию E не меньше энергии вращения, т. е. должно быть $E \geq E_{\text{вр}}$. Итак, для частицы с $E < E_{\text{вр}}$ возникает центробежный барьер. Добавляясь к кулоновскому барьеру $V_{\text{кул}}$ для положительно заряженных частиц, он увеличивает результирующий потенциальный барьер на пути таких частиц до

$$V_{\text{барьер}} = V_{\text{кул}} + E_{\text{вр}}. \quad (7.17)$$

Точно так же, как и в случае кулоновского барьера, частица с $E < E_{\text{вр}}$ может пройти сквозь центробежный барьер за счет квантово-механического туннелирования.

Для того чтобы в выражении (7.16) перейти от классической энергии вращения к квантово-механической, достаточно провести замену

$$L^2 \rightarrow \hbar^2 l(l+1).$$

В итоге получаем

$$E_{\text{вр}}(\text{кв. мех}) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}. \quad (7.18)$$

Высота центробежного барьера, как правило, значительно ниже высоты кулоновского барьера.

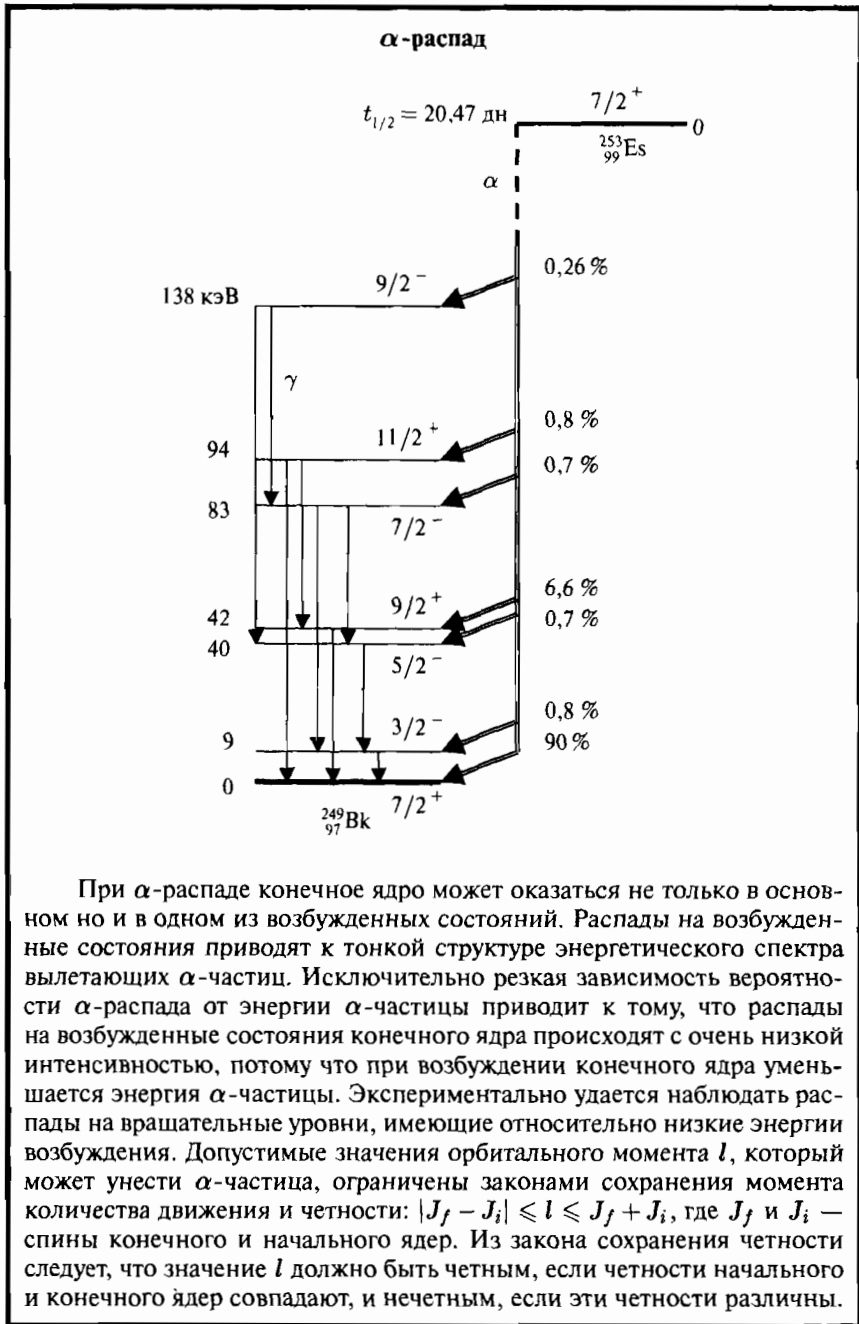
Пример. Оценить высоту центробежного барьера для α -частицы с $l = 3$, вылетающей из тяжелого ядра.

Решение. Радиус тяжелого ядра $R \approx 7$ Фм и высота центробежного барьера

$$E_{\text{вр}}^{\text{макс}}(\text{кв. мех}) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_{\alpha}R^2} \approx 1 \text{ МэВ}. \quad (7.19)$$

Искажение формы барьера за счет центробежной энергии довольно незначительно, главным образом из-за того, что центробежная энергия спадает с расстоянием значительно быстрее кулоновской (как $1/r^2$, а не как $1/r$). Однако, поскольку это изменение делится на постоянную Планка и попадает в показатель экспоненты, то при больших l оно приводит к изменению времени жизни, выходящему за пределы, обусловленные степенью неопределенности теории.

Более существенным фактором, способным резко перераспределить вероятности различных ветвей α -распада, может оказаться необходимость значительной перестройки внутренней структуры ядра при испускании α -частицы. Представим себе, что начальное ядро сферическое, а основное состояние конечного ядра сильно деформировано. Тогда, для того чтобы эволюционировать в основное состояние конечного ядра, исходное ядро

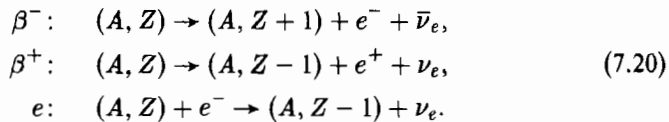


При α -распаде конечное ядро может оказаться не только в основном но и в одном из возбужденных состояний. Распады на возбужденные состояния приводят к тонкой структуре энергетического спектра вылетающих α -частиц. Исключительно резкая зависимость вероятности α -распада от энергии α -частицы приводит к тому, что распады на возбужденные состояния конечного ядра происходят с очень низкой интенсивностью, потому что при возбуждении конечного ядра уменьшается энергия α -частицы. Экспериментально удается наблюдать распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения. Допустимые значения орбитального момента l , который может унести α -частица, ограничены законами сохранения момента количества движения и четности: $|J_f - J_i| \leq l \leq J_f + J_i$, где J_f и J_i — спины конечного и начального ядер. Из закона сохранения четности следует, что значение l должно быть четным, если четности начального и конечного ядер совпадают, и нечетным, если эти четности различны.

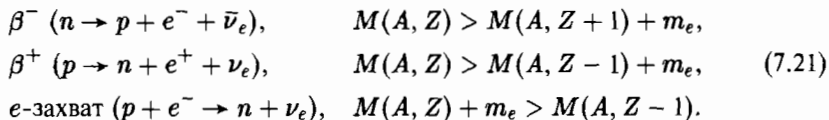
в процессе испускания α -частицы должно перестроиться, сильно изменить свою форму. В подобном изменении формы ядра обычно участвует большое число нуклонов и такая малонуклонная система, как α -частица, покидая ядро, может оказаться не в состоянии его обеспечить (говорят, что исходное и конечное состояния генеалогически не связаны). Это означает, что вероятность образования конечного ядра в основном состоянии будет незначительной. Если же среди возбужденных состояний конечного ядра окажется состояние, близкое к сферическому, то начальное ядро может без существенной перестройки перейти в него в результате α -распада. Вероятность заселения такого уровня может оказаться необычно большой, значительно превышающей вероятность заселения более низколежащих состояний, включая основное.

§ 3. Бета-распад

Явление β -распада состоит в том, что ядро (A, Z) самопроизвольно испускает лептоны 1-го поколения — электрон (или позитрон), электронное нейтрино (или антинейтрино), переходя при этом в ядро с тем же массовым числом A , но с атомным номером Z , на единицу бóльшим или меньшим. Существует три типа β -распада — β^- -распад, β^+ -распад и e -захват. Их схемы выглядят так:

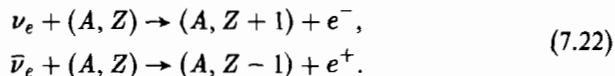


Главной особенностью β -распада является то, что он обусловлен слабым взаимодействием. Бета-распад — процесс не внутриядерный, а внутринуклонный. В ядре распадается одиночный нуклон. Происходящие при этом внутри ядра превращения нуклонов и энергетические условия соответствующего вида β -распада выглядят так (массу нейтрино полагаем нулевой):



При e -захвате ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из ближайшей к нему K -оболочки), испуская нейтрино.

Родственными β -распаду являются процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с ядрами:



Если α -распад наблюдается только в случае самых тяжелых и некоторых редкоземельных ядер, то β -радиоактивные ядра гораздо более многочисленны и имеются во всей области значений массового числа A , начиная от единицы (свободный нейтрон) и кончая массовыми числами самых тяжелых ядер.

За счет того, что интенсивность слабых взаимодействий, ответственных за β -распад, на много порядков меньше ядерных, периоды полураспада β -активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов. С другой стороны, для того чтобы выполнялись законы сохранения энергии и углового момента при распаде нуклона внутри ядра, последнее должно перестраиваться. Поэтому период, а также другие характеристики β -распада в сильнейшей степени зависят от того, насколько сложна эта перестройка. В результате периоды β -распада варьируются почти в столь же широких пределах, как и периоды α -распада. Они лежат в интервале $t_{1/2}(\beta) = 10^{-6}$ с – 10^{17} лет. На малую интенсивность слабых взаимодействий указывает большое время жизни нейтрона (≈ 15 мин).

Бета-радиоактивный процесс — сложное явление, связанное как с физикой слабых взаимодействий, так и со структурой ядра.

Рассмотрим баланс энергии при β -распаде. Считается, что масса нейтрино и антинейтрино равна нулю. Поэтому практически β -распад разрешен при выполнении соотношений (7.21). В этих соотношениях фигурируют массы исходного и конечного ядер, лишенных электронных оболочек. В масс-спектроскопических измерениях, однако, определяются не массы ядер, а массы атомов ${}^{\text{ат}}M$. Именно массы атомов (или дефекты масс) приводятся в справочных таблицах. Массы исходного и конечного атомов связаны с массами их ядер соотношениями

$$\begin{aligned} {}^{\text{ат}}M(A, Z) &= M(A, Z) + Zm_e - E_e(A, Z)/c^2, \\ {}^{\text{ат}}M(A, Z \pm 1) &= M(A, Z \pm 1) + (Z \pm 1)m_e - E_e(A, Z \pm 1)/c^2, \end{aligned} \quad (7.23)$$

где $E_e(A, Z)$ и $E_e(A, Z \pm 1)$ — суммарные энергии связи электронов в атомах. Подставив (7.23) в (7.21), мы получим, что условие неустойчивости атома (и ядра) по отношению к β -распаду принимает форму

$$\begin{aligned} \beta^-: \quad & {}^{\text{ат}}M(A, Z) > {}^{\text{ат}}M(A, Z + 1), \\ \beta^+: \quad & {}^{\text{ат}}M(A, Z) > {}^{\text{ат}}M(A, Z - 1) + 2m_e, \\ e: \quad & {}^{\text{ат}}M(A, Z) > {}^{\text{ат}}M(A, Z - 1). \end{aligned} \quad (7.24)$$

Заметим, что в (7.24) мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в атомах. Эти разности находятся на границе точности самых прецизионных измерений.

При β^+ -распаде и электронном захвате в ядре происходит один и тот же процесс превращения протона в нейтрон. Поэтому оба эти процесса могут идти для одного и того же ядра и часто конкурируют друг с другом. Из сравнения условий для этих двух видов распада видно, что

с энергетической точки зрения электронный захват более выгоден. В частности, если начальный и конечный атом удовлетворяют неравенствам

$${}^{\text{ат}}M(A, Z - 1) + 2m_e > {}^{\text{ат}}M(A, Z) > {}^{\text{ат}}M(A, Z - 1), \quad (7.25)$$

то электронный захват разрешен, а β^+ -распад запрещен. Такая ситуация имеет место при превращении изотопа бериллия ${}^7_4\text{Be}$ в изотоп лития ${}^7_3\text{Li}$. В ядре ${}^7_4\text{Be}$ происходит электронный захват



и запрещен позитронный распад, так как различие масс атомов в энергетической шкале составляет 0,861 МэВ, т. е. меньше, чем $2m_e c^2 = 1,02$ МэВ.

Энергия β -распада, выраженная через массы атомов и дефекты масс ядер, имеет вид

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= [{}^{\text{ат}}M(A, Z) - {}^{\text{ат}}M(A, Z + 1)]c^2 = \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z + 1), \\ Q_{\beta^+} &= [{}^{\text{ат}}M(A, Z) - {}^{\text{ат}}M(A, Z - 1) - 2m_e]c^2 = \\ &= [\Delta(A, Z) - \Delta(A, Z - 1) - 2m_e]c^2, \\ Q_e &= [{}^{\text{ат}}M(A, Z) - {}^{\text{ат}}M(A, Z - 1)]c^2 = \Delta(A, Z) - \Delta(A, Z - 1). \end{aligned} \quad (7.27)$$

Она заключена в интервале от 18,61 кэВ для распада трития (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) до 13,37 МэВ для распада тяжелого изотопа бора (${}^{12}_5\text{B} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$).

Кулоновский барьер при β -распаде несуществен. Это связано с тем, что у позитрона и у электрона массы, а следовательно и импульсы, малы. Поэтому они не могут долго находиться в ядре без нарушения соотношения неопределенностей.

Пример. Показать, что соотношение неопределенностей запрещает электрону при β -распаде долго оставаться внутри ядра.

Решение. Характерные импульсы лептонов при β -распаде таковы, что $pR/\hbar \ll 1$, где p — импульс образующейся лептонной пары, а R — радиус ядра. Таким образом, имеем неравенство $p \cdot R \ll \hbar$. В то же время, поскольку неопределенность в импульсе электрона $\Delta p_e \leq p$, а неопределенность в его координате $\Delta x_e \approx R$, из этого неравенства следует $\Delta p_e \cdot \Delta x_e \ll \hbar$, что противоречит соотношению неопределенностей $\Delta p \cdot \Delta x \approx \hbar$. Таким образом, образовавшийся при β -распаде электрон не может оставаться в ядре, не нарушая соотношение неопределенностей.

Поэтому β -распадные процессы идут всегда, когда они разрешены энергетически.

Посмотрим теперь, каковы области значений A и Z для β -радиоактивных ядер. Наиболее устойчивые ядра располагаются вдоль линии стабильности на NZ -диаграмме атомных ядер

$$Z_{\text{стаб}} \approx \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2}. \quad (7.28)$$

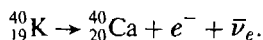
При $Z < Z_{\text{стаб}}$ ядро нестабильно по отношению к электронному распаду, а при $Z > Z_{\text{стаб}}$ — к позитронному распаду и электронному захвату. Поэтому β -стабильные ядра при всех A должны группироваться вокруг значений $Z_{\text{стаб}}$ с возможным небольшим разбросом в обе стороны за счет индивидуальных особенностей ядер.

Из (7.28) видно, что при малых A

$$Z_{\text{стаб}} \approx \frac{A}{2} \quad (\text{малые } A), \quad (7.29)$$

т. е. стабильные легкие ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов. И действительно, устойчивыми являются, например, ядра ${}^1_1\text{H}$, ${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ..., ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Это происходит вследствие того, что роль кулоновской энергии у легких ядер мала и $Z_{\text{стаб}}$ в основном определяется энергией симметрии в формуле Вайцзеккера. С увеличением Z относительная роль кулоновской энергии возрастает. Уже наряду с ядром ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ устойчиво и ядро ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, а в устойчивом изотопе свинца ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ нейтронов уже в полтора раза больше, чем протонов. Здесь уместно отметить, что поскольку доля нейтронов в β -стабильных ядрах увеличивается с ростом A , то при реакциях деления ядер, например в ядерных реакторах, образуются β^- -радиоактивные изотопы, а при термоядерных реакциях слияния получаются β^+ -радиоактивные изотопы. Так как при β^- -распаде вылетает антинейтрино, а при β^+ -распаде — нейтрино, то от реактора идет мощный поток антинейтрино, а от Солнца и звезд должен идти поток нейтрино.

При β^\pm -распаде из ядра вылетают две частицы. Поэтому энергетические соотношения для β^\pm -распада характеризуются не только общей энергией, выделяющейся при распаде, но и распределением этой энергии между вылетающими частицами (энергия отдачи ядра сравнительно мала и ею обычно можно пренебречь). В силу статистического характера явления радиоактивности в одиночном акте, скажем, β^- -распада соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть любым, т. е. кинетическая энергия электрона E_e может иметь любое значение от нуля до максимально возможной энергии Q_β , выделяющейся при распаде. Для очень большого числа распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения получится уже не случайное, а вполне определенное распределение $N_e(E_e)$ вылетающих электронов по энергиям. Это распределение называется спектром электронов β -распада или β -спектром. На рис. 7.7 сплошной линией показан спектр электронов для β^- -распада



Спектры такой формы довольно типичны. Непрерывным энергетическим распределением $N_\nu(E_\nu)$ обладает и нейтрино (антинейтрино). Из того, что сумма энергий электрона и антинейтрино (позитрона и нейтрино) должна быть равна фиксированной величине Q_β (с точностью до незначительной энергии отдачи ядра), следует, что спектр антинейтрино

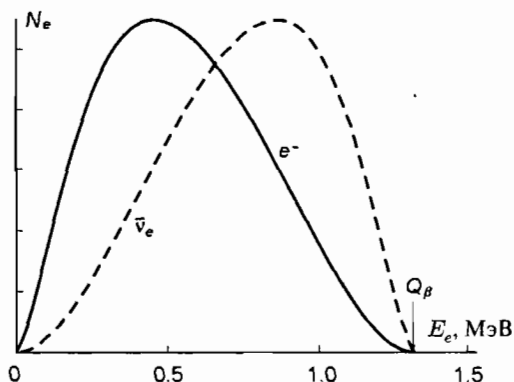


Рис. 7.7. Энергетический спектр электронов и антинейтрино распада ${}^{40}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{40}_{20}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e$

(нейтрино) имеет форму $N_{\nu}(Q_{\beta} - E_e)$, т. е. зеркально симметричен спектру электронов (позитронов).

Нередко встречаются и β -спектры более сложной формы. Общими свойствами всех β -спектров являются, во-первых, их плавность (в частности, отсутствие острых пиков) и, во-вторых, наличие максимальной энергии $\approx Q_{\beta}$, при которой спектр электронов обрывается. Оба эти свойства являются прямым следствием вылета антинейтрино (или нейтрино) при β -распаде.

Явление e -захвата по своей кинематике сильно отличается от электронного и позитронного распадов. При e -захвате из ядра вылетает только одна частица — нейтрино, поэтому распределение энергии распада между конечным ядром и нейтрино строго определенное и энергетический спектр продуктов распада дискретен.

Если, измеряя β -спектр, можно измерить уносимую нейтрино энергию, то при e -захвате можно определить импульс \vec{p}_{ν} нейтрино. Согласно закону сохранения импульса он по абсолютной величине равен импульсу $\vec{p}_{\text{я}}$ отдачи ядра:

$$\vec{p}_{\nu} + \vec{p}_{\text{я}} = 0 \quad \text{или} \quad p_{\nu} = p_{\text{я}} = p. \quad (7.30)$$

Комбинируя (7.30) с законом сохранения энергии

$$Q_e = E_{\nu} + E_{\text{я}} = p_{\nu}c + \frac{p_{\text{я}}^2}{2M_{\text{я}}} = pc \left(1 + \frac{pc}{2M_{\text{я}}c^2} \right) \approx pc, \quad (7.31)$$

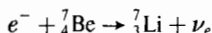
где $M_{\text{я}}$ — масса ядра, а Q_e — энергия, выделяющаяся при распаде, получим для энергии отдачи ядра выражение

$$E_{\text{я}} = \frac{p_{\text{я}}^2}{2M_{\text{я}}} \approx \frac{Q_e^2}{2M_{\text{я}}c^2}. \quad (7.32)$$

Эта энергия мала ($E_{\text{я}} \ll E_{\nu}$), но все же ее можно измерить, по крайней мере для очень легких ядер.

Пример. Определить энергию отдачи конечного ядра, образующегося при e -захвате в ядре ${}^7_4\text{Be}$.

Решение. e -захват идет по схеме



с выделением энергии $Q_e = 0,861$ МэВ. Далее используем выражение (7.32):

$$E_{\text{Li}} \approx \frac{(0,861 \text{ МэВ})^2}{2[3 \cdot 938,3 + 4 \cdot 939,6 - 39,2] \text{ МэВ}} \approx 57 \text{ эВ}.$$

Здесь использовано

$$M_{\text{Li}}c^2 = 3m_p c^2 + 4m_n c^2 - W_{\text{Li}},$$

где W_{Li} — энергия связи ядра лития, равная 39,2 МэВ.

Существует иерархия ядерных β -переходов по их вероятности. Бета-распады, идущие с наибольшей вероятностью w (наименьшим периодом полураспада $t_{1/2}$), называются *разрешенными*. Менее вероятные переходы называют *запрещенными*. Эти последние делят по степени (порядку) убывания вероятности на запрещенные переходы 1-го рода, 2-го рода, 3-го рода и т. д. Порядок запрещенности β -перехода совпадает с орбитальным моментом l , уносимым лептонами при β -распаде. Если, например, при β^- -распаде лептонная пара $e^- \bar{\nu}_e$ уносит орбитальный момент $l = 2$, то это запрещенный переход 2-го порядка или двукратно запрещенный переход. Сильное влияние орбитального момента l на вероятность β -перехода можно на качественном уровне объяснить следующим образом.

Используем квазиклассическое рассмотрение. Если лептонная пара уносит импульс p , то максимальный квазиклассический угловой момент l_{max} этой пары определяется из соотношения

$$\hbar l_{\text{max}} = pR, \quad (7.33)$$

где R — радиус ядра (рис. 7.8). Вылет лептонов с $l > l_{\text{max}}$ с точки зрения классической физики невозможен или запрещен из-за существования центробежного барьера. Квантовая механика, как мы знаем, допускает такую возможность, но с сильно подавленной вероятностью процесса. Чем больше l превышает l_{max} , тем ниже эта вероятность.

Рассматривая прохождение лептонной пары с орбитальным моментом l и энергией E через центробежный барьер $V(r) \equiv E_{\text{вр}}$ (см. формулу (7.18))

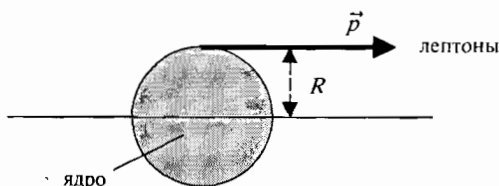


Рис. 7.8. К соотношению (7.33)

и пользуясь соотношением (7.13) для вероятности прохождения P этого барьера, можно получить

$$P \sim \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l}, \quad \text{где} \quad \lambda = \frac{\hbar c}{E} = \frac{\hbar}{p}.$$

Таким образом, при прочих равных условиях отношение вероятностей w_l и w_0 вылета пар лептонов с орбитальными моментами l и нуль равно

$$\frac{w_l}{w_0} \approx \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2l}, \quad (7.34)$$

Типичные энергии β -распада $Q_\beta \approx 1$ МэВ. Откуда при $R \approx 5$ Фм имеем

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{R \cdot p}{\hbar} \approx \frac{R \cdot Q_\beta}{\hbar c} \approx 0,02.$$

Это объясняет наблюдающееся снижение вероятности β -распада на несколько порядков при возрастании на единицу степени запрета.

При β -распаде спин ядра изменяется на величину $\Delta \vec{J}$, равную векторной сумме спинов электрона и антинейтрино (позитрона и нейтрино) и их относительного орбитального момента \vec{l} :

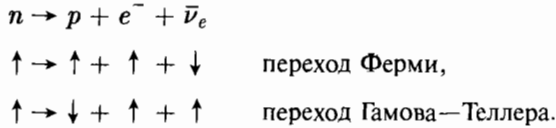
$$\Delta \vec{J} = \vec{l} + \vec{s}_e + \vec{s}_\nu. \quad (7.35)$$

Если суммарный спин лептонной пары $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{0}$ (спины лептонов антипараллельны), то имеем β -переход Ферми. Если $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{1}$ (спины лептонов параллельны), то имеем β -переходы Гамова—Теллера. При разрешенном переходе фермиевского типа $\Delta J = 0$ и спин конечного ядра равен спину начального ядра: $J_f = J_i$. Для запрещенных переходов Ферми орбитальный момент лептонов (степень запрета) $l = \Delta J$. Для переходов Гамова—Теллера $\Delta J = l, l \pm 1$.

Для фермиевских β -переходов гамильтониан слабого взаимодействия, действуя на волновую функцию начального состояния ядра, оставляет все квантовые характеристики этого состояния (спин J , четность P , суммарный орбитальный момент нуклонов, суммарный спин нуклонов) неизменными, и в случае разрешенных переходов ($l = 0$) квантовые характеристики конечного ядра совпадают с квантовыми характеристиками начального, в частности, $J_f = J_i, P_f = P_i$.

Для разрешенных переходов Гамова—Теллера $\Delta \vec{J} = \vec{J}_f - \vec{J}_i = \vec{1}$ и $J_f = J_i, J_i \pm 1$. При этом переход $0 \rightarrow 0$ (из состояния с $J_i = 0$ в состояние с $J_f = 0$) запрещен, так как лептонная пара должна унести момент $\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{1}$. Четность ядра в разрешенном гамов-теллеровском переходе не меняется ($P_f = P_i$). Гамильтониан слабого взаимодействия гамов-теллеровского типа устроен так, что действует на спиновые состояния нуклонов. В простейшем случае разрешенного гамов-теллеровского перехода у одного из нуклонов ядра направление спина меняется на противоположное — происходит «переворот» спина нуклона.

Примером разрешенных β -переходов является распад свободного нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Этот распад происходит как за счет взаимодействия Ферми, так и за счет взаимодействия Гамова—Теллера. Эти два варианта распада нейтрона можно проиллюстрировать следующей схемой, где вертикальными стрелками показаны направления спинов нуклонов и лептонов

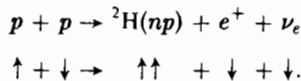


Изложенная простейшая теория β -распада — это теория, где четность сохраняется. После 1956 г., когда стало ясно, что в слабых взаимодействиях четность не сохраняется, теория была модифицирована, с тем чтобы учесть эффекты несохранения четности. Эти эффекты учтены использованием в новой теории гамильтониана слабого взаимодействия, не сохраняющего четность. Рассмотренные выше взаимодействия Ферми и Гамова—Теллера — части нового модифицированного слабого взаимодействия. Рассмотрение новой теории выходит за рамки данной книги. Вместе с тем отметим, что новая теория не отменяет основных выводов, сделанных в настоящем разделе.

Пример. Показать, что реакция $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$, являющаяся основным источником энергии Солнца, идет за счет слабого взаимодействия Гамова—Теллера, причем соответствующий β -переход является разрешенным.

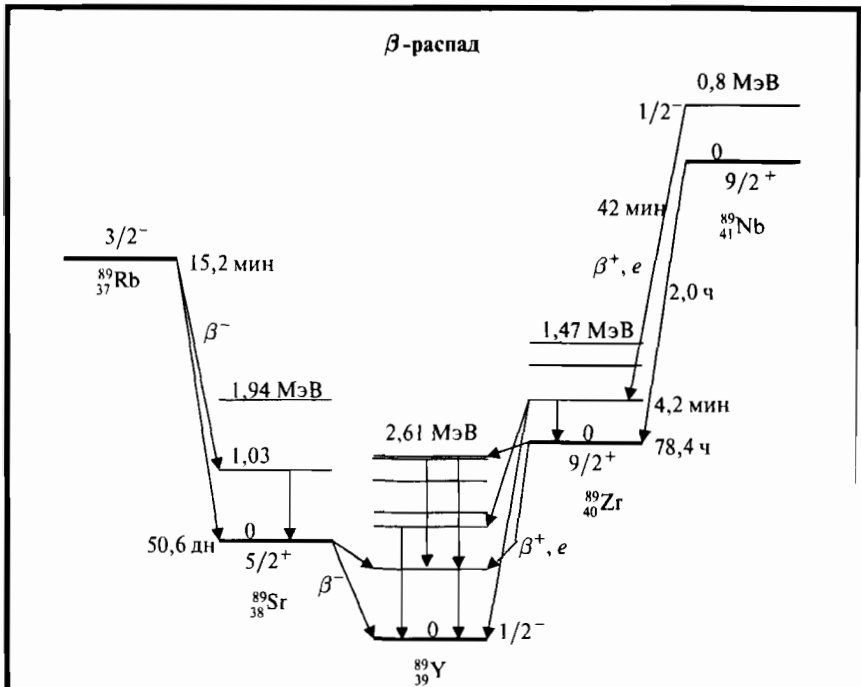
Решение. Для того чтобы произошла обсуждаемая реакция два протона должны оказаться практически в одной точке (радиус слабого взаимодействия $\approx 10^{-16}$ см). При этом, подчиняясь принципу Паули, эти протоны не могут в этой точке иметь одинаковые квантовые числа. Состояние протонов при малых энергиях — это почти чистое s -состояние, т. е. состояние с относительным орбитальным моментом $l = 0$. Таким образом, орбитальные квантовые числа протонов одинаковы и они могут отличаться лишь направлениями спинов — спины протонов должны быть антипараллельными ($\uparrow\downarrow$). Поэтому полный момент и четность двух протонов $J_{pp}^P = 0^+$.

В результате реакции образуется дейтрон в основном состоянии, т. е. в состоянии с $J^P({}^2\text{H}) = 1^+$. Очевидно, реакция может быть разрешенной только за счет взаимодействия Гамова—Теллера. Направления спинов нуклонов и лептонов показаны на следующей схеме:



Покажем, что два протона, участвуя в реакции, имеют нулевой относительный орбитальный момент. Известно, что реакция $p + p \rightarrow {}^2\text{H}(np) + e^+ + \nu_e$ в звездах идет при кинетических энергиях протонов $E_p \approx 1$ кэВ. Значение относительного орбитального момента протонов определяется из соотношения

$$l \cdot \hbar \leq p \cdot R, \quad (7.36)$$



Бета-распад — внутринуклонный процесс. В ядре распадается одиночный нуклон. Однако в процессе β -распада происходит перестройка ядра. Поэтому период полураспада, а также другие характеристики β -распада зависят от того, насколько сложна эта перестройка. Массовое число A при β -распаде не изменяется. Стабильные по отношению к β -распаду ядра при всех A располагаются вокруг значений $Z_{\text{стаб}}$ с возможным небольшим разбросом в обе стороны за счет индивидуальных особенностей ядер,

$$Z_{\text{стаб}} = \frac{A}{0,015A^{2/3} + 2}.$$

При $Z < Z_{\text{стаб}}$ ядро нестабильно по отношению к электронному распаду, при $Z > Z_{\text{стаб}}$ — к позитронному распаду и e -захвату. Бета-распад часто происходит не только на основное, но и на возбужденные состояния конечного ядра. При этом в отличие от α -распада энергия этих возбужденных состояний может быть сравнимой с полной энергией, выделяющейся при распаде на основное состояние.

Отношение вероятностей ω_l/ω_0 вылета частицы с орбитальными моментами l и 0 из ядра радиуса R определяется соотношением $\omega_l/\omega_0 \approx (R/\lambda)^{2l}$, что сильно подавляет вылет частиц низких энергий и с большими орбитальными моментами.

где p — их относительный импульс, а R — радиус нуклона. Так как

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{2E_p \cdot m_p c^2} \approx \frac{1}{3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} \sqrt{2 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ} \cdot 938 \text{ МэВ}} \approx 4,6 \cdot 10^{-11} \frac{\text{МэВ} \cdot \text{с}}{\text{см}},$$

$$R \approx 10^{-13} \text{ см}, \quad \hbar \approx 6,6 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с},$$

из (7.36) получаем

$$l \leq \frac{pR}{\hbar} \approx \frac{4,6 \cdot 10^{-11} \frac{\text{МэВ} \cdot \text{с}}{\text{см}} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{6,6 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}} \approx 0,007.$$

Поскольку квантово-механический орбитальный момент обязан быть целым числом или нулем, то для относительного орбитального момента протонов остается единственное значение $l = 0$.

Существует правило, связывающее вероятность β -распада с его энергией Q_β . Это правило носит название *правила Сарджента* и сводится к утверждению, что при больших энерговыделениях вероятность β -распада зависит от Q_β в пятой степени:

$$\lambda_\beta = \frac{1}{\tau_\beta} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}(\beta)} \sim Q_\beta^5. \quad (7.37)$$

Здесь λ_β — константа распада β -радиоактивного ядра, τ_β и $t_{1/2}(\beta)$ — его время жизни и период полураспада.

Правило Сарджента полезно для оценок вероятностей слабых распадов элементарных частиц. Резкий рост вероятности слабого распада с энергией объясняется быстрым увеличением числа доступных конечных состояний с возрастанием этой энергии. Последнее, в свою очередь, обусловлено тем, что в конечном состоянии образуется три частицы с произвольным распределением энергии между ними, что многократно увеличивает кинематические варианты для образующихся частиц, особенно с ростом энергии, или, как говорят, увеличивает доступный фазовый объем. Таким образом, правило Сарджента имеет статистическую природу.

§ 4. Радиоактивные ряды

В естественных условиях на Земле существует около 40 α -радиоактивных изотопов, которые объединены в три радиоактивных ряда (семейства), которые включают ^{236}U ($A = 4n$, где n — целое число), ^{238}U ($A = 4n + 2$), ^{235}U ($A = 4n + 3$). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который включает ^{237}Np ($A = 4n + 1$). После цепочки последовательных распадов в конце каждого ряда образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеству протонов и нейтронов ($Z = 82$, $N = 126$), соответственно ^{208}Pb , ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{209}Bi . Альфа-распады перемежаются β -распадами, так как при α -распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии β -стабильности, т. е. перегружены нейтронами. На рис. 7.9 приведен один из урановых рядов ($4n$).

§ 5. Гамма-излучение ядер

Явление γ -излучения ядер состоит в том, что ядро испускает γ -квант без изменения массового числа A и заряда ядра Z . Гамма-излучение возникает при распаде возбужденного состояния ядра. Спектр γ -излучения всегда дискретен из-за дискретности ядерных уровней. С точностью до незначительной энергии отдачи ядра энергия γ -перехода равна разности энергий уровней (для определения энергии отдачи ядра здесь также подходит формула типа (7.32)). Изучая γ -спектры, получают информацию о ядерных уровнях.

Простейший и наиболее часто используемый способ получения γ -радиоактивных ядер основан на β -распаде на возбужденные уровни конечного ядра.

Гамма-излучение ядер обусловлено взаимодействием отдельных нуклонов ядра с электромагнитным полем. Несмотря на это, в отличие от β -распада, γ -излучение — явление не внутринуклонное, а внутриядерное. Изолированный свободный нуклон испустить или поглотить γ -квант не может из-за совместного действия законов сохранения энергии и импульса. В то же время внутри ядра нуклон может испустить квант, передав при этом часть импульса другим нуклонам.

Времена жизни γ -радиоактивных ядер обычно изменяются от 10^{-8} до 10^{-17} с, т. е. в среднем они значительно меньше времен жизни по отношению к α - и β -распадам. Причина этого в том, что интенсивность электромагнитных взаимодействий всего лишь на три порядка слабее ядерных. Как и во всех видах распадов, время жизни γ -радиоактивных ядер зависит от различия спинов и четностей начального и конечного состояний. Обычно это различие проявляется в том, что испускание частиц низких энергий с большими угловыми моментами оказывается затрудненным. В то же время зависимость вероятности γ -распада от энергии перехода менее резкая, чем при α - и β -распадах. Поэтому каскадные переходы из возбужденного состояния ядра в основное являются скорее правилом, чем исключением.

Следует подчеркнуть, что γ -распад ядра и его возбуждение γ -квантом — это, по сути, одни и те же квантово-механические процессы, связанные принципом обратимости времени (рис. 7.10). Об этих процессах мы будем говорить как об *электромагнитных переходах в атомных ядрах*, не указывая без особой необходимости, испущен был γ -квант ядром или поглощен.

Гамма-переходы происходят между ядерными состояниями, характеризующимися определенными значениями спина J и четности P . Поэтому γ -переходы между ними, а следовательно и испускаемые (поглощаемые)

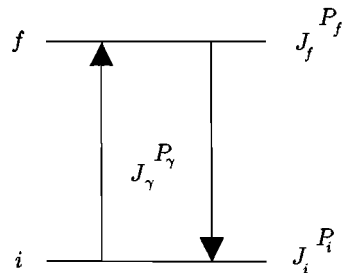


Рис. 7.10. Гамма-переходы между двумя уровнями ядра

фотоны, также имеют определенные значения полного момента J_γ и четности P_γ .

Полный момент частицы складывается из орбитального и спинового момента количества движения: $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$. Роль волновой функции фотона, как показывается в квантовой теории, играет векторный потенциал $\vec{A}(\vec{r}, t)$. Поскольку у векторного потенциала имеется три компоненты, то свойства фотона по отношению к преобразованию координат соответствуют частице со спином единица. Поэтому о фотоне и говорят как о частице со спином $s_\gamma = 1$. Это утверждение нуждается в уточнении. Частица со спином единица может обладать суммарным спиновым и орбитальным моментом $J = 0, 1, 2, 3 \dots$. Фотон, однако, должен удовлетворять свойству поперечности, т. е. условию $\text{div } \vec{A} = 0$. Это обстоятельство приводит к тому, что для полного момента фотона разрешены лишь значения $J_\gamma = 1, 2, 3 \dots$. Значение $J = 0$ для фотона исключено, так как оно отвечает сферически симметричному состоянию, а электромагнитная волна поперечна.

Обычно используется классификация фотонов по моменту количества движения J и четности P . Число J называется *мультипольностью* фотона. В частности, низшие мультиполи имеют следующие названия: диполь — при $J = 1$, квадруполь — при $J = 2$, октополь — при $J = 3$. Спин фотона s , как мы видим, отвечает минимально возможному значению его полного момента, т. е.

$$s \text{ (спин фотона)} = J_{\min} \text{ (фотон)} = 1.$$

Для фиксированного J фотона его орбитальный момент $l = J \pm 1$, J (l — ранг входящих в волновую функцию фотона сферических функций Y_{lm}). Внутренняя четность фотона отрицательна (как кванта векторного поля). Поэтому полная четность фотона есть произведение его внутренней четности $\pi = -1$ и орбитальной четности $(-1)^l$

$$P = \pi \cdot (-1)^l = (-1)^{l+1}. \quad (7.38)$$

Для фотонов с определенным J имеем разные l и, следовательно, разные четности. В зависимости от четности при определенном J фотоны различают по типу на *магнитные* и *электрические*:

$$l = J, \quad P = (-1)^{J+1} \text{ — магнитные фотоны } (MJ);$$

$$l = J \pm 1, \quad P = (-1)^J \text{ — электрические фотоны } (EJ).$$

Для указания типа и мультипольности фотона используются следующие обозначения: сначала ставится буква E для электрического фотона и буква M для магнитного. Затем пишется цифра, равная полному моменту J фотона. Например, электрический дипольный фотон обозначается через $E1$, магнитный дипольный — через $M1$, электрический квадрупольный — через $E2$ и т. д.

Названия «магнитный» и «электрический» происходят от типа систем зарядов и токов, излучающих соответствующие фотоны. Так, при колебании электрического диполя испускаемое электромагнитное излучение

с квантовой точки зрения состоит из $E1$ -фотонов. Колеблющийся магнитный диполь испускает $M1$ -фотоны и т. д.

Подчеркнем, что рассмотренные выше понятия момента и четности фотона определены по отношению к центру инерции излучающей системы. По отношению же к поглощающей системе, расположенной на макроскопических расстояниях от излучающей, налетающие на нее фотоны вновь обладают полным набором моментов и четностей, и поглотитель может отобразить из этого набора фотон с нужными для него моментами и четностью.

Своеобразие фотона, в конечном счете, связано с тем, что его масса равняется нулю. Можно показать, что специфика безмассовых частиц состоит в том, что существуют только такие их состояния, которые отвечают максимальным проекциям полного момента \vec{J} на направление движения (импульса). Поскольку проекция орбитального момента частицы на направление движения тождественно обращается в нуль, то максимальной проекции \vec{J} частицы на направление импульса отвечает ориентация спина частицы вдоль линии импульса. Таким образом, любая частица с нулевой массой продольно поляризована, т. е. имеет не более двух ориентаций спина — параллельную и антипараллельную ее импульсу, независимо от величины спина. Для фотона (векторной частицы) это означает, что существуют только фотоны с проекцией момента $\vec{J}\vec{n} = \pm s\hbar = \pm\hbar$, где \vec{n} — направление распространения фотона. Аналогичным образом, для гравитона, который должен описываться симметричным тензором второго ранга, допустимыми являются только состояния с проекцией момента $\vec{J}\vec{n} = \pm 2\hbar$. Продольно поляризованными являются также нейтрино и антинейтрино. Иными словами, любая безмассовая частица характеризуется спиральностью либо $+1$, либо -1 .

Запишем законы сохранения момента количества движения J и четности P в электромагнитных переходах:

$$\begin{aligned} \vec{J}_f &= \vec{J}_i + \vec{J}_\gamma \quad \text{или} \quad J_i - J_f \leq J_\gamma \leq J_i + J_f, \\ P_f &= P_i \cdot P_\gamma \quad \text{или} \quad P_\gamma = P_i \cdot P_f. \end{aligned} \quad (7.39)$$

Так как $J_\gamma \geq 1$, переходы $0 \rightarrow 0$ с испусканием или поглощением одного фотона запрещены.

Правила отбора по четности имеют вид:

$$\begin{aligned} P_i P_f &= (-1)^J \quad \text{для } EJ\text{-фотонов;} \\ P_i P_f &= (-1)^{J+1} \quad \text{для } MJ\text{-фотонов.} \end{aligned} \quad (7.40)$$

Мультипольность перехода определяется спинами и четностями начального и конечного уровней. Если спин одного из этих уровней равен нулю, то возможен переход лишь одного типа и мультипольности. На рис. 7.11 приведены примеры таких γ -переходов.

Если спины как начального, так и конечного состояний не равны нулю, то излучение будет состоять из нескольких мультиполей. Так, при переходе

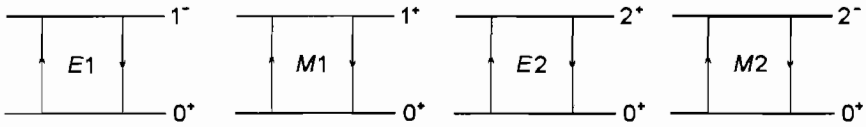


Рис. 7.11. Гамма-переходы различной мультипольности

$1/2^- \rightarrow 3/2^-$ излучение будет смесью $E2 + M1$. Когда один и тот же ядерный переход может реализоваться излучением фотонов различной мультипольности, важно знать, как соотносятся вероятности их испускания.

Испускаемые ядрами γ -кванты обычно имеют энергии E от десятков кэВ до нескольких МэВ, т. е. их приведенные длины волн

$$\lambda = \frac{\hbar c}{E} = \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E \text{ (МэВ)}} \text{ см} \quad (7.41)$$

лежат в интервале от 10^{-9} до $5 \cdot 10^{-12}$ см и отношение радиуса ядра R к приведенной длине волны γ -кванта почти всегда много меньше единицы:

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1. \quad (7.42)$$

Благодаря этому здесь, как и в случае β -распада, срабатывает правило, по которому высшие мультиполи из-за наличия центробежного барьера всегда подавлены, и в основном происходят переходы минимальной мультипольности, допустимые законами сохранения момента и четности. Более детальное рассмотрение показывает, что вероятности вылета (или поглощения) магнитных и электрических фотонов подчиняются следующим приближенным соотношениям

$$w(MJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2}, \quad (7.43)$$

$$w(EJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J}. \quad (7.44)$$

Формулы (7.43) и (7.44) дают самое общее представление о том, как меняется вероятность электромагнитного перехода в зависимости от типа и мультипольности излучения. Для получения абсолютных значений этих скоростей нужно в каждом конкретном случае знать волновые функции начальных и конечных состояний атомных ядер. Эти волновые функции могут быть получены в рамках различных модельных представлений о ядре. Одной из таких моделей является одночастичная модель оболочек, в которой предполагают, что поглощение (испускание) ядром фотона происходит при переходе только одного нуклона. В одночастичной модели можно получить волновые функции начального и конечного состояния ядра при таком переходе и тем самым рассчитать скорости самих переходов.

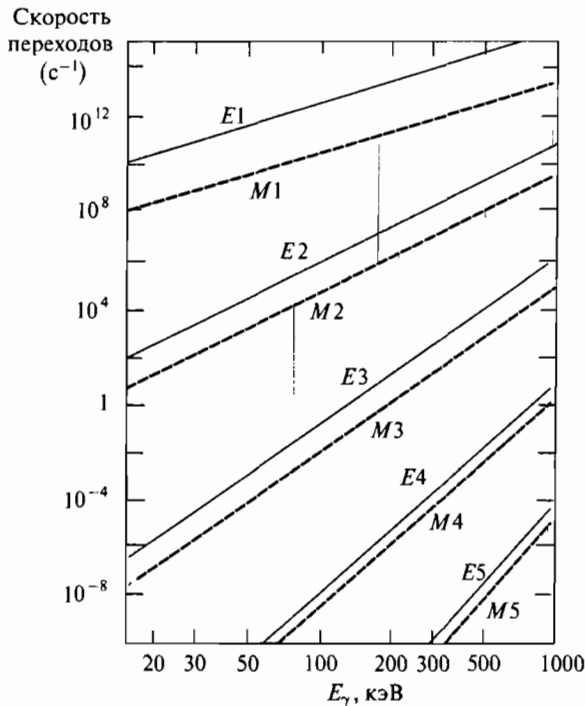


Рис. 7.12. Скорости протонных γ -перехода (в с^{-1}) в зависимости от энергии γ -квантов различных мультипольностей

Результаты одного из таких расчетов приведены на рис. 7.12. Расчет выполнен для ядра с $A = 100$ в предположении, что в γ -переходе участвует один протон. Результаты расчета хорошо иллюстрируют сделанные выше заключения о доминировании γ -переходов с наименьшей мультипольностью.

Формулы (7.43), (7.44) и данные рис. 7.12 позволяют предсказать, какие фотоны будут доминировать при смешанных γ -переходах и как возбужденное ядро, испуская фотоны, будет переходить в основное состояние. Так, при переходе $1/2^+ \rightarrow 3/2^-$ излучение будет смесью $E1 + M2$. Однако переход $M2$ сильно запрещен (подавлен) по сравнению с $E1$. Поэтому излучение будет практически целиком электрическим дипольным.

Рассмотрим в качестве примера γ -переходы в ядре изотопа ксенона $^{130}_{54}\text{Xe}$. Схема нижних уровней этого изотопа показана на рис. 7.13. Эти уровни заселяются в результате β -распада основного состояния ядра $^{130}_{53}\text{I}$, имеющего характеристики 5^+ . При β^- -распаде ядро $^{130}_{53}\text{I}$ превращается в ядро $^{130}_{54}\text{Xe}$. В основном состоянии ядро $^{130}_{54}\text{Xe}$ имеет характеристики 0^+ . Поэтому распад на этот уровень является запрещенным β -переходом

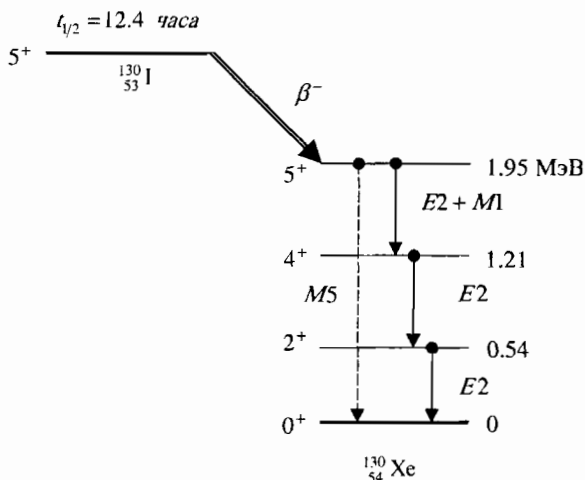
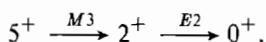


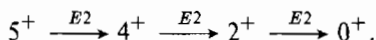
Рис. 7.13. β^- и γ -переходы в изотопах $^{130}_{53}\text{I}$ и $^{130}_{54}\text{Xe}$

4-го порядка и практически не идет. Первый возбужденный уровень ядра $^{130}_{54}\text{Xe}$ с энергией 0,54 МэВ и уровень с энергией 1,21 МэВ имеют характеристики 2^+ и 4^+ . Бета-распады на них также подавлены, хотя и не столь сильно, как на основной уровень.

Распад на уровень, имеющий энергию 1,95 МэВ и характеристики 5^+ , является разрешенным. Ядро $^{130}_{54}\text{Xe}$, оказавшись в результате β^- -распада $^{130}_{53}\text{I}$ в состоянии 1,95 МэВ, может перейти в основное состояние очень большим числом способов, начиная от непосредственного перехода с испусканием γ -кванта $M5$ (показан пунктиром) и заканчивая различными каскадами, например, типа



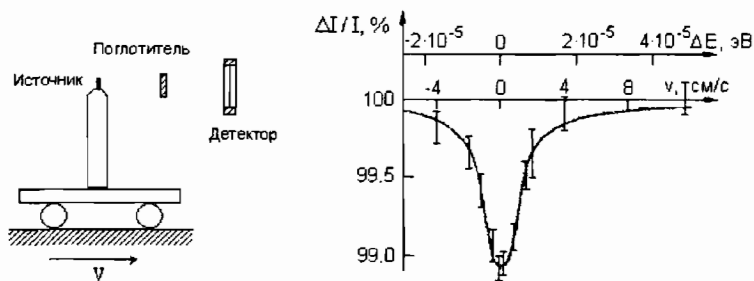
Наиболее вероятным, однако, будет переход, сопровождающийся испусканием квантов минимально возможных мультипольностей. Отсюда сразу получается, что наиболее вероятным будет каскад γ -переходов



В первом переходе этого каскада участвуют также и $M1$ -фотоны. Таким образом, ядро $^{130}_{54}\text{Xe}$ снимает возбуждение путем ряда последовательных (каскадных) γ -распадов, испуская согласно схеме на рис. 7.13 γ -кванты с энергиями 0,74, 0,67 и 0,54 МэВ. Если поместить препарат $^{130}_{53}\text{I}$ в стеклянную ампулу, то β^- -излучение будет полностью задерживаться стенками, а γ -излучение будет практически свободно выходить наружу. Поэтому ампула с $^{130}_{53}\text{I}$ является источником γ -излучения.

Эффект Мёссбауэра

Резонансное возбуждение атомных уровней фотонами от источника из того же вещества легко наблюдается. Иначе обстоит дело в атомных ядрах. Это связано с тем, что естественная ширина Γ ядерных уровней мала по сравнению с энергией отдачи E_n ядра-излучателя (источника) или ядра-поглотителя (мишени). Например, естественная ширина Γ первого возбужденного уровня ядра ^{57}Fe , расположенного при энергии возбуждения $E = 14,4$ кэВ, равна $\hbar/\tau \approx 0,7 \cdot 10^{-8}$ эВ (время жизни $\tau = 98$ нс), тогда как при испускании и поглощении γ -квантов это ядро приобретает энергию отдачи $E_n \approx E^2/(2Mc^2) \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$ эВ (M — масса ядра ^{57}Fe). Резонансное поглощение может иметь место только тогда, когда энергия отдачи ядра E_n меньше ширины ядерного уровня. Р. Мёссбауэр, исследуя явление резонансного поглощения γ -квантов в кристаллах, обнаружил, что число поглощенных фотонов существенно увеличивается при понижении температуры. Связано это с тем, что при переходе от свободных ядер к ядрам, связанным в кристаллической решетке, импульс отдачи получает уже не отдельное ядро, а весь кристалл, в котором находится ядро, испускающее γ -квант. С уменьшением температуры источника увеличивается относительное число ядерных переходов с передачей импульса отдачи всему кристаллу. Условия для этого тем благоприятнее, чем ниже температура кристалла и энергия перехода E_γ . Это явление получило название *эффекта Мёссбауэра*. Чтобы наблюдать резонансное поглощение мишенью из невозбужденных ядер ^{57}Fe γ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами ^{57}Fe , нужно скомпенсировать энергию отдачи ядер, которая в сумме составляет $2E_n$. Один из способов такой компенсации состоит в том, что источник закрепляют на движущемся устройстве и подбирают его скорость так, чтобы разница $2E_n$ компенсировалась за счет эффекта Доплера (левый рисунок). При изменении скорости v изменяется доплеровское смещение линии испускания относительно линии поглощения и в результате записывается контур линии, как показано на правом рисунке. Ширина ядерных уровней столь мала, что источник нужно перемещать со скоростью, составляющей всего лишь десятые доли сантиметра в секунду.



Благодаря эффекту Мёссбауэра стали возможными измерения спектров испускания, поглощения и резонансного рассеяния γ -квантов низколежащих ($E < 200$ кэВ) ядерных уровней с разрешением порядка естественной ширины уровня Γ . С помощью этого метода можно измерять энергию с относительной точностью $\Delta E/E \approx 10^{-15} - 10^{-17}$. По смещению линий мёссбауэровских спектров определяют молекулярную структуру химических соединений, изучают сверхтонкую структуру спектров, обусловленную электрическим квадрупольным и магнитным дипольными моментами ядер. Уникальные характеристики мёссбауэровских спектров используются при анализе физических и химических свойств твердых тел. Эффект Мёссбауэра имеет многочисленные применения в медицине и биологии.

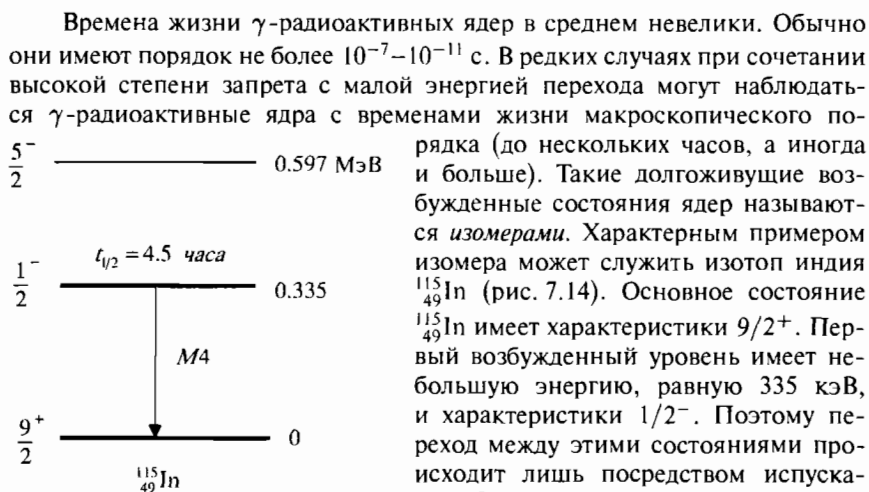


Рис. 7.14. Изомерный γ -переход в ядре $^{115}_{49}\text{In}$

Можно предсказать, в каких областях значений A и Z следует ожидать появления изомерных состояний. Из соотношений (7.43), (7.44) следует, что изомерный уровень должен, во-первых, иметь спин, сильно отличающийся от спинов уровней, лежащих ниже по энергии, и, во-вторых, иметь низкую энергию возбуждения. Поэтому изомерные состояния следует ожидать там, где оболочечные уровни, близкие друг другу по энергии, сильно различаются значениями спинов. Именно в этих областях и находятся так называемые «острова изомерии». Так, наличие изомера у приведенного выше изотопа $^{115}_{49}\text{In}$ обусловлено тем, что в нем не хватает одного протона до замкнутой оболочки ($Z = 50$), т. е. имеется одна протонная «дырка». В основном состоянии эта дырка в подоболочке $1g_{9/2}$, а в возбужденном — в подоболочке $1p_{1/2}$. Такая ситуация типична. Острова изомерии расположены непосредственно перед магическими числами 50, 82 и 126 со стороны меньших Z и N . Так, изомерные состояния наблюдаются в ядрах $^{86}_{37}\text{Rb}$ ($N = 49$), $^{131}_{52}\text{Te}$ ($N = 79$, близко к 82), $^{199}_{80}\text{Hg}$ ($Z = 80$, близко к 82) и т. д. Отметим, что, наряду с рассмотренными, существуют и другие причины появления изомерных состояний.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только путем испускания γ -кванта, но и посредством передачи энергии возбуждения одному из электронов атомной оболочки. Такой процесс носит название *внутренней конверсии* и фотон, участвующий в нем, является виртуальным (рис. 7.15). Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ -излучением.

В процессе внутренней конверсии испускается электрон, энергия которого E_e равна энергии E ядерного возбуждения, уменьшенной на энер-

гию ϵ связи электрона в атомной оболочке (отдачей ядра пренебрежем):

$$E_e = E - \epsilon. \quad (7.45)$$

Моноэнергетичность вылетающих при внутренней конверсии электронов позволяет отличить их от β -распадных электронов, спектр которых непрерывен.

Помимо конверсионных электронов, при внутренней конверсии можно наблюдать еще и рентгеновские кванты, возникающие при переходе одного из наружных электронов на уровень K - или L -оболочки, освобожденный вылетевшим из атома электроном.

Роль виртуальных квантов особенно ярко проявляется в так называемых $0-0$ -переходах. Явление $0-0$ -перехода возникает в том случае, когда основной и первый возбужденный уровни ядра имеют спин 0 . Такая ситуация имеет место, например, в ядре $^{72}_{32}\text{Ge}$, у которого основной и первый возбужденный уровни имеют характеристики 0^+ (рис. 7.16). Если ядро оказывается в первом возбужденном состоянии, оно не может перейти в основное состояние путем испускания γ -кванта, так как реального фотона $E0$ с нулевым моментом не существует. Но оказывается, что виртуальный $E0$ -квант с нулевым моментом и положительной четностью может существовать. И этот квант действительно обеспечивает снятие возбуждения ядра путем внутренней конверсии. Такая конверсия и называется $0-0$ -переходом.

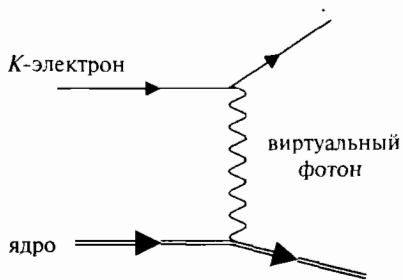


Рис. 7.15. Диаграмма механизма внутренней конверсии

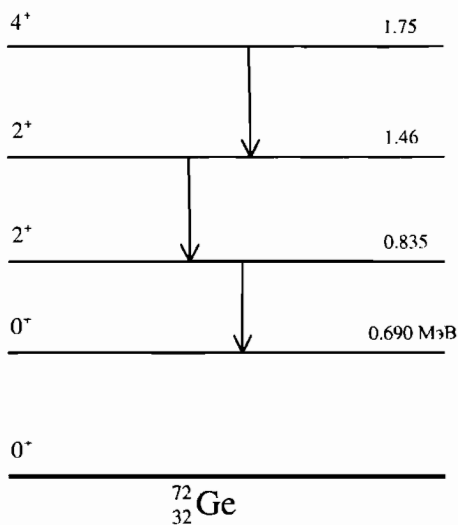


Рис. 7.16. Переход из первого возбужденного состояния ядра $^{72}_{32}\text{Ge}$ в основное состояние возможен лишь за счет внутренней конверсии

§ 6. Испускание протонов из изомерного состояния

Испускание протонов из изомерного состояния впервые было обнаружено на ядре ^{53}Co . Изотоп ^{53}Co образовывался в реакции $^{54}\text{Fe}(p, 2n)^{53}\text{Co}$

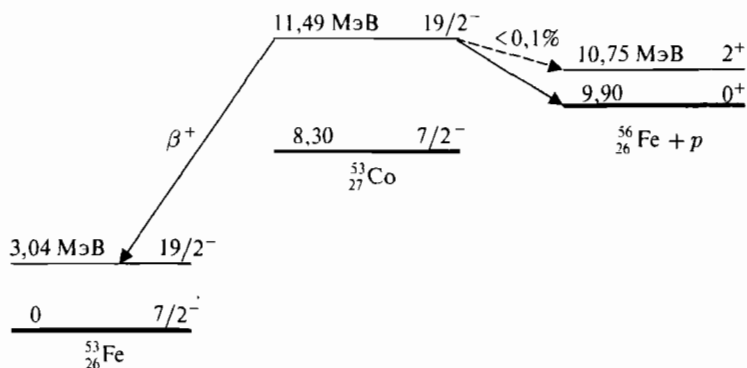


Рис. 7.17. Протонная радиоактивность изомерного состояния ^{53m}Co . Энергии всех уровней отсчитываются от основного состояния ^{53}Fe . Изомерное состояние ^{53m}Co в этой шкале имеет энергию 11,49 МэВ

путем бомбардировки изотопа ^{54}Fe протонами, ускоренными до 53 МэВ. Была обнаружена протонная радиоактивность с периодом полураспада 243 ± 15 мс и энергией протонов $1,59 \pm 0,03$ МэВ. Отсутствие совпадений между протонами и позитронами исключало возможность испускания запаздывающих протонов (о запаздывающих протонах далее в § 8).

Испускание протонов происходило из изомерного состояния ядра ^{53m}Co с энергией возбуждения 3,19 МэВ с образованием конечного ядра ^{52}Fe в основном состоянии (рис. 7.17). Основной вид распада изомерного состояния — β^+ -распад. Это происходит потому, что β^+ -распад ядра ^{53m}Co — сверхразрешенный, так как образующееся в результате β^+ -распада ядро ^{53}Fe является «зеркальным» по отношению к ^{53}Co . Зеркальными называются два ядра, переходящие друг в друга при замене всех протонов на нейтроны и всех нейтронов на протоны. С точки зрения изоспиновой симметрии такие два ядра имеют одинаковое внутреннее строение и β -распад одного ядра в другое практически не требует внутриядерной перестройки и поэтому является сверхразрешенным, т. е. идущим с максимально большой скоростью (минимальным временем жизни). Доля распадов с испусканием протонов составляла около 1,5 %, что соответствовало парциальному периоду полураспада около 16 с. Если бы не было кулоновского и центробежного барьеров, период полураспада уменьшился бы до 10^{-6} с.

§ 7. Протонная радиоактивность

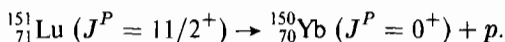
Испускание протонов из основного состояния ядра впервые наблюдалось в ядрах ^{147}Tm и ^{151}Lu . Анализ величин масс протонноизбыточных атомных ядер, расположенных вдали от устойчивых ядер, позволяет указать область масс ядер, в которой можно ожидать испускание протонов

из основного состояния ядра. Для экспериментального наблюдения этого явления было исследовано большое число изотопов, расположенных вблизи границы с нулевой энергией отделения протона ($B_p = 0$). С этой целью различные стабильные изотопы от эрбия ($Z = 68$) до висмута ($Z = 83$) облучались ускоренными ионами ^{58}Ni и ^{90}Mo .

В реакции, идущей с образованием составного ядра ^{154}Hf



в энергетическом спектре вылетающих частиц была обнаружена монохроматическая линия с энергией 1,19 МэВ. Анализ результатов эксперимента показал, что наблюдаемую линию следует приписать распаду изотопа ^{151}Lu с испусканием протона из основного состояния ядра:



Дополнительным аргументом в пользу подобной интерпретации результатов эксперимента являлось то, что ядро ^{151}Lu имеет наименьшую энергию отделения протона среди всех возможных ядер, образующихся в результате распада составного ядра ^{154}Hf с испусканием 3-х нуклонов. Измеренная величина энергии протонов хорошо согласуется с расчетами на основе массовых формул.

Точное определение периода полураспада оказалось довольно сложной задачей. По последним данным $t_{1/2}(^{151}\text{Lu}) = 81$ мс. Столь большая величина периода полураспада объясняется большой разницей в спинах основных состояний ядер ^{151}Lu и ^{150}Yb , между которыми происходит переход с испусканием протона.

Сегодня известно свыше 30 ядер (от ^{105}Sb до ^{177}Tl), испускающих протоны из основного состояния. Все они имеют $Z > 50$. Это является прямым указанием на то, что в этой области ядер проходит граница связанных состояний протона, на которой энергия отделения протона $B_p = 0$.

§ 8. Испускание запаздывающих протонов

Уменьшение энергии отделения протона при продвижении в область протонноизбыточных изотопов делает возможным радиоактивные распады с испусканием запаздывающих протонов (рис. 7.18). Исходное ядро (A, Z) в результате β^+ -распада или e -захвата превращается в ядро ($A, Z - 1$). Если энергия возбуждения E^* ядра ($A, Z - 1$) больше энергии отделения протона B_p , то открыт канал распада возбужденного состояния ядра ($A, Z - 1$) с испусканием протона.

Из-за необходимости преодолевать кулоновский барьер вероятность испускания протона сильно зависит от его энергии. При малых энергиях протона E_p радиационная ширина уровня Γ_γ (т. е. ширина, обусловленная испусканием γ -кванта) превышает протонную ширину Γ_p ($\Gamma_\gamma > \Gamma_p$), и возбужденное ядро будет переходить в основное состояние путем испускания γ -квантов. С ростом энергии протонов E_p вероятность распада

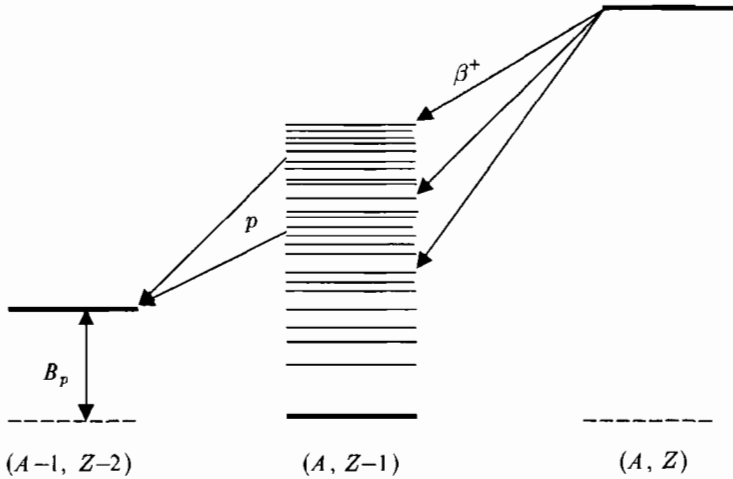


Рис. 7.18. Испускание запаздывающих протонов

с испусканием протона увеличивается, и при некоторой энергии \tilde{E}_p , зависящей от заряда ядра $(A, Z - 1)$, будет выполняться соотношение $\Gamma_p = \Gamma_\gamma$. Протонный распад будет конкурировать с γ -распадом в случае $\tau_p < 10^{-14}$ с. По формуле для проникаемости кулоновского барьера можно оценить кинетическую энергию протонов \tilde{E}_p , при которой их время жизни в ядре будет приблизительно равным 10^{-14} с. В табл. 7.1 приводятся полученные таким способом оценки величин \tilde{E}_p для ядер с различными Z .

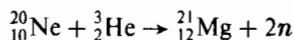
Таблица 7.1

Энергии \tilde{E}_p протонов, испускаемых ядрами за время $\approx 10^{-14}$ с

Заряд ядра Z	20	30	40	50	60	70	80
\tilde{E}_p , МэВ	0,7	0,9	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5

Условия для испускания запаздывающих протонов реализуются в ядрах, имеющих большой избыток протонов. В настоящее время известно свыше 70 β^+ -радиоактивных ядер — излучателей запаздывающих протонов.

Одним из ядер, испускающих запаздывающие протоны, является изотоп ^{21}Na . Наблюдение запаздывающих протонов происходило следующим образом (рис. 7.19). Исходное ядро ^{20}Ne облучалось ускоренными ионами ^3He и в результате реакции



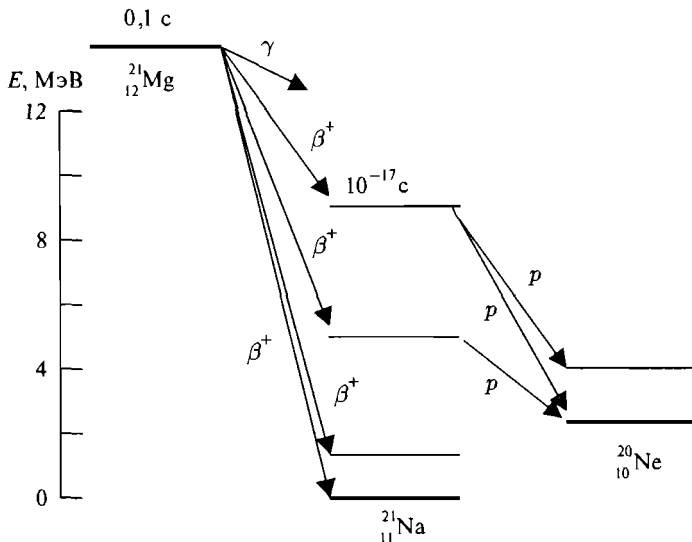
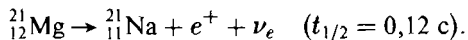
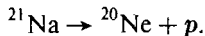


Рис. 7.19. Испускание запаздывающих протонов ядром ^{21}Na

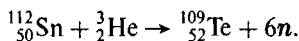
образовывался изотоп ^{21}Mg . Ядро ^{21}Mg нестабильно и в результате β^+ -распада превращается в изотоп ^{21}Na :



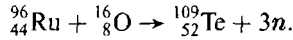
В том случае, когда ядро ^{21}Na образуется в состояниях с энергией меньше 2,5 МэВ, в нем происходят γ -переходы в основное состояние. Однако если энергия возбуждения ядра ^{21}Na превышает 2,5 МэВ, открывается новая возможность. Ядро ^{21}Na может, испустив протон, превратиться в устойчивый изотоп ^{20}Ne :



Испускание протона происходит практически мгновенно, после β^+ -распада ядра ^{21}Mg ($t_{1/2}$ около 10^{-17} с), т. е. наблюдается практически одновременное появление протона и позитрона. Наблюдаемая скорость распада с испусканием протонов определяется скоростью предшествующего β^+ -распада ядра ^{21}Mg . При увеличении Z для получения протонизбыточных ядер требуется все больший нейтронный дефицит. Поэтому для образования изотопов-излучателей запаздывающих протонов более выгодными оказываются реакции, вызываемые тяжелыми ионами. Так, для получения протонного излучателя ^{109}Te в реакции под действием ионов ^3He необходимо испускание 6 нейтронов:



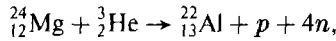
Для получения того же изотопа ^{109}Te при облучении мишени ^{96}Ru ионами ^{16}O необходимо испускание лишь трех нейтронов



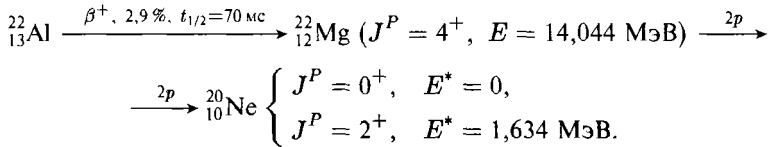
С увеличением Z это различие становится все более значительным.

§ 9. Испускание двух запаздывающих протонов

Испускание двух запаздывающих протонов было обнаружено при β^+ -распаде изотопа ^{22}Al . Эксперимент выполнен на пучке ускоренных ионов ^3He с энергией 110 МэВ. Изотоп ^{22}Al образовывался в реакции:



и далее распадался по цепочке (рис. 7.20)



Протоны регистрировались двумя детекторами из трех последовательно расположенных полупроводниковых кремниевых счетчиков каждый, включенных в схему временных совпадений (такая система называется

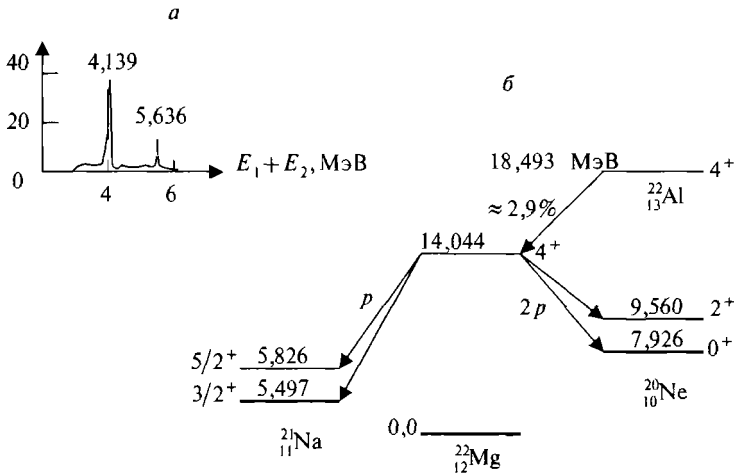


Рис. 7.20. Испускание двух запаздывающих протонов при β^+ -распаде ^{22}Al : а) спектры протонов в режиме совпадений, б) цепочка распадов ^{22}Al . Энергии уровней отсчитываются от основного состояния ^{22}Mg

телескопом счетчиков). Первый счетчик на пути протона имел толщину 24 мкм, второй — 155 мкм и третий — 500 мкм. Телескопы также были связаны схемой совпадений. Первые два счетчика телескопа протон проходил «насквозь», оставляя в них сравнительно небольшую часть энергии (меньшую в первом из них, большую во втором). В последнем самом толстом счетчике протон останавливался, теряя всю оставшуюся энергию. По энергиям, потерянным в трех счетчиках, и по их сумме можно было надежно отличить протоны от других заряженных фоновых частиц, образующихся в эксперименте.

В энергетическом спектре протонов наблюдались два максимума при энергиях $E_1 + E_2 = 4,139$ и $5,636$ МэВ, отвечающих двухпротонному распаду состояния $14,044$ МэВ ядра ^{22}Mg с заселением основного и первого возбужденного ($E^* = 1,634$ МэВ) состояний конечного ядра ^{20}Ne . Ядро ^{22}Mg испускает также запаздывающие протоны с образованием конечного ядра ^{21}Na .

§ 10. Запаздывающие альфа-частицы

Впервые явление испускания запаздывающих α -частиц наблюдалось в 1916 г. в опытах по изучению α -распада. Правильная интерпретация этого явления была дана Г. Гамовым в 1930 г. Суть явления легко понять из рис. 7.21, на котором показана схема образования запаздывающих α -частиц при β -распаде ядра ^{212}Bi .

В результате β -распада ядра ^{212}Bi происходит образование ядра-изобара ^{212}Po в различных возбужденных состояниях. Образование в результате β -распада ядер в возбужденных состояниях увеличивает возможную энергию α -перехода. Вероятность α -распада из возбужденного состояния будет определяться конкуренцией двух процессов: α -распада и γ -распада этого возбужденного состояния. Для того чтобы детектирование α -распада из возбужденного состояния стало возможным, необходимо, чтобы ширина α -распада Γ_α была бы одного порядка или больше радиационной ширины Γ_γ . С уменьшением энергии α -частицы уменьшается вероятность туннельного эффекта, определяющего скорость α -распада. По существу, в случае испускания запаздывающих α -частиц ситуация полностью аналогична испусканию запаздывающих протонов. Основным препятствием для вылета α -частиц является кулоновский барьер, высота которого для α -частиц значительно больше, чем для протонов. Наличие кулоновского барьера приводит к тому, что будет существовать некоторый порог, ниже которого наблюдение запаздывающих α -частиц становится невозможным. Величина порога растет с ростом Z . В настоящее время известно около 25 излучателей запаздывающих α -частиц. Необходимо иметь в виду, что испускание запаздывающих α -частиц возможно как в результате β^- -распада, так и в результате β^+ -распада. Существует довольно широкая область атомных ядер, для которой возможно испускание запаздывающих α -частиц. Она простирается в области нейтронодефицитных изотопов

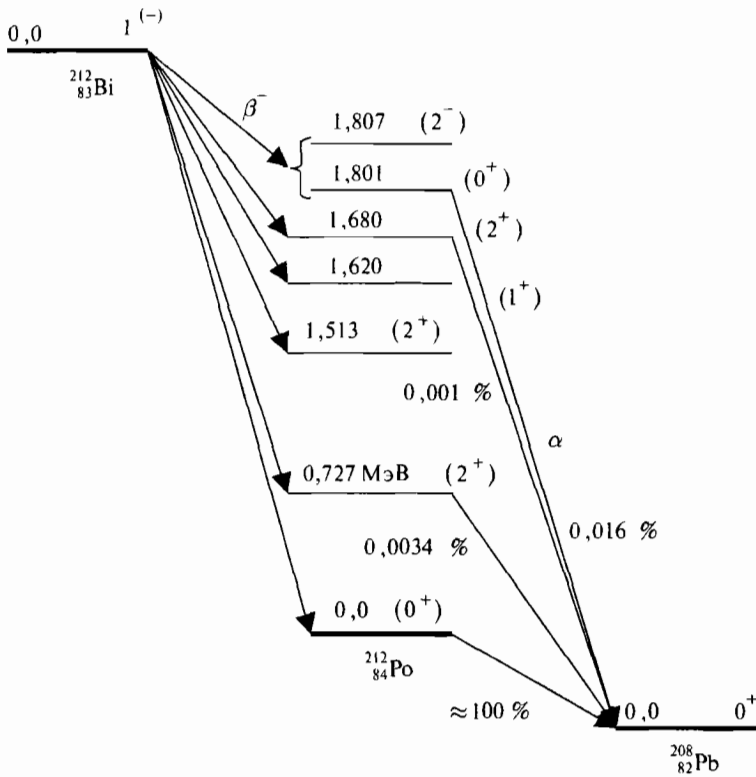


Рис. 7.21. Испускание запаздывающих α -частиц ядром $^{212}_{84}\text{Po}$

вплоть до висмута ($Z = 83$). Однако в этой же области одновременно выполняются условия и для испускания запаздывающих протонов. В силу большей проникаемости кулоновского барьера для протонов, этот канал распада должен быть доминирующим.

§ 11. Примеры распада ядер вблизи границы протонной стабильности

Для ядер, расположенных вблизи границы протонной стабильности, большие энергии β -распада и e -захвата приводят к большому разнообразию каналов распада. На рис. 7.22 показана схема распада ^{43}V , образующегося после β^{+} -распада изотопа ^{43}Cr . Наряду с испусканием одного и двух запаздывающих протонов с образованием конечных ядер ^{42}Ti и ^{41}Sc наблюдается испускание запаздывающих α -частиц с образованием ядер ^{39}Sc , которые в свою очередь испускают протоны и превращаются в ядра

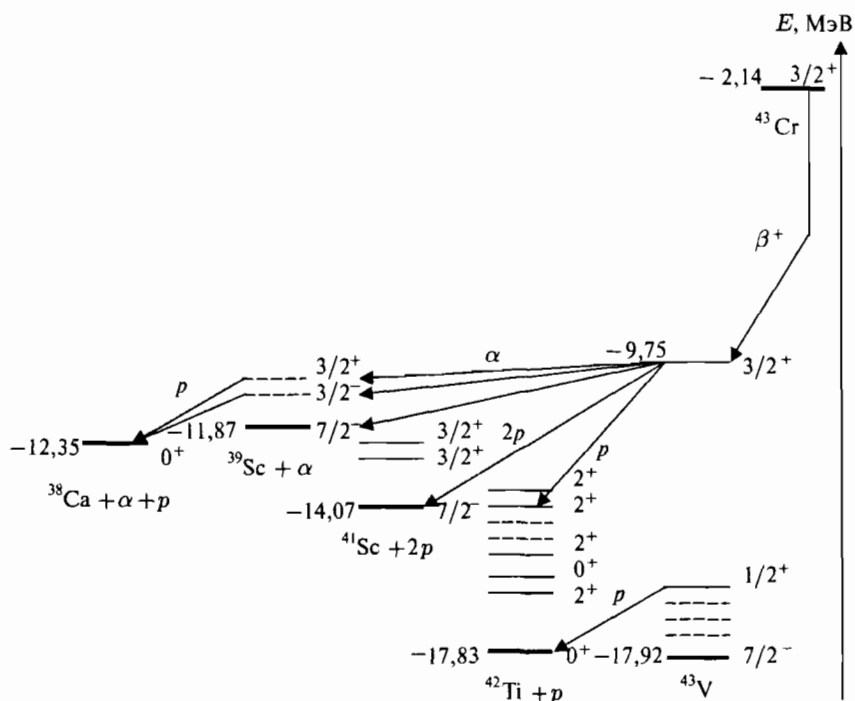


Рис. 7.22. Схема распада изотопа ^{43}Cr . Отрицательные числа слева от уровней — дефекты (избытки) масс ядер в указанных состояниях (в МэВ)

^{38}Ca . Аналогичная ситуация имеет место и для более легких изотопов Al и Si. Для всех исследованных изотопов наблюдается довольно большое количество открытых каналов испускания запаздывающих частиц. Наряду с уже достаточно хорошо исследованным каналом испускания запаздывающих протонов, наблюдается последовательное испускание двух запаздывающих протонов, испускание запаздывающих α -частиц. Теоретические модели достаточно хорошо описывают экспериментальную ситуацию.

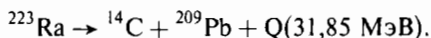
Протоноизбыточные ядра в области ^{106}Te – ^{114}Cs дают хорошую возможность для экспериментального исследования конкуренции между α -распадом, протонной и кластерной радиоактивностью. Обнаруженные островки α -радиоактивных ядер ($^{106-108}\text{Te}$, $^{108,110}\text{I}$, $^{110,111}\text{Xe}$) указывают на заполненность оболочки $N = 50$, $Z = 50$. Для дальнейшего прояснения картины необходима дополнительная информация о каналах распада изотопов Sn ($A < 100$), Sb ($A < 102$), Te ($A < 106$), I ($A < 108$). Предварительные оценки, выполненные для ^{114}Ba , указывают на то, что отношение вероятностей распадов с испусканием ^{12}C и α -частиц может оказаться больше, чем для ядер в области свинца.

Исследование ядер вблизи границы протонной стабильности на современных пучках радиоактивных ионов открывает новые возможности для наблюдения различных мод распада таких ядер. Перспективы наблюдения новых примеров кластерной радиоактивности связаны прежде всего с областью тяжелых протоноизбыточных ядер. Несомненно, что анализ новых экзотических мод распада существенно обогатит наше понимание внутренней ядерной динамики. Основная сложность при исследованиях в этой области связана с большой вероятностью α -распада, что приводит к выделению этого канала распада и сложностям накопления большого количества интересующих изотопов.

Исследование протонного распада из основных и изомерных состояний ядер вблизи границы протонной стабильности позволяет получить информацию о параметрах оболочечного потенциала и структуре состояний исходного и конечного ядер. Поскольку ширины распада оказываются сильно чувствительными к параметру деформации ядра, экспериментальные исследования вероятностей протонной радиоактивности позволяют с высокой точностью извлекать параметры деформации ядер, испускающих протоны из основного состояния.

§ 12. Кластерная радиоактивность

Явление испускания α -частиц радиоактивными ядрами хорошо известно. Возможно ли самопроизвольное испускание каких-то других атомных ядер, отличных от ядер ${}^4\text{He}$? Положительный ответ на этот вопрос был дан в 1984 г. Был обнаружен радиоактивный распад ${}^{223}\text{Ra}$ с вылетом ядра ${}^{14}\text{C}$:



Из экспериментов следовало, что вероятность испускания ядер ${}^{14}\text{C}$ почти на 10 порядков меньше, чем вероятность испускания α -частиц. Ядра ${}^{14}\text{C}$ детектировались телескопом полупроводниковых детекторов, что позволило надежно отделить случаи многократных наложений α -частиц и дискриминировать ядра ${}^{14}\text{C}$ по их заряду и массе.

Решающим фактором, который привел к открытию кластерной радиоактивности, был выбор распадающегося ядра. Выигрыш в энергии распада для ядер, близких к магическим, приводит к наибольшей проницаемости потенциального барьера и повышенной вероятности испускания определенного кластера. Спонтанный вылет ядер ${}^{14}\text{C}$ был вскоре обнаружен и для других ядер ${}^{221}\text{Fr}$, ${}^{221}\text{Ra}$, ${}^{222}\text{Ra}$. В настоящее время известно свыше 10 изотопов, для которых обнаружена кластерная радиоактивность. Наряду с испусканием ядер ${}^{14}\text{C}$ наблюдалось испускание ядер ${}^{24}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Mg}$, ${}^{32}\text{Si}$.

Для описания кластерного распада достаточно хорошо подходит модель α -распада, предложенная Г. Гамовым. В этой модели бесструктурный кластер совершает колебания с частотой ν в прямоугольной потенциальной яме радиуса R . Вероятность радиоактивного распада определяется

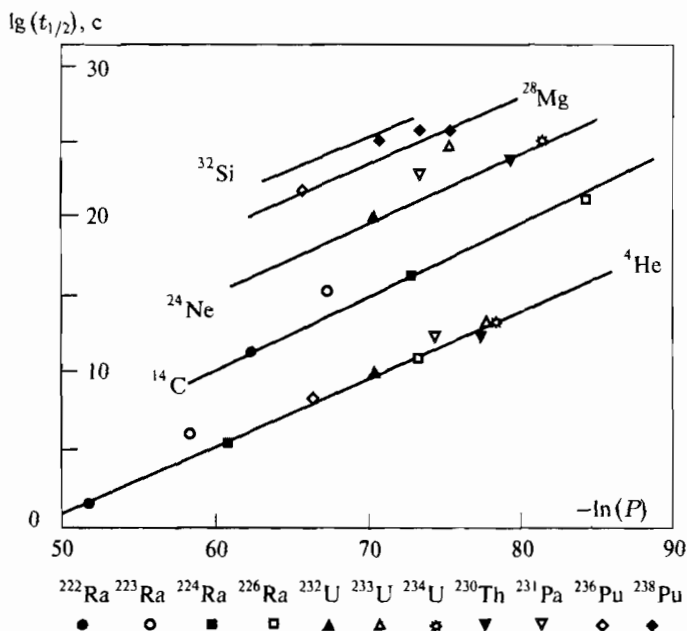


Рис. 7.23. Зависимость логарифма парциального периода кластерного распада от логарифма проницаемости кулоновского потенциального барьера

тремя независимыми факторами: вероятностью формирования кластера в исходном ядре, частотой появления кластера вблизи границы ядра, вероятностью прохождения кластера сквозь потенциальный барьер. Т. е. полная вероятность распада или период полураспада $t_{1/2}$ определяется соотношением

$$\lambda = \nu FP = \frac{\ln 2}{t_{1/2}},$$

где ν — частота соударений с барьером на границе ядра, F — фактор формирования кластера, P — проницаемость барьера.

На рис. 7.23 показана зависимость логарифма парциального периода кластерного распада от логарифма проницаемости кулоновского потенциального барьера. Для сравнения здесь же приведена аналогичная зависимость в случае α -распада. Видно, что для всех случаев испускания кластеров и для α -распада имеет место аналогичная линейная зависимость.

Изучение процессов α -распада и спонтанного деления показывает, что в обоих случаях определяющим фактором является проникновение α -частицы или более тяжелого кластера сквозь барьер. Приведенные аргументы показывают, что кластерный распад скорее всего происходит аналогично α -распаду.

§ 13. Запаздывающие нейтроны

При сильном удалении от линии стабильности в сторону нейтроноизбыточных ядер последние становятся нестабильными относительно испускания нейтронов из основного состояния. Между ядрами, неустойчивыми к испусканию нейтронов из основного состояния, и стабильными ядрами расположены β^- -радиоактивные ядра, которые могут быть излучателями запаздывающих нейтронов.

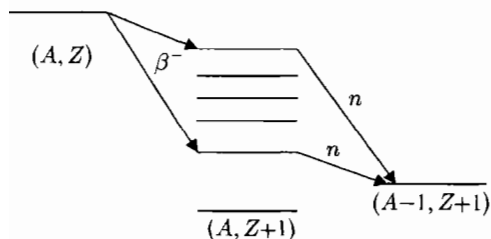
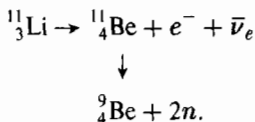


Рис. 7.24. Испускание запаздывающих нейтронов

Практически сразу же после открытия процесса деления было обнаружено, что небольшая часть нейтронов испускается не в момент деления, а с запаздыванием примерно в 1 минуту. Более детальные исследования показали, что запаздывающие нейтроны делятся на несколько групп с периодами полураспада

55, 23,5, 0,4 и 0,2 с. Н. Бор и Дж. Уилер следующим образом интерпретировали явление испускания запаздывающих нейтронов. β^- -распад ядер-продуктов деления приводит к образованию дочерних ядер в возбужденных состояниях с энергией больше энергии отделения нейтрона. Распад этих состояний может происходить с эмиссией нейтронов. На рис. 7.24 показана схема распада ядра (A, Z) , являющегося источником испускания запаздывающих нейтронов.

Некоторые легкие изотопы, сильно перегруженные нейтронами, расположенные вблизи границы $B_n = 0$, после β^- -распада образуют ядра в сильно возбужденном состоянии, которые затем переходят в основное состояние, испуская два нейтрона. Например, 10% β^- -распада ядра ${}^7_3\text{Li}$ ($t_{1/2} = 8,6$ мс) приводит к образованию ядра ${}^{11}_4\text{Be}$ в возбужденном состоянии с энергией ≈ 9 МэВ, в то время как энергия отделения двух нейтронов из ядра ${}^{11}\text{Be}$ равна 7,3 МэВ. В результате оказывается возможной следующая последовательность реакций:



Испускание запаздывающих нейтронов играет важную роль в управлении работой ядерных реакторов.

В настоящее время известно свыше 150 ядер — излучателей запаздывающих нейтронов.

Глава 8

Деление атомных ядер

§ 1. Процесс деления атомных ядер

Делением атомных ядер называют их распад на два осколка сравнимой массы. Деление может быть самопроизвольным (спонтанным) или вынужденным (вызванным взаимодействием с налетающей частицей). Деление энергетически выгодно для тяжелых ядер и является основным источником ядерной энергии. При этом энерговыделение составляет величину ≈ 1 МэВ на один нуклон делящегося вещества или 10^{14} Дж/кг, что на много порядков превосходит энерговыделение всех других освоенных человеком источников энергии. Энергия деления используется в атомных электростанциях (реакторы) и атомном оружии.

1.1. Энергия деления

То, что при делении тяжелых ядер выделяется энергия, следует из зависимости удельной энергии связи $\epsilon = W(A, Z)/A$ от массового числа A . При делении тяжелого ядра образуются более легкие ядра, в которых нуклоны связаны сильнее, и часть энергии высвобождается. Если разделить ядро с $A = 240$ ($\epsilon \approx 7,6$ МэВ) на два осколка равной массы $A_1 = A_2 = 120$ ($\epsilon_1 \approx 8,5$ МэВ), то освободится энергия

$$E_{\text{дел}} = A(\epsilon_1 - \epsilon) = 240(8,5 - 7,6) \text{ МэВ} \approx 220 \text{ МэВ}. \quad (8.1)$$

Выразим энергию деления $E_{\text{дел}}$ через энергии связи начального и конечных ядер. Энергию начального ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов и имеющего массу $M(A, Z)$ и энергию связи $W(A, Z)$, запишем в следующем виде:

$$M(A, Z)c^2 = (Zm_p c^2 + Nm_n c^2) - W(A, Z). \quad (8.2)$$

Если это ядро разделить на осколки с массами $M_1(A_1, Z_1)$, $M_2(A_2, Z_2)$ и энергиями связи $W_1(A_1, Z_1)$, $W_2(A_2, Z_2)$, то для энергии деления имеем выражение

$$\begin{aligned} E_{\text{дел}} &= M(A, Z)c^2 - [M_1(A_1, Z_1)c^2 + M_2(A_2, Z_2)c^2] = \\ &= W_1(A_1, Z_1) + W_2(A_2, Z_2) - W(A, Z), \end{aligned} \quad (8.3)$$

причем

$$A = A_1 + A_2, \quad Z = Z_1 + Z_2.$$

При анализе процесса деления удобно рассматривать ядро в модели жидкой капли и использовать формулу Вайцзеккера для энергии связи ядра. Для случая, когда ядро делится на два одинаковых осколка с $A_1 = A_2 = A/2$ и $Z_1 = Z_2 = Z/2$, пренебрегая незначительной энергией спаривания $\zeta A^{-3/4}$ и полагая $Z(Z-1) \approx Z^2$, получаем (слагаемые объемной энергии и энергии симметрии сокращаются)

$$\begin{aligned} E_{\text{дел}} &= 2W\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) - W(A, Z) \approx \\ &\approx [E_{\text{пов}}(A, Z) + E_{\text{кул}}(A, Z)] - 2\left[E_{\text{пов}}\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right) + E_{\text{кул}}\left(\frac{A}{2}, \frac{Z}{2}\right)\right] = \\ &= \beta \left[A^{2/3} - 2\left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} \right] + \gamma \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - 2\frac{(Z/2)^2}{(A/2)^{1/3}} \right] = \\ &= \beta A^{2/3}(1 - \sqrt[3]{2}) + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt[3]{4}}\right) \approx \\ &\approx 0,37 \cdot \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0,26 \cdot \gamma A^{2/3}. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Откуда следует, что деление энергетически выгодно ($E_{\text{дел}} > 0$) в том случае, когда

$$\left(0,37 \cdot \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0,26 \cdot \gamma A^{2/3}\right) > 0,$$

т. е. когда

$$\frac{Z^2}{A} > \frac{0,26 \beta}{0,37 \gamma} = \frac{0,26}{0,37} \cdot \frac{17,2}{0,72} \approx 17. \quad (8.5)$$

Величина Z^2/A называется *параметром деления*, $Z^2/A = 17$ для ядер с $A > 90$. Таким образом, деление энергетически выгодно для тяжелых ядер.

Из соотношения (8.4) следует, что энергия деления $E_{\text{дел}}$ определяется изменениями поверхностной ($E_{\text{пов}} = \beta A^{2/3}$) и кулоновской ($E_{\text{кул}} = \gamma Z(Z-1)/A^{1/3}$) энергий при переходе от начального ядра к двум его осколкам. В выражение (8.2) для энергии ядра входит сумма поверхностной и кулоновской энергий $E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}}$. При делении $E_{\text{пов}}$ возрастает, так как возрастает площадь ядерной поверхности (суммарная площадь поверхностей осколков больше площади поверхности начального ядра), а $E_{\text{кул}}$ уменьшается, так как увеличивается среднее расстояние между протонами. Для того чтобы при делении освобождалась энергия ($E_{\text{дел}} > 0$) необходимо, чтобы уменьшение $E_{\text{кул}}$ превышало увеличение $E_{\text{пов}}$. В рассмотренном выше примере деления ядра с $A = 240$ на два равных осколка уменьшение кулоновской энергии превышает увеличение поверхностной энергии примерно на 220 МэВ.

1.2. Продукты деления

Осколки — не единственный продукт деления. Отношение числа нейтронов к числу протонов в ядрах с $A = 240$ примерно 1,6, в то время как у стабильных ядер, имеющих массу, близкую к массе осколков, это отношение изменяется в пределах 1,25–1,45. Осколки в момент образования сильно перегружены нейтронами. Поэтому в осколках происходит β^- -распад, восстанавливающий баланс между числом нейтронов и протонов в ядре. Осколки испытывают последовательный β^- -распад, причем заряд первичного осколка может увеличиваться на 4–6 единиц.

Восстановление «нормального» соотношения числа нейтронов и протонов происходит также за счет вылета *мгновенных нейтронов деления*. Эти нейтроны испускаются движущимися осколками за время, меньшее, чем $4 \cdot 10^{-14}$ с. В среднем в каждом акте деления испускается 2–3 мгновенных нейтрона. Энергетический спектр мгновенных нейтронов непрерывный с максимумом около 1 МэВ (рис. 8.1). Испускание более одного нейтрона в каждом акте деления дает возможность получать энергию за счет цепной ядерной реакции деления.

Небольшая доля ($\approx 1\%$) нейтронов испускается с некоторым запаздыванием относительно момента деления (так называемые *запаздывающие нейтроны*). Время запаздывания достигает 1 мин. Запаздывающие нейтроны испускаются осколками после предварительного β^- -распада, оказавшимися в результате этого распада в состояниях с энергией возбуждения, превышающей энергию отделения нейтрона V_n . Для делящегося ядра любого вида имеется несколько групп запаздывающих нейтронов, различающихся периодами полураспада. Например, группа нейтронов с наибольшим периодом полураспада связана с образованием ядра ^{87}Br . Это ядро в результате β -распада ($t_{1/2} = 55,6$ с) образует ядро ^{87}Kr . В 70%

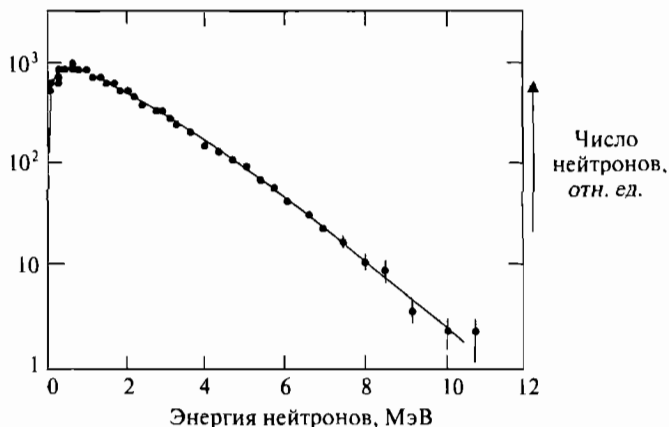


Рис. 8.1. Энергетический спектр нейтронов, испущенных при делении тепловыми нейтронами ядра ^{235}U

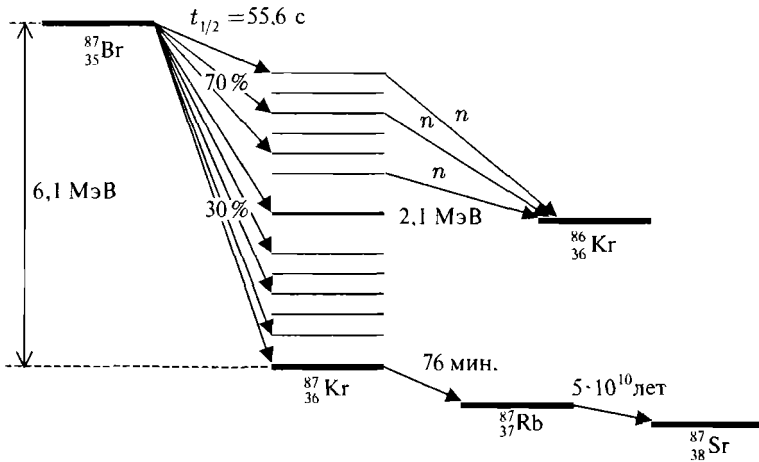


Рис. 8.2. Схема испускания запаздывающих нейтронов из ядра ^{87}Kr

случаев распада ядро ^{87}Kr образуется с энергией возбуждения больше $2,1$ МэВ, что достаточно для испускания нейтрона. В результате вылета нейтрона из ядра ^{87}Kr образуется стабильное ядро ^{86}Kr , имеющее полностью заполненную нейтронную оболочку с $N = 50$ (рис. 8.2).

Часть энергии деления уносится γ -квантами, которые испускают осколки сразу после вылета мгновенных нейтронов (мгновенное γ -излучение), а также γ -квантами, испускающимися после β -распада осколков (γ -излучение продуктов распада).

Как распределяется энергия деления между различными продуктами этого процесса? Как показывает нижеследующий пример, основная часть энергии деления освобождается в виде кинетической энергии осколков.

Пример. Показать, что основная часть энергии деления освобождается в виде кинетической энергии осколков.

Решение. Такой вывод следует из того, что кулоновская энергия двух соприкасающихся осколков приблизительно равна энергии деления. Под действием электрических сил отталкивания кулоновская энергия осколков переходит в их кинетическую энергию. Оценим величину кулоновской энергии соприкасающихся одинаковых осколков:

$$E_{\text{кул}} = \frac{(eZ)^2}{2R}, \quad (8.6)$$

где Z и R — заряд и радиус осколков. При делении урана ($A \approx 240$, $2Z = 92$) на два одинаковых осколка (симметричное деление), оценивая радиус каждого из них с помощью выражения $R = 1,2A^{1/3}$ Фм, получаем

$$E_{\text{кул}} = \frac{(4,8 \cdot 10^{-10} \text{СГСЕ} \cdot 46)^2}{2 \cdot 6 \cdot 10^{-13} \text{см} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{эрг/МэВ}} \approx 250 \text{ МэВ}. \quad (8.7)$$

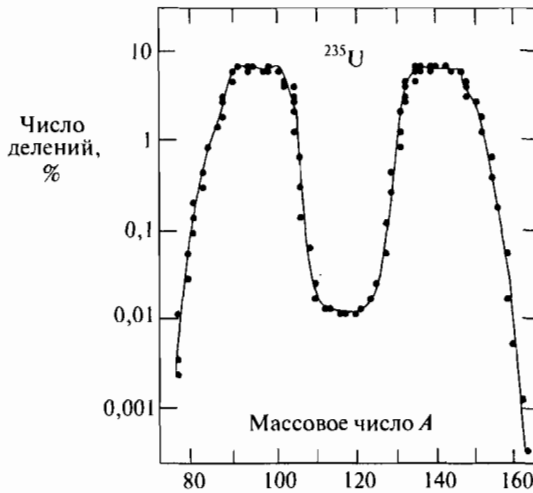
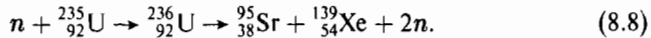


Рис. 8.3. Массовое распределение осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Характерной особенностью деления является то, что осколки, как правило, существенно различаются по массам, т. е. преобладает асимметричное деление. Так, в случае наиболее вероятного деления изотопа урана $^{235}_{92}\text{U}$ (его получают в реакции $n + ^{235}_{92}\text{U}$), отношение масс осколков равно 1,46. Тяжелый осколок имеет при этом массовое число 139 (ксенон), а легкий — 95 (стронций). С учетом испускания двух мгновенных нейтронов рассматриваемая реакция деления имеет вид



Распределение по массам осколков деления $^{235}_{92}\text{U}$ нейтронами тепловых энергий показано на рис. 8.3. Среди осколков деления наблюдались осколки в широком диапазоне A (72–161) и Z (30–65). Вероятность деления на два равных по массе осколка не равна нулю, хотя и незначительна.

Так, вероятность симметричного деления $^{235}_{92}\text{U}$ под действием тепловых нейтронов примерно на три порядка меньше, чем вероятность деления на осколки с $A = 139$ и 95. Капельная модель не исключает возможности асимметричного деления, однако не объясняет основных закономерностей такого деления. Асимметричное деление можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра. Ядро стремится разделиться таким образом, чтобы основная часть нуклонов каждого осколка образовала устойчивый магический остров.

При наиболее вероятном делении $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами легкий осколок ($A = 95$) приобретает кинетическую энергию ≈ 100 МэВ, а тяжелый ($A = 139$) — около 67 МэВ. Таким образом, суммарная кинетическая энергия осколков ≈ 167 МэВ. Полная энергия деления в данном случае составляет 200 МэВ. Таким образом, оставшаяся энергия (33 МэВ)

Таблица 8.1

Распределение энергии деления ^{235}U тепловыми нейтронами

Кинетическая энергия осколков	167 МэВ
Мгновенные нейтроны	5 МэВ
Электроны β -распада	5 МэВ
Антинейтрино β -распада	10 МэВ
Мгновенное γ -излучение	7 МэВ
γ -излучение продуктов распада	6 МэВ
Полная энергия деления	200 МэВ

распределяется между другими продуктами деления (нейтроны, электроны и антинейтрино β^- -распада осколков, γ -излучение осколков и продуктов их распада). Распределение энергии деления между различными продуктами при делении $^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами дано в табл. 8.1.

1.3. Механизм деления

Деление энергетически выгодно для ядер с $Z^2/A > 17$, т. е. для ядер с $A > 90$. Почему же большинство тяжелых ядер устойчиво по отношению к спонтанному делению? Ответ можно получить, рассматривая механизм деления.

В процессе деления форма ядра последовательно проходит через следующие стадии (рис. 8.4): шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два сферических осколка.

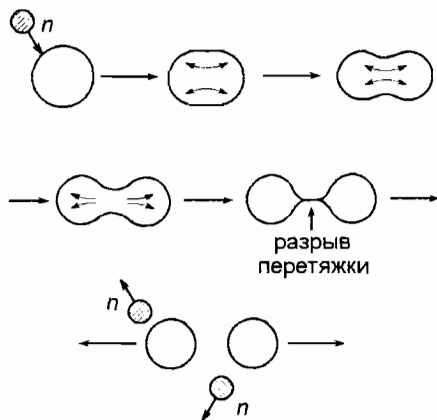


Рис. 8.4. Стадии процесса деления ядра после захвата нейтрона

Как меняется энергия ядра на различных стадиях деления? Изменение энергии определяется изменением суммы поверхностной и кулоновской энергий $E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}}$ начального ядра и осколков деления.

На рис. 8.5 показано, как изменяется $E_{\text{пов}}$, $E_{\text{кул}}$ и их сумма в зависимости от расстояния между центрами осколков при делении ^{236}U из основного состояния — ядра ксенона и стронция — радиусы соответственно 6,2 и 5,5 Фм, поэтому точка

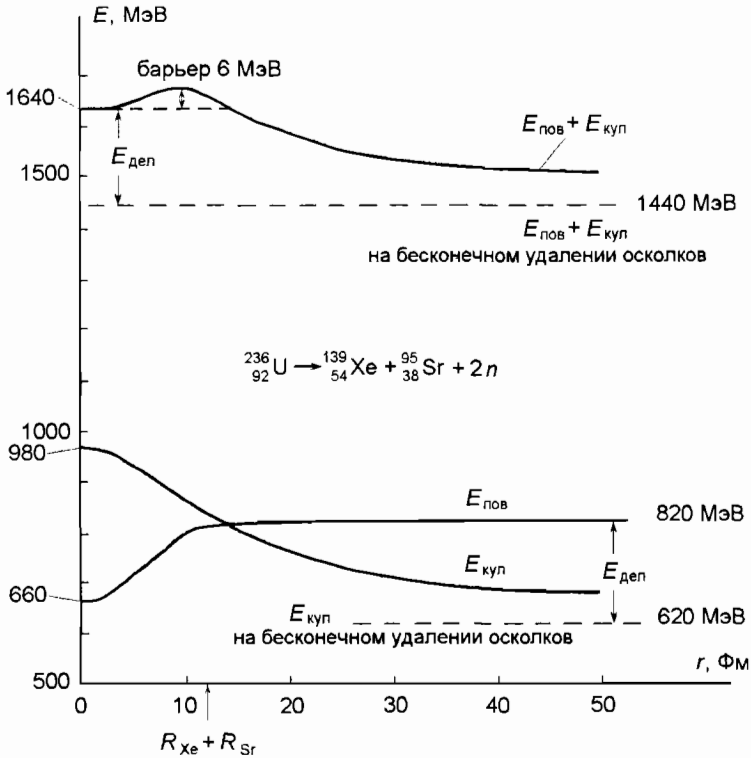


Рис. 8.5. Зависимость поверхностной и кулоновской энергий осколков деления и их суммы от расстояния между центрами осколков для наиболее вероятного варианта деления ^{236}U . Точка 12 Фм на оси расстояний отвечает сумме радиусов сферических осколков Xe и Sr, т. е. стадии необратимого разделения ядра на два осколка

$r \approx 12$ Фм на графике (рис. 8.5) соответствует практически соприкасающимся сферическим осколкам. Суммарная поверхностная энергия осколков $E_{\text{пов}}$ достигает при этом максимального значения

$$\begin{aligned}
 E_{\text{пов}}^{\text{max}} &= \beta(A_{\text{Xe}}^{2/3} + A_{\text{Sr}}^{2/3}) = 17,2(139^{2/3} + 95^{2/3}) \text{ МэВ} = \\
 &= (460 + 360) \text{ МэВ} = 820 \text{ МэВ}
 \end{aligned}
 \tag{8.9}$$

и при дальнейшем увеличении r не изменяется.

Суммарная кулоновская энергия $E_{\text{кул}}$ при $r > 12$ Фм складывается из суммы «внутренних» кулоновских энергий осколков

$$\gamma \left(\frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} + \frac{Z_2^2}{A_2^{1/3}} \right)$$

и энергии кулоновского взаимодействия осколков $e^2 Z_1 Z_2 / r$:

$$E_{\text{кул}}(r > 12 \text{ Фм}) = \gamma \left(\frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} + \frac{Z_2^2}{A_2^{1/3}} \right) + \frac{e^2 Z_{\text{Xe}} Z_{\text{Sr}}}{r} =$$

$$= (400 + 220) \text{ МэВ} + \frac{e^2 Z_{\text{Xe}} Z_{\text{Sr}}}{r} = 620 \text{ МэВ} + \frac{e^2 Z_{\text{Xe}} Z_{\text{Sr}}}{r}. \quad (8.10)$$

При бесконечном удалении осколков кулоновская энергия стремится к минимальному значению $E_{\text{кул}}^{\text{min}} = 620 \text{ МэВ}$, целиком определяемому суммой их кулоновских энергий. Найдем значение $E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}}$ в исходном ядре ^{236}U :

$$(E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}})_{\text{U}} = \beta A_{\text{U}}^{2/3} + \gamma \frac{Z_{\text{U}}^2}{A_{\text{U}}^{2/3}} = \left(17,2 \cdot 236^{2/3} + 0,72 \frac{92^2}{236^{1/3}} \right) \text{ МэВ} =$$

$$= (660 + 980) \text{ МэВ} = 1640 \text{ МэВ}. \quad (8.11)$$

Из (8.9), (8.10) и (8.11) следует, что при делении ^{236}U выделяется энергия

$$(E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}})_{\text{U}} - (E_{\text{пов}}^{\text{max}} + E_{\text{кул}}^{\text{min}})_{\text{U}} =$$

$$= 1640 - (820 + 620) \text{ МэВ} = 200 \text{ МэВ}. \quad (8.12)$$

$E_{\text{пов}} + E_{\text{кул}}$ при увеличении r от начального значения $r = 0$ сначала растёт, а затем уменьшается. Таким образом, возникает потенциальный барьер, препятствующий мгновенному (за характерное ядерной время $\approx 10^{-22}$ с) спонтанному делению исходного ядра из основного состояния. В случае ^{236}U величина барьера около 6 МэВ. Барьер возникает потому, что поверхностная энергия с увеличением r (при $r < 10 \text{ Фм}$) растёт быстрее, чем уменьшается кулоновская энергия.

Ядро ^{236}U в основном состоянии практически стабильно. Его период полураспада $2,3 \cdot 10^7$ лет. Если внести в ядро небольшую энергию, то оно может изменять форму от сферической до эллипсоидальной, совершая небольшие колебания относительно исходного «сферического» состояния. Однако при передаче ядру ^{236}U энергии, большей величины барьера (6 МэВ), изменение формы ядра становится необратимым.

При делении ^{235}U тепловыми нейтронами составное ядро ^{236}U получает энергию возбуждения, равную энергии отделения B_n нейтрона от ядра ^{236}U (кинетическая энергия теплового нейтрона — сотые доли электронвольта, и добавкой к энергии возбуждения ^{236}U этой величины можно пренебречь). Так как $B_n(^{236}\text{U}) = 6,5 \text{ МэВ}$, т. е. превышает барьер деления, то ^{236}U делится. Вынужденное деление может быть вызвано не только нейтронами, но и другими частицами, но использование нейтронов выгоднее, так как их захвату ядром не препятствует кулоновский барьер и эффективное сечение захвата нейтронов велико.

Рассмотрение динамики деления позволяет понять, как изменяется величина барьера деления при изменении массового числа A и заряда ядра Z . Для этого достаточно проследить, как изменяются поверхностная

и кулоновская энергии при малых значениях r , т. е. при небольших отклонениях формы исходного ядра от сферической. Пусть ядро принимает форму вытянутого аксиально-симметричного эллипсоида, причем отклонение от исходной сферической формы незначительно (случай малых деформаций). Тогда, при условии, что объем ядра не изменяется (ядерная материя практически несжимаема), величины малой и большой осей ядерного эллипсоида даются выражениями

$$a = \frac{R}{\sqrt{1 + \varepsilon}}, \quad b = R(1 + \varepsilon), \quad (8.13)$$

где R — радиус исходного ядра, а ε — малый параметр. Действительно, объемы эллипсоида и сферы при этом будут равными:

$$\frac{4}{3}\pi ba^2 = \frac{4}{3}\pi R^3.$$

Поверхностная и кулоновская энергии ядерного эллипсоида могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_{\text{пов}} &= \beta A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right), \\ E_{\text{кул}} &= \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 + \dots \right). \end{aligned} \quad (8.14)$$

Отсюда следует, что изменение полной энергии ядра при переходе от сферической формы к эллипсоиду определяется соотношением

$$\Delta E = \frac{1}{5}\varepsilon^2 \left(2\beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right). \quad (8.15)$$

Барьер возникает тогда, когда $\Delta E > 0$, т. е. при

$$\frac{Z^2}{A} < \frac{2\beta}{\gamma} \approx 48, \quad (8.16)$$

причем высота барьера тем меньше, чем меньше выражение в скобках (8.15), т. е. чем больше параметр деления Z^2/A .

На рис. 8.6 показана зависимость формы и высоты барьера деления, а также энергии деления от величины параметра Z^2/A .

При $Z^2/A \approx 48$ барьер деления исчезает и ядра с таким или бóльшим параметром деления неустойчивы к мгновенному (за время $\approx 10^{-22}$ с) спонтанному делению. Спонтанное деление ограничивает область существования устойчивых или долгоживущих ядер со стороны больших значений Z и A . Так, например, $Z^2/A = 48$ для ядра с $A = 270$ и $Z = 114$. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра деления Z^2/A , т. е. с уменьшением высоты барьера. В целом период спонтанного деления уменьшается при переходе от менее тяжелых ядер к более тяжелым от $t_{1/2} \approx 10^{20}$ лет для ${}_{90}^{232}\text{Th}$ (торий) до 6 мкс для ${}_{102}^{250}\text{No}$ (нобелий).

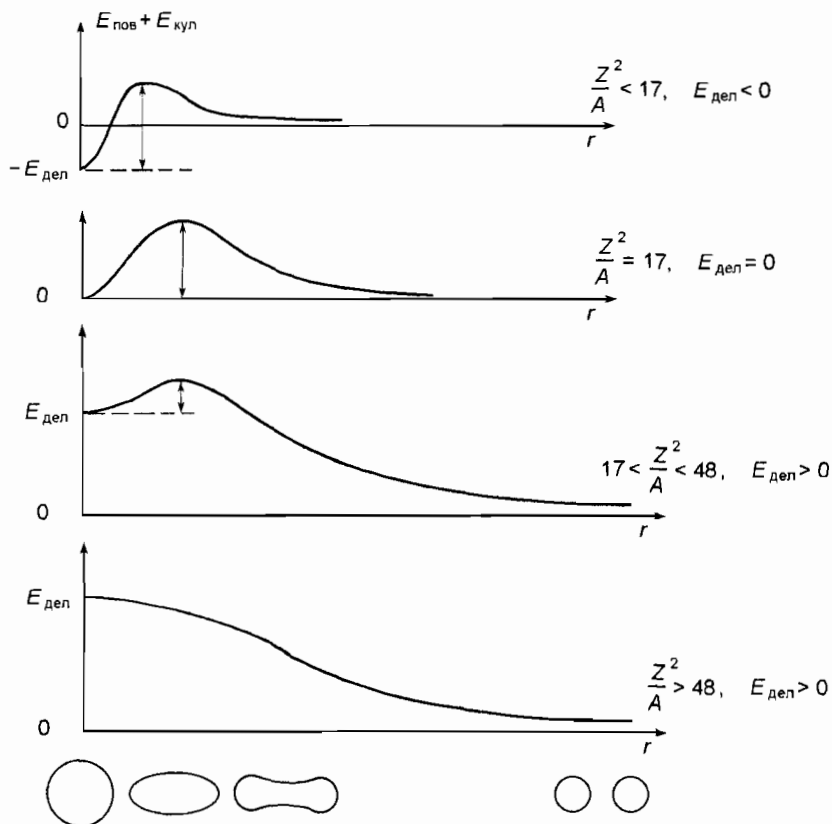


Рис. 8.6. Зависимость формы и высоты потенциального барьера, а также энергии деления от величины параметра Z^2/A . Двусторонняя вертикальная стрелка показывает высоту барьера деления

Зависимость периода полураспада $t_{1/2}$ спонтанного деления от высоты барьера деления столь же резкая, как и при α -распаде.

То, что при делении каждого ядра испускается больше одного (обычно 2–5) нейтрона, открывает возможность осуществления цепной реакции деления. Если большинство нейтронов будет захватываться ядрами делящегося вещества и вызывать их деление, то на каждом следующем шаге количество актов деления будет увеличиваться в 2–3 раза по сравнению с предыдущим, что приведет к стремительному (взрывному) возрастанию со временем выделяющейся энергии. Это происходит при взрыве атомной бомбы.

Скоростью цепной реакции деления можно управлять, добиваясь сравнительно медленного и постоянного энерговыделения. Это осуществляется в ядерных реакторах.

§ 2. Цепная реакция деления

Рассмотрим механизм цепной реакции деления. При делении тяжелых ядер под действием нейтронов возникают новые нейтроны. Например, при каждом делении ядра урана ${}_{92}^{235}\text{U}$ в среднем возникает 2,4 нейтрона. Часть этих нейтронов снова может вызвать деление ядер. Допустим, что в новую реакцию деления вступают в среднем 2 нейтрона. Тогда в k -м «поколении» из одного нейтрона в среде образуются 2^k новых. Такой лавинообразный процесс называется цепной реакцией.

Цепная реакция деления идет в среде, в которой происходит процесс размножения нейтронов. Такая среда называется активной средой. Важнейшей физической величиной, характеризующей интенсивность размножения нейтронов, является коэффициент размножения нейтронов k_∞ . Коэффициент размножения равен отношению количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем поколении. Индекс ∞ указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Аналогично величине k_∞ определяется коэффициент k размножения нейтронов в физической системе конечных размеров. Коэффициент k является характеристикой конкретной установки.

В делящейся среде конечных размеров часть нейтронов будет уходить из активной зоны наружу. Поэтому коэффициент k зависит от вероятности P для нейтрона не уйти из активной зоны.

По определению

$$k = k_\infty \cdot P. \quad (8.17)$$

Величина P зависит от состава активной зоны, ее размеров, формы, а также от того, в какой степени вещество, окружающее активную зону, отражает нейтроны.

С возможностью ухода нейтронов за пределы активной зоны связаны важные понятия критической массы и критических размеров. Критическим размером называется размер активной зоны, при котором $k = 1$. Критической массой называется масса активной зоны критических размеров. При массе ниже критической размножение нейтронов не происходит, даже если $k_\infty > 1$. Наоборот, заметное превышение критической массы ведет к неуправляемой реакции — взрыву.

Если в первом поколении имеется N нейтронов, то в n -м поколении их будет Nk^n . Поэтому при $k = 1$ цепная реакция идет стационарно, при $k < 1$ реакция гаснет, а при $k > 1$ интенсивность реакции нарастает. При $k = 1$ режим реакции называется критическим, при $k > 1$ — надкритическим и при $k < 1$ — подкритическим.

Время жизни нейтронов τ одного поколения сильно зависит от свойств среды и имеет порядок от 10^{-4} до 10^{-8} с. Из-за малости этого времени для осуществления управляемой цепной реакции надо с большой точностью поддерживать равенство $k = 1$, так как, скажем, при $k = 1,01$ система почти мгновенно взорвется. Посмотрим, какими факторами определяются коэффициенты k_∞ и k .

Таблица 8.2

Значения ν , η для делящихся изотопов

Ядро		$^{233}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Pu}$
Тепловые нейтроны ($E = 0,025$ эВ)	ν	2,52	2,47	2,91
	η	2,28	2,07	2,09
Быстрые нейтроны ($E = 1$ МэВ)	ν	2,7	2,65	3,0
	η	2,45	2,3	2,7

Первой величиной, определяющей k_{∞} (или k), является среднее число ν нейтронов, испускаемых в одном акте деления. Число ν зависит от вида горючего и от энергии нейтрона, вызывающего деление. В табл. 8.2 приведены значения ν основных изотопов ядерной энергетики как для тепловых, так и для быстрых ($E > 1$ МэВ) нейтронов.

При столкновении нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват нейтрона (n, γ). Этот процесс будет конкурировать с делением (реакцией (n, f)) и тем самым уменьшать коэффициент размножения. Отсюда вытекает, что второй физической величиной, влияющей на коэффициенты k_{∞} и k , является вероятность деления при захвате нейтрона ядром делящегося изотопа. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов, очевидно, равна

$$\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}, \quad (8.18)$$

где σ_{nf} , $\sigma_{n\gamma}$ — соответственно сечения реакций деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов на акт деления, так и вероятности радиационного захвата вводится коэффициент η , равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}. \quad (8.19)$$

Величина η зависит от вида горючего и от энергии нейтронов. Значения η для изотопов $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ для тепловых и быстрых нейтронов приведены в той же табл. 8.2. Величина η является важнейшей характеристикой ядер горючего. Цепная реакция может идти только при $\eta > 1$. Качество ядерного горючего тем выше, чем больше значение η .

Качество ядерного горючего определяется также его доступностью. В природе встречаются только три изотопа, которые могут служить ядерным топливом или сырьем для его получения. Это изотоп тория $^{232}_{90}\text{Th}$ и изотопы урана $^{238}_{92}\text{U}$ и $^{235}_{92}\text{U}$. Из них в первых двух изотопах цепная реакция не происходит, но они могут быть переработаны в изотопы, на которых можно осуществить цепную реакцию деления. На изотопе $^{235}_{92}\text{U}$

возможна цепная реакция деления. В земной коре тория в несколько раз больше, чем урана. Природный торий практически состоит только из одного изотопа $^{232}_{90}\text{Th}$. Природный уран в основном содержит изотоп $^{238}_{92}\text{U}$ и только 0,7 % изотопа $^{235}_{92}\text{U}$.

На практике крайне важен вопрос об осуществимости цепной реакции на естественной смеси изотопов урана, в которой на одно ядро $^{235}_{92}\text{U}$ приходится примерно 140 ядер $^{238}_{92}\text{U}$. Покажем, что в естественной смеси изотопов на тепловых нейтронах реакция возможна, а на быстрых — нет. Для рассмотрения цепной реакции на тепловых нейтронах в естественной смеси удобно ввести величину $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} = \sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238}, \quad (8.20)$$

где верхний индекс указывает массовое число соответствующего изотопа урана. Вероятность того, что нейтрон, поглотившись в естественной смеси, вызовет деление, равна

$$\frac{\sigma_{nf}^{235}}{\bar{\sigma}} = \frac{\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238}}.$$

Умножив эту вероятность на число ν нейтронов, образующихся в среднем при делении одного ядра, мы получим по аналогии с (8.19) коэффициент $\eta^{\text{ест}}$ для естественной смеси:

$$\eta^{\text{ест}} = \frac{\nu\sigma_{nf}^{235}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140\sigma_{n\gamma}^{238}}. \quad (8.21)$$

Для тепловых нейтронов $\nu = 2,47$, $\sigma_{nf}^{235} = 580$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} = 112$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{238} = 2,8$ барн (обратите внимание на малую величину последнего сечения). Подставив эти цифры в (8.21), получим, что для тепловых нейтронов в естественной смеси

$$\eta_{\text{тепл}}^{\text{ест}} = 1,32 > 1. \quad (8.22)$$

Это означает, что 100 тепловых нейтронов, поглотившись в естественной смеси, создадут 132 новых нейтрона. Отсюда прямо следует, что цепная реакция на тепловых нейтронах на естественном уране в принципе возможна. Но только в принципе, потому что для реального осуществления цепной реакции надо уметь с малыми потерями замедлять образующиеся при делении нейтроны с энергией от нескольких МэВ до тепловых.

Для быстрых нейтронов $\nu = 2,65$, $\sigma_{nf}^{235} = 1,2-1,3$ барн, $\sigma_{n\gamma}^{235} \approx \sigma_{n\gamma}^{238} \approx 0,1$ барн. Если учитывать деление только изотопа $^{235}_{92}\text{U}$, получим

$$\eta_{\text{быстр}}^{235} \approx 0,03. \quad (8.23)$$

Но надо еще учесть, что быстрые нейтроны с энергиями больше 1,4 МэВ могут с заметной относительной интенсивностью делить и ядра изотопа $^{238}_{92}\text{U}$, которого в естественной смеси гораздо больше. При делении $^{238}_{92}\text{U}$ коэффициент ν равен примерно 2,5. В спектре деления примерно 60 %

нейтронов имеют энергии выше эффективного порога 1,4 МэВ деления ${}^{238}_{92}\text{U}$. Но из этих 60 % нейтронов только один нейтрон из 5 успевает вызвать деление ${}^{238}_{92}\text{U}$, не замедлившись до энергии ниже пороговой за счет упругого и особенно неупругого рассеяния. Отсюда, учитывая, что для быстрых нейтронов $\sigma_{nf}^{238} \approx 0,6$ барн, для коэффициента $\eta_{\text{быстр}}^{238}$ получается оценка

$$\eta_{\text{быстр}}^{238} = \frac{140 \cdot \nu \sigma_{nf}^{238}}{\sigma_{nf}^{235} + \sigma_{n\gamma}^{235} + 140(\sigma_{nf}^{238} + \sigma_{n\gamma}^{238})} \cdot 0,6 \cdot \frac{1}{5} \approx 0,3. \quad (8.24)$$

Полный коэффициент $\eta_{\text{быстр}}^{\text{ест}}$ для реакции деления на быстрых нейтронах в естественной смеси изотопов урана равен сумме:

$$\eta_{\text{быстр}}^{\text{ест}} = \eta_{\text{быстр}}^{235} + \eta_{\text{быстр}}^{238} \approx 0,33 < 1. \quad (8.25)$$

Таким образом, на быстрых нейтронах цепная реакция в естественной смеси изотопов ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{238}_{92}\text{U}$ идти не может. Экспериментально установлено, что для чистого металлического урана коэффициент размножения может достигать значения единицы при обогащении изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$ выше 5,56 %. Практически оказывается, что реакцию на быстрых нейтронах можно поддерживать лишь в обогащенной смеси, содержащей не меньше 15 % изотопа ${}^{235}_{92}\text{U}$.

Итак, для осуществления цепной реакции деления урана быстрыми нейтронами естественную смесь изотопов урана нужно обогащать изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$. Это обогащение является сложным и дорогим процессом из-за того, что химические свойства обоих изотопов почти одинаковы. Приходится использовать небольшие различия в скоростях химических реакций, диффузии и т. д., возникающие вследствие различия масс изотопов. Цепную реакцию на ${}^{235}_{92}\text{U}$ практически всегда осуществляют в среде с большим содержанием ${}^{238}_{92}\text{U}$. Часто используется естественная смесь изотопов урана, для которой $\eta = 1,32$ в области тепловых нейтронов, так как и в этом случае ${}^{238}_{92}\text{U}$ оказывается полезным. Дело в том, что изотоп ${}^{238}_{92}\text{U}$ делится нейтронами с энергией выше 1 МэВ и это деление приводит к небольшому дополнительному размножению нейтронов.

Сравним цепные реакции деления на тепловых и быстрых нейтронах. Для тепловых нейтронов сечения захвата велики и сильно изменяются при переходе от одного ядра к другому. На ядрах некоторых элементов (например, на кадмии) эти сечения в сотни и более раз превосходят сечения захвата нейтронов на ${}^{235}_{92}\text{U}$. Поэтому к активной зоне установок на тепловых нейтронах предъявляются требования высокой чистоты по отношению к некоторым примесям. Для быстрых нейтронов все сечения захвата малы и не сильно отличаются друг от друга, так что проблемы высокой чистоты материалов не возникает.

Важное отличительное свойство реакций на тепловых нейтронах состоит в том, что в активной зоне реакции топливо разбавлено значительно сильнее, т. е. на одно ядро топлива приходится значительно больше не участвующих в делении ядер, чем в реакции на быстрых нейтронах.

Например, в реакции на тепловых нейтронах на природном уране на одно ядро топлива ${}_{92}^{235}\text{U}$ приходится 140 ядер сырья ${}_{92}^{238}\text{U}$, а в «быстрой реакции» на одно ядро ${}_{92}^{235}\text{U}$ может приходится не более пяти-шести ядер ${}_{92}^{238}\text{U}$. Разбавленность топлива в «тепловой реакции» приводит к тому, что одна и та же энергия в «тепловой реакции» выделяется в значительно большем объеме вещества, чем в «быстрой». Тем самым из активной зоны тепловой реакции легче отводить тепло, что позволяет осуществлять эту реакцию с большей интенсивностью, чем быструю.

Время жизни нейтронов одного поколения для быстрой реакции на несколько порядков меньше, чем для тепловой. Поэтому скорость протекания быстрой реакции может заметно измениться через очень короткое время после изменения физических условий в активной зоне. При нормальной работе реактора этот эффект несуществен, поскольку в этом случае режим работы определяется временами жизни *запаздывающих*, а не мгновенных нейтронов.

В однородной среде, состоящей только из делящихся изотопов, коэффициент размножения был бы равен η . Однако в реальных ситуациях, кроме делящихся ядер, всегда присутствуют другие, неделящиеся. Эти посторонние ядра будут захватывать нейтроны и тем самым влиять на коэффициент размножения. Отсюда следует, что третьей величиной, определяющей коэффициенты k_{∞} , k , является вероятность того, что нейтрон не будет захвачен одним из неделящихся ядер. В реальных установках «посторонний» захват идет на ядрах замедлителя, на ядрах различных элементов конструкции, а также на ядрах продуктов деления.

Для осуществления цепной реакции на медленных нейтронах в активную зону вводят специальные вещества — замедлители, которые превращают быстрые нейтроны деления в тепловые. На практике цепная реакция на тепловых нейтронах осуществляется на естественном или слегка обогащенном изотопом ${}_{92}^{235}\text{U}$ уране. Присутствие большого количества изотопа ${}_{92}^{238}\text{U}$ в активной зоне усложняет процесс замедления и предъявляет высокие требования к качеству замедлителя. Жизнь одного поколения нейтронов в активной зоне с замедлителем приблизительно можно разбить на две стадии: замедление до тепловых энергий и диффузия с тепловыми скоростями до поглощения. Для того чтобы основная часть нейтронов успела замедлиться без поглощения, необходимо выполнение условия

$$\frac{\sigma_{\text{расс}}}{\sigma_{\text{захв}}} \gg n, \quad (8.26)$$

где $\sigma_{\text{расс}}$, $\sigma_{\text{захв}}$ — усредненные по энергиям сечения соответственно упругого рассеяния и захвата, а n — число столкновений нейтрона с ядрами замедлителя, необходимое для достижения тепловой энергии. При упругом рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии E при одном столкновении определяется соотношением

$$E = \left(1 - \frac{2A}{(A+1)^2}\right) E_0,$$

где E_0 — энергия нейтрона до столкновения. Число n быстро растет с ростом массового числа замедлителя. Для урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ число n имеет порядок нескольких тысяч. А отношение $\sigma_{\text{расс}}/\sigma_{\text{захв}}$ для этого изотопа даже в сравнительно благоприятной области энергий быстрых нейтронов не превышает 50. Особенно «опасна» в отношении захвата нейтронов так называемая резонансная область от 1 эВ до 10 кэВ. В этой области полное сечение взаимодействия нейтрона с ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$ имеет большое число интенсивных резонансов (рис. 8.7).

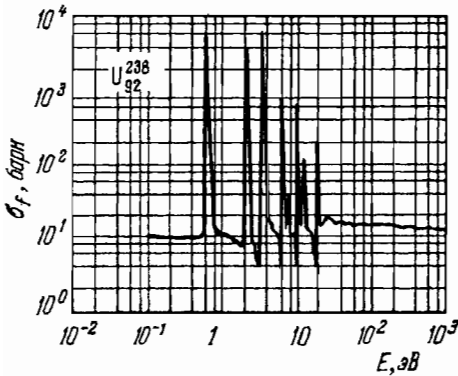


Рис. 8.7. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами изотопа урана ${}^{238}\text{U}$ в резонансной области энергий

При низких энергиях радиационные ширины превышают нейтронные. Поэтому в области резонансов отношение $\sigma_{\text{расс}}/\sigma_{\text{захв}}$ становится даже меньше единицы. Это означает, что при попадании в область одного из резонансов нейтрон поглощается практически со стопроцентной вероятностью. А так как замедление на таком тяжелом ядре, как уран, идет «мелкими шагами», то при прохождении через резонансную область замедляющийся нейтрон обязательно «наткнется» на один из резонансов и поглотится. Отсюда следует, что на естественном уране без посторонних примесей цепную реакцию осуществить нельзя:

на быстрых нейтронах реакция не идет из-за малости коэффициента η , а тепловые нейтроны не успевают образоваться из-за большой величины сечения радиационного захвата в резонансной области энергий. Для того чтобы избежать резонансного захвата нейтрона, надо использовать для замедления очень легкие ядра, на которых замедление идет «крупными шагами», что резко увеличивает вероятность благополучного «проскакивания» нейтрона через резонансную область энергий (рис. 8.8).

Наилучшими элементами-замедлителями являются такие легкие элементы, как водород, дейтерий, бериллий, углерод. Поэтому используемые на практике замедлители в основном сводятся к тяжелой воде, бериллию, окиси бериллия, графиту, а также обычной воде, которая замедляет нейтроны не хуже тяжелой воды, но поглощает их в гораздо большем количестве. Замедлитель должен быть хорошо очищен. Заметим, что для осуществления реакции на тепловых нейтронах замедлителя должно быть в десятки, а то и в сотни раз больше, чем урана, чтобы предотвратить резонансный захват нейтронов ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Замедляющие свойства активной среды приближенно могут быть описаны тремя величинами: вероятностью нейтрону избежать поглощения замедлителем во время замедления, вероятностью p избежать резонансного

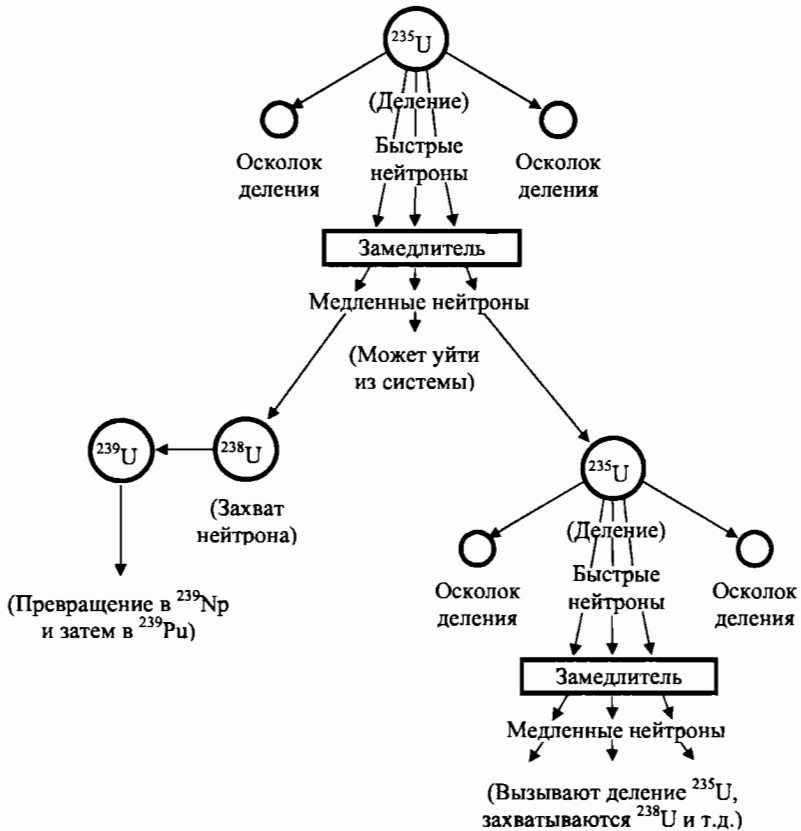


Рис. 8.8. Схема цепной реакции деления в среде с замедлителем

захвата ядрами $^{238}_{92}\text{U}$ и вероятностью f тепловому нейтрону поглотиться ядром горючего, а не замедлителя. Величина f называется обычно коэффициентом теплового использования. Точный расчет этих величин сложен. Обычно для их вычисления пользуются приближенными полуэмпирическими формулами.

Величины p и f зависят не только от относительного количества замедлителя, но и от геометрии его размещения в активной зоне. Активная зона, состоящая из однородной смеси урана и замедлителя, называется гомогенной, а система из чередующихся блоков урана и замедлителя называется гетерогенной (рис. 8.9).

Качественно гетерогенная система отличается от гомогенной тем, что в ней образовавшийся в уране быстрый нейтрон успевает уйти в замедлитель, не достигнув резонансных энергий. Дальнейшее замедление идет уже в чистом замедлителе. Это повышает вероятность p избежать резонанс-

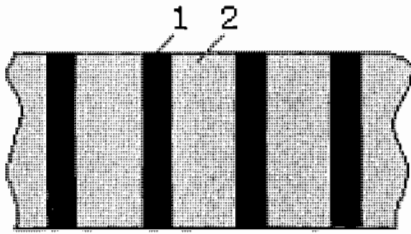


Рис. 8.9. Схема расположения ядерного горючего и замедлителя в активной зоне гетерогенной системы: 1 — блоки ядерного горючего, 2 — замедлитель

ного захвата. Таким образом

$$p_{\text{гет}} > p_{\text{гом}}.$$

С другой стороны, наоборот, став тепловым в замедлителе, нейтрон должен для участия в цепной реакции продифундировать, не поглотившись в чистом замедлителе, до его границы. Поэтому коэффициент теплового использования f в гетерогенной среде ниже, чем в гомогенной:

$$f_{\text{гет}} < f_{\text{гом}}.$$

Для оценки коэффициента размножения k_{∞} теплового реактора используется приближенная формула четырех сомножителей

$$k_{\infty} = \eta p f \epsilon. \quad (8.27)$$

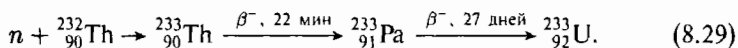
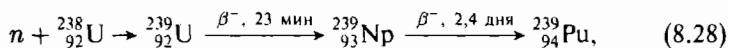
Первые три сомножителя уже были рассмотрены ранее. Величина ϵ называется коэффициентом размножения на быстрых нейтронах. Этот коэффициент вводится для того, чтобы учесть, что часть быстрых нейтронов может произвести деление, не успев замедлиться. По своему смыслу коэффициент ϵ всегда превышает единицу. Но это превышение обычно невелико. Типичным для тепловых реакций является значение $\epsilon = 1,03$. Для быстрых реакций формула четырех сомножителей неприменима, так как каждый коэффициент зависит от энергии и разброс по энергиям при быстрых реакциях очень велик.

Поскольку величина η определяется видом топлива, а величина ϵ для медленных реакций почти не отличается от единицы, то качество конкретной активной среды определяется произведением pf . Так, преимущество гетерогенной среды перед гомогенной количественно проявляется в том, что, например, в системе, в которой на одно ядро естественного урана приходится 215 ядер графита, произведение pf равно 0,823 для гетерогенной среды и 0,595 для гомогенной. А так как для естественной смеси $\eta = 1,32$, то мы и получим, что для гетерогенной среды $k_{\infty} > 1$, а для гомогенной $k_{\infty} < 1$.

Для практического осуществления стационарно текущей цепной реакции надо уметь этой реакцией управлять. Управление существенно упрощается, благодаря образованию при делении запаздывающих нейтронов. Подавляющее большинство нейтронов вылетает из ядра практически мгновенно (т. е. за время, на много порядков меньшее времени жизни поколения нейтронов в активной зоне), но несколько десятых процента нейтронов являются запаздывающими и вылетают из ядер-осколков через довольно большой промежуток времени — от долей секунды до нескольких десятков секунд. Качественно влияние запаздывающих нейтронов можно пояснить так. Пусть коэффициент размножения мгновенно возрос

от подкритического значения до такого надкритического, что $k < 1$ при отсутствии запаздывающих нейтронов. Тогда, очевидно, цепная реакция начнется не сразу, а лишь после вылета запаздывающих нейтронов. Тем самым процесс течения реакции будет регулируемым, если время срабатывания регулирующих устройств будет меньше сравнительно большого времени испускания запаздывающих нейтронов, а не очень малого времени развития цепной реакции. Доля запаздывающих нейтронов в ядерных горючих колеблется от 0,2 до 0,7 %. Среднее время жизни запаздывающих нейтронов ≈ 10 с.

Захват нейтронов не участвующими в цепной реакции ядрами снижает интенсивность реакции, но может быть полезным в отношении образования новых делящихся изотопов. Так, при поглощении нейтронов изотопами урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ и тория ${}^{232}_{90}\text{Th}$ образуются (через два последовательных β -распада) изотопы плутония ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ и урана ${}^{233}_{92}\text{U}$, являющиеся ядерным горючим:



Эти две реакции открывают реальную возможность *воспроизводства* ядерного горючего в процессе цепной реакции. В идеальном случае, т. е. при отсутствии ненужных потерь нейтронов, на воспроизводство может идти в среднем $\eta - 1$ нейтронов на каждый акт поглощения нейтрона ядром горючего.

§ 3. Ядерный реактор

Реактором называется устройство, в котором поддерживается управляемая цепная реакция деления. При работе реактора происходит выделение тепла за счет экзотермической реакции деления. Основной характеристикой реактора является его мощность — количество тепловой энергии, выделяющейся в единицу времени. Мощность реактора измеряется в мегаваттах. Мощность в 1 МВт соответствует цепной реакции, в которой происходит $3 \cdot 10^{16}$ актов деления в секунду. Имеется большое количество разных типов реакторов. Одна из типичных схем теплового реактора изображена на рис. 8.10.

Основной частью реактора является активная зона, в которой протекает реакция деления, что приводит к выделению энергии. В тепловых реакторах активная зона состоит из горючего, как правило, смешанного с неделящимся изотопом (обычно ${}^{238}_{92}\text{U}$) и из замедлителя. В активной зоне реакторов на быстрых нейтронах замедлителя нет.

Объем активной зоны варьируется от десятых долей литра в некоторых реакторах на быстрых нейтронах до десятков кубометров в больших тепловых реакторах. Для уменьшения утечки нейтронов активной зоне

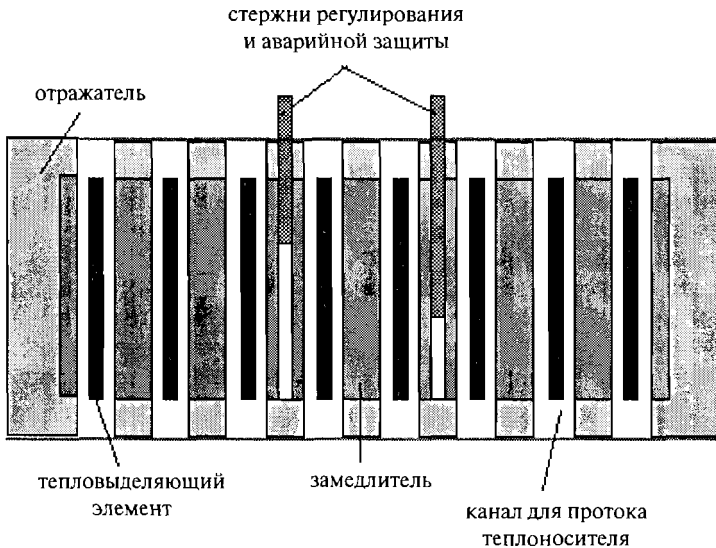


Рис. 8.10. Схема гетерогенного теплового реактора

придают сферическую или близкую к сферической форму (например, цилиндр с высотой, примерно равной диаметру, или куб).

В зависимости от относительного расположения горючего и замедлителя различают гомогенные и гетерогенные реакторы. Примером гомогенной активной зоны может служить раствор уранил-сульфатной соли и U_2SO_4 в обычной или тяжелой воде. Более распространены гетерогенные реакторы. В гетерогенных реакторах активная зона состоит из замедлителя, в который помещаются кассеты, содержащие горючее. Поскольку энергия выделяется именно в этих кассетах, их называют *тепловыделяющими элементами* или сокращенно *ТВЭлами*. Для управления реактором в активную зону реактора вводят стержни регулирования и аварийной защиты. Эти стержни содержат материал с большим сечением захвата тепловых нейтронов. Активная зона с отражателем часто заключается в стальной кожух.

§ 4. Роль запаздывающих нейтронов в управлении ядерным реактором

Рассмотрим сначала развитие во времени цепной реакции без учета запаздывающих нейтронов. Пусть в системе с коэффициентом размножения k среднее время жизни нейтронов одного поколения равно T . Тогда за единицу времени число нейтронов N изменится в $(k - 1)/T$ раз, т. е.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k - 1)}{T}, \quad (8.30)$$

откуда

$$N = N_0 e^{t/\tau_0},$$

где N_0 — начальное число нейтронов и

$$\tau_0 = \frac{T}{k - 1}.$$

Величина T лежит в пределах 10^{-4} – 10^{-5} с для медленных реакций и 10^{-7} – 10^{-8} с для быстрых. Отсюда видно, что даже в самом благоприятном для управления случае ($T = 10^{-4}$ с) количество нейтронов возрастет в 100 раз при $k - 1 = 10^{-4}$ за 4,6 с, а при $k - 1 = 10^{-3}$ за 0,46 с. Но такое увеличение интенсивности реакции ведет к перегреву установки и выходу ее из строя. Для быстрых реакций перегрев развивается значительно быстрее и поэтому еще более опасен.

Посмотрим теперь, что дает учет запаздывающих нейтронов. Для простоты будем считать, что среднее время жизни $T_{\text{зап}}$ запаздывающих нейтронов одинаково для всех осколков. Полный коэффициент размножения k в этом случае можно представить в виде суммы

$$k = k_{\text{мгн}} + k_{\text{зап}} \quad (8.31)$$

коэффициентов размножения соответственно на мгновенных и запаздывающих нейтронах. Если доля запаздывающих нейтронов равна β , то

$$k_{\text{зап}} = \beta k, \quad k_{\text{мгн}} = (1 - \beta)k. \quad (8.32)$$

Уравнение (8.30) теперь заменится системой уравнений

$$\frac{dN}{dt} = \frac{k_{\text{мгн}} - 1}{T} N + \frac{C}{T_{\text{зап}}}, \quad \frac{dC}{dt} = \frac{k_{\text{зап}}}{T} N - \frac{C}{T_{\text{зап}}}, \quad (8.33)$$

где через C обозначено число осколков, способных к испусканию запаздывающих нейтронов. Первое из уравнений (8.33) отражает тот факт, что число нейтронов изменяется за счет испускания мгновенных нейтронов ($k_{\text{мгн}}$ мгновенных нейтронов на один поглощенный) и за счет распада осколков, испускающих запаздывающие нейтроны. Смысл второго уравнения состоит в том, что изменение числа ядер, испускающих запаздывающие нейтроны, обусловлено рождением в среднем $k_{\text{зап}}$ ядер при захвате одного нейтрона и распадом этих ядер.

Исследование системы (8.33) начнем с критического режима, в котором по определению $k = 1$, $k_{\text{зап}} = \beta$, т. е. $k_{\text{мгн}} = 1 - \beta$. В этом случае система имеет стационарное решение $dN/dt = dC/dt = 0$, для которого

$$C_{\text{кр}} = \beta N_{\text{кр}} \frac{T_{\text{зап}}}{T}. \quad (8.34)$$

Доля запаздывающих нейтронов в ядерных горючих колеблется от 0,2 до 0,7 %. Среднее время жизни запаздывающих нейтронов составляет приблизительно 10 с (на самом деле имеется несколько разных нейтронно-активных осколков с временами жизни от долей секунды до минуты; это

усложнение делает расчет более громоздким, но не меняет качественных выводов). Отсюда следует, что во всех реальных случаях

$$\beta T_{\text{зап}} \gg T,$$

так что

$$C_{\text{кр}} \gg N_{\text{кр}}. \quad (8.35)$$

Этот результат может показаться парадоксальным: в активной зоне при протекании стационарной цепной реакции ядер, испускающих запаздывающие нейтроны, как минимум на два порядка больше, чем нейтронов. Ядра, испускающие запаздывающие нейтроны, рождаются в сотни раз реже, чем нейтроны, но зато живут в десятки тысяч, а то и в миллионы раз дольше. Уже отсюда видно, что роль запаздывающих нейтронов в кинетике цепной реакции оказывается весьма важной.

Скорость нарастания интенсивности цепной реакции вообще не зависит от времени жизни одного поколения нейтронов и практически определяется только запаздывающими нейтронами. Поскольку величина $\beta T_{\text{зап}}$ имеет порядок $5 \cdot 10^{-2}$ с, то ясно, что наличие запаздывающих нейтронов по крайней мере на два порядка снижает скорость нарастания интенсивности. Например, при $k - 1 = 10^{-3}$ за 0,5 с число нейтронов увеличится уже не в сто раз (см. выше), а лишь на 10 %.

Таким образом, наличие запаздывающих нейтронов решающим образом упрощает проблему регулирования скорости протекания цепной реакции, причем не только на тепловых, но и на быстрых нейтронах.

§ 5. Ядерный взрыв

В отличие от ядерных реакторов, в которых происходит регулируемая ядерная реакция деления, при ядерном взрыве происходит экспоненциально быстрое освобождение большого количества ядерной энергии, продолжающееся до тех пор, пока не израсходуется весь ядерный заряд. Ядерная энергия может освобождаться в больших количествах в двух процессах — в цепной реакции деления тяжелых ядер нейтронами и в реакции синтеза легких ядер. Обычно в качестве ядерного заряда используют чистые изотопы ^{235}U и ^{239}Pu . Схематически устройство ядерной бомбы показано на рис. 8.11

Для осуществления ядерного взрыва в результате цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (урана-235, плутония-239 и др.) превышала критическую (для чистого металлического ^{235}U сферической формы это 50 кг, для аналогичного образца ^{239}Pu — 11 кг). До взрыва система должна быть подкритической. Обычно это многослойная конструкция. Переход в надкритическое состояние происходит за счет концентрации делящегося вещества с помощью сходящейся сферической детонационной волны. Для такой концентрации (сближения) обычно используется химический взрыв вещества из сплава тротила

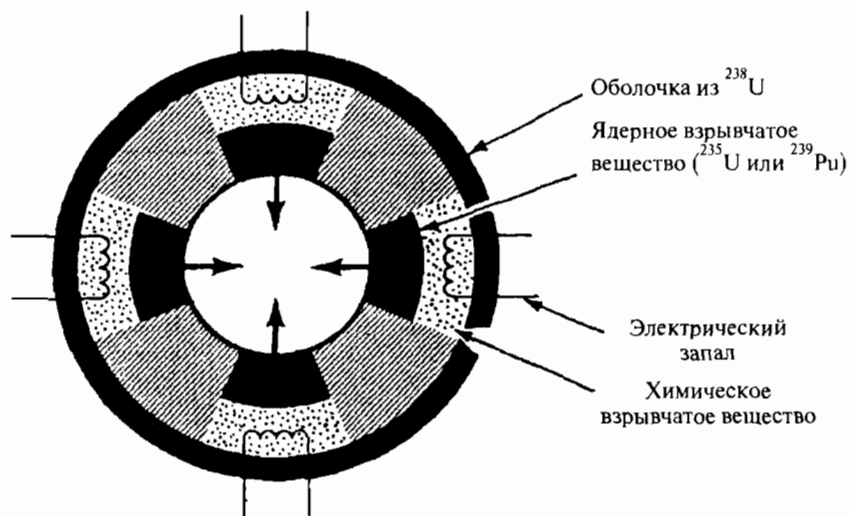


Рис. 8.11. Схема ядерной бомбы

и гексогена. При полном делении 1 кг урана выделяется энергия, равная энерговыделению при взрыве 20 кило тонн тротила.

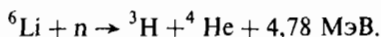
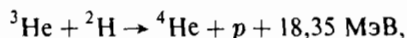
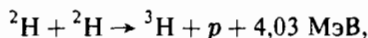
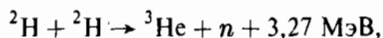
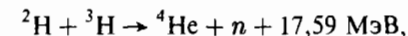
Ядерный взрыв развивается за счет экспоненциально растущего со временем числа разделившихся ядер:

$$N(t) = N_0 e^{t/\tau}.$$

Среднее время τ между двумя последовательными актами деления 10^{-8} с. Отсюда можно получить для времени полного деления 1 кг ядерной взрывчатки величину 10^{-7} – 10^{-6} с. Это и определяет время ядерного взрыва.

В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы температура поднимается до 10^8 К, а давление — до 10^{12} атм. Вещество превращается в разлетающуюся плазму.

Для осуществления термоядерного взрыва используются реакции синтеза легких ядер:



Сама идея устройства термоядерной бомбы чрезвычайно проста. Это цилиндрический контейнер с жидким дейтерием (${}^2\text{H}$). Дейтерий нагревается после взрыва ядерной бомбы. При достаточно сильном нагреве

должно выделяться большое количество энергии в результате реакции термоядерного синтеза между ядрами дейтерия. Температура, необходимая для начала термоядерной реакции, должна составлять миллион градусов. Однако детальное исследование величины сечения реакции синтеза ядер дейтерия, от которой зависит скорость распространения реакции горения, показало, что она протекает недостаточно эффективно и быстро. Тепловая энергия, которая высвобождается за счет термоядерных реакций, рассеивается гораздо быстрее, чем пополняется за счет последующих реакций синтеза. Естественно, в этом случае взрывной процесс происходить не будет. Произойдет разброс горючего материала.

Принципиально новое решение состояло в том, чтобы инициирование термоядерной реакции происходило в результате создания сверхплотной среды дейтерия. Был предложен способ создания сверхплотной среды дейтерия под действием рентгеновского излучения, образующегося при взрыве ядерной бомбы, причем в качестве исходного горючего вещества для термоядерного синтеза использовался не жидкий дейтерий, а твердое соединение — дейтерид лития ${}^6\text{Li}^2\text{H}$. В результате сжатия горючего вещества происходит самоподдерживающаяся реакция термоядерного синтеза. Схематически реализация этого подхода иллюстрируется рис. 8.12.

После взрыва ядерного заряда рентгеновские лучи, испущенные из области ядерного заряда, распространяются по пластмассовому наполнителю, ионизируя атомы углерода и водорода. Урановый экран, расположенный между областью ядерного заряда и объемом с дейтеридом лития, предотвращает преждевременный нагрев дейтерида лития. Под действием рентгеновских лучей и высокой температуры в результате абляции возникает огромное давление, сжимающее капсулу с дейтеридом лития. Плотность материала капсулы возрастает в десятки тысяч раз. Находящийся в центре плутониевый запал в результате сильной ударной волны также сжимается в несколько раз и переходит в надкритическое состояние. Быстрые нейтроны, образовавшиеся при взрыве ядерного заряда, замедлившись в дейтериде лития до тепловых скоростей, приводят к цепным



Рис. 8.12. Схема термоядерной бомбы

реакциям деления плутония, что действует наподобие дополнительного запала, вызывающего рост давления и температуры. Температура, возникающая в результате термоядерной реакции, повышается до 300 млн К, что и приводит в конечном счете к взрывному процессу. Весь процесс взрыва длится в течение десятых долей микросекунды.

Термоядерные бомбы значительно мощнее ядерных. Обычно их тротиловый эквивалент 100–1000 кт (у ядерных бомб он 1–20 кт).

При ядерном взрыве в воздухе образуется мощная ударная волна. Радиус поражения обратно пропорционален кубическому корню из энергии взрыва. Для ядерной бомбы 20 кт он около 1 км. Освободившаяся энергия в течение нескольких микросекунд передается окружающей среде. Образуется ярко светящийся огненный шар. Через 10^{-2} – 10^{-1} с он достигает максимального радиуса 150 м, температура его падает до 8 000 К (ударная волна уходит далеко вперед). За время свечения (секунды) в электромагнитное излучение переходит 10–20 % энергии взрыва. Разреженный нагретый воздух, несущий поднятую с земли радиоактивную пыль, за несколько минут достигает высоты 10–15 км. Далее радиоактивное облако расплывается на сотни километров. Ядерный взрыв сопровождается мощным потоком нейтронов и электромагнитного излучения.

Глава 9

Ядерные реакции

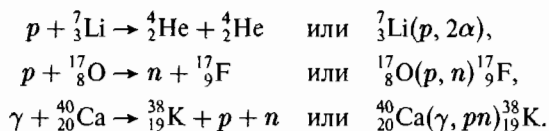
§ 1. Введение

Любой процесс столкновения элементарной частицы с ядром или ядра с ядром будем называть *ядерной реакцией*. Наряду с радиоактивным распадом ядерные реакции — основной источник сведений об атомных ядрах.

Для записи ядерной реакции есть несколько способов. Наиболее наглядной и универсальной является запись, принятая в физике частиц: слева пишется сумма начальных частиц, затем ставится стрелка, указывающая направление течения процесса, после чего справа пишется сумма конечных продуктов реакции:

$$a + A \rightarrow b + B. \quad (9.1)$$

Наряду с этим в ядерной физике часто используется форма записи, в которой сначала пишется ядро-мишень, затем в скобках налетающая частица и отделенные запятой частицы, получающиеся в конце реакции. В конце пишется ядро-продукт. Реакция (9.1) в этой форме записи имеет вид $A(a, b)B$. Приведем примеры:



В экспериментальных установках обычно более тяжелая из сталкивающихся частиц покоится, а более легкая на нее налетает. Покоящаяся частица называется мишенью (или, если это ядро, ядром-мишенью). Налетающая частица в русском языке специального названия не получила (в английском языке употребляется термин *projectile* — снаряд). В ускорителях на встречных пучках обе сталкивающиеся частицы движутся, так что разделение на мишень и пучок налетающих частиц теряет смысл. Отметим, что для самых легких ядер, участвующих в реакции, часто используются следующие эквивалентные обозначения: $p \equiv {}^1_1\text{H}$ (протон), $d \equiv {}^2_1\text{H}$ (дейтрон), $t \equiv {}^3_1\text{H}$ (тритон), $\tau \equiv {}^3_2\text{He}$, $\alpha \equiv {}^4_2\text{He}$ (альфа-частица).

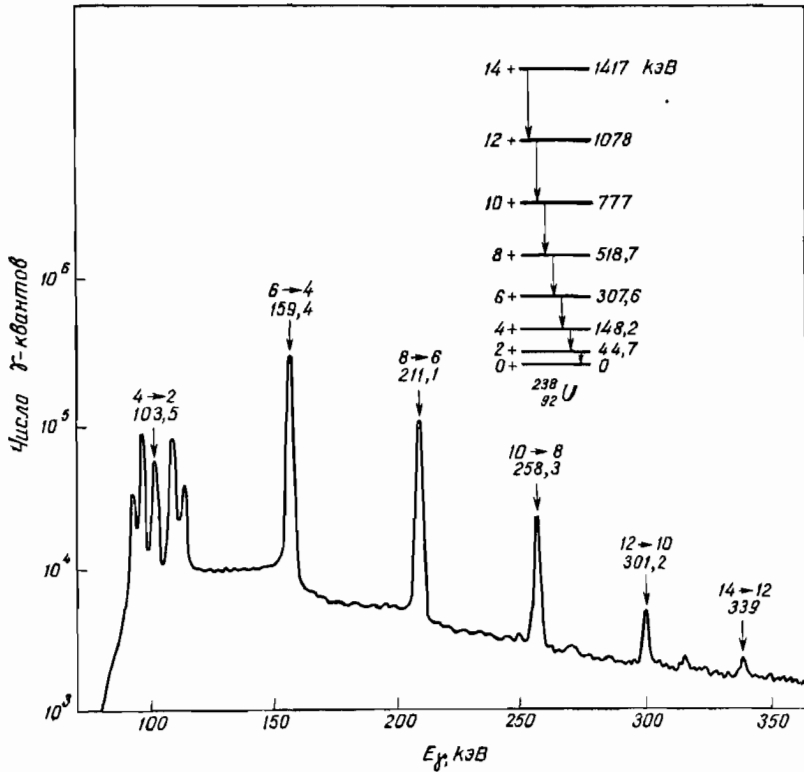
Таблица 9.1

Основные ядерные реакции на средних и тяжелых ядрах

Частица → ее энергия ↓	Средние ядра ($30 < A < 90$)					Тяжелые ядра ($A > 90$)						
	n	p	α	d	n	p	α	d	n	p	α	d
0–1 кэВ	n (упр), γ	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	γ , n (упр)	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций	нет заметных реакций
1–500 кэВ	n (упр), γ	n , γ , α , кулон. возб.	n , γ , p , кулон. возб.	нет заметных реакций	p , n , кулон. возб.	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение	очень малое сечение
0,5–10 МэВ	n (упр), n (неуп), p , α	n , p (неуп), α , кулон. возб.	n , p , α (неуп), кулон. возб.	p , n , np , $2n$, кулон. возб.	n (упр), n (неуп), p , γ	n , p , p (неуп), γ , кулон. возб.	n , p , p (неуп), γ , кулон. возб.	p , n , np , $2n$, кулон. возб.	n , p , p (неуп), γ , кулон. возб.	n , p , p (неуп), γ , кулон. возб.	n , p , p (неуп), γ , кулон. возб.	p , n , np , $2n$, кулон. возб.
10–50 МэВ	$2n$, n (упр), n (неуп), p , np , $2p$, α , ≥ 3 частицы	$2n$, n , p (неуп), np , $2p$, α , ≥ 3 частицы	$2n$, n , np , $2p$, α (неуп), ≥ 3 частицы	p , $2n$, pn , $3n$, d (неуп), t , ≥ 3 частицы	$2n$, n (упр), n (неуп), p , np , $2p$, α , ≥ 3 частицы	$2n$, n , p (неуп), np , $2p$, α , ≥ 3 частицы	$2n$, n , p , np , $2p$, α (неуп), ≥ 3 частицы	p , $2n$, pn , $3n$, d (неуп), t , ≥ 3 частицы	$2n$, n , p , np , $2p$, α (неуп), ≥ 3 частицы	$2n$, n , p , np , $2p$, α (неуп), ≥ 3 частицы	$2n$, n , p , np , $2p$, α (неуп), ≥ 3 частицы	p , $2n$, pn , $3n$, d (неуп), t , ≥ 3 частицы

упр. — упругое рассеяние; неуп. — неупругое рассеяние; кулон. возб. — кулоновское возбуждение. Реакции в каждой ячейке приводятся в порядке убывания их вероятности. Реакции с вероятностью меньше 1% от основной не приводятся. Роль упругого рассеяния заряженных частиц не указана, так как его трудно отделить от неядерного кулоновского рассеяния. Деление не упоминается, так как оно возможно лишь для немногих самых тяжелых ядер.

Кулоновское возбуждение вращательных состояний атомных ядер



Кулоновское возбуждение вращательных уровней ядра ^{238}U ионами ^{40}Ar с энергией 182 МэВ. Возбуждение снимается каскадом гамма-переходов

Многие ядра имеют несферическую форму. Несферические ядра, обладающие осевой симметрией, имеют вращательную степень свободы, которая соответствует системе вращательных уровней. В тяжелых ядрах масса и размер ядра велики и даже при небольших деформациях вращательные уровни обычно являются наиболее низколежащими. В реакциях с тяжелыми ионами возможно кулоновское возбуждение ядра, при котором заселяются вращательные состояния ядра-мишени с большими угловыми моментами J .

При анализе ядерных реакций необходимо учитывать волновую природу частиц, взаимодействующих с ядрами. Волновой характер процесса взаимодействия частиц с ядрами особенно отчетливо проявляется при упругом рассеянии. Так, для нуклонов с энергией 10 МэВ их приведенная

дебройлевская длина волны λ меньше радиуса ядра, и при рассеянии возникает характерная картина чередования дифракционных максимумов и минимумов. Для нуклонов с энергией 0,1 МэВ длина волны λ больше радиуса ядра и дифракция — отсутствует, причем для нейтронов сечение становится практически изотропным (центральное дифракционное пятно равномерно расплывается по всей области углов $0-180^\circ$), а для протонов трансформируется в не содержащее максимумов и минимумов сечение резерфордского рассеяния.

§ 2. Законы сохранения в ядерных реакциях

В физике ядерных реакций, как и в физике частиц, выполняются одни и те же законы сохранения. Они накладывают ограничения, или, как их называют, *запреты*, на характеристики конечных продуктов. Так, из закона сохранения электрического заряда следует, что суммарный заряд продуктов реакции должен равняться суммарному заряду исходных частиц. Поэтому, например, в реакциях (p, n) электрический заряд ядра должен возрасти на единицу. Аналогично проявляется закон сохранения барионного заряда, действие которого для ядерных реакций при типичных (т. е. не слишком высоких) энергиях сводится к тому, что суммарное число нуклонов не изменяется в результате реакции.

Важную роль в ядерных реакциях играют законы сохранения углового момента (момента количества движения) и четности. Сохранение углового момента в реакции $A(a, b)B$ требует выполнения следующего равенства:

$$\vec{J}_a + \vec{J}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{J}_b + \vec{J}_B + \vec{l}_{bB}, \quad (9.2)$$

где \vec{J} — спины участвующих частиц и ядер, а \vec{l} — их относительные орбитальные моменты количества движения. Если налетающей частицей является фотон ($a \equiv \gamma$), то в левой части соотношения (9.2) слагаемое относительного углового момента $\vec{l}_{\gamma A}$ отсутствует, так как этот момент автоматически учитывается мультипольностью фотона (т. е. входит в состав \vec{J}_γ). Это же справедливо и для правой части соотношения (9.2), если реакция завершается вылетом фотона.

Сохранение четности требует выполнение равенства

$$\pi_a \pi_A (-1)^{l_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}}. \quad (9.3)$$

Следует помнить, что в ядерных реакциях за счет слабых взаимодействий четность не сохраняется. Приведем пример на использование соотношений (9.2) и (9.3).

Пример. Почему в реакции ${}^{19}\text{F}(p, \alpha){}^{16}\text{O}$, идущей через возбужденное 1^+ состояние промежуточного ядра ${}^{20}\text{Ne}$ не образуются состояния $J^P = 0^+$ ядра ${}^{16}\text{O}$ (рис. 9.1)?

Решение. Эта реакция происходит в результате сильного взаимодействия.

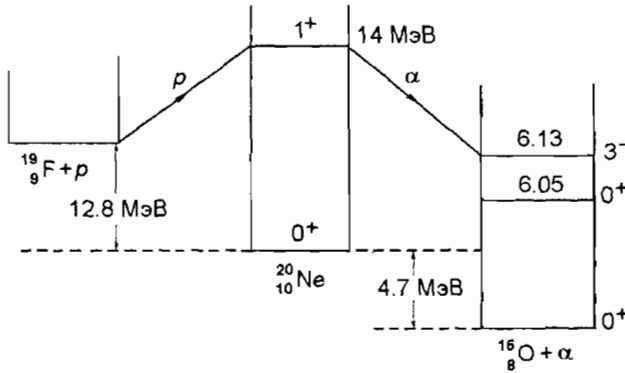
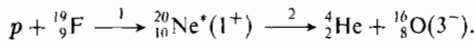


Рис. 9.1. Энергетическая диаграмма реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$

Реакция проходит в две стадии:



Из закона сохранения углового момента для 2-й стадии

$$\vec{J}_{\text{Ne}} = \vec{J}_{^{16}\text{O}} + \vec{J}_{\alpha} + \vec{l},$$

где $\vec{J}_{\alpha} = \vec{0}$, $\vec{J}_{^{16}\text{O}} = \vec{3}$, $\vec{J}_{\text{Ne}} = \vec{1}$.

Для орбитального момента \vec{l} относительного движения ядра ^{16}O и α -частицы имеем $\vec{l} = \vec{3} + \vec{l}$ и получаем $l = 2, 3, 4$. С другой стороны, из закона сохранения четности имеем

$$P_{\text{Ne}} = \pi_{\alpha} \pi_{^{16}\text{O}} (-1)^l, \quad \text{или} \quad +1 = (+1)(-1)(-1)^l, \quad (9.4)$$

откуда остается лишь $l = 3$.

Переход в основное и первое возбужденное состояния ^{16}O ($J^P = 0^+$) невозможен, так как в этих случаях $\vec{l} = \vec{0} + \vec{0} + \vec{l}$ и $l = 1$. Но тогда не выполняется закон сохранения четности (9.4):

$$+1 \neq (+1)(+1)(-1)^{l=1} = -1.$$

Опытным путем установлено, что в рассматриваемой реакции отношение вероятностей переходов $1^+ \xrightarrow{\alpha} 0^+$ и $1^+ \xrightarrow{\alpha} 3^-$ меньше $3 \cdot 10^{-13}$, что является хорошим подтверждением справедливости закона сохранения четности в сильных взаимодействиях.

Относительные угловые моменты l , при которых в основном будет происходить реакция, зависят от импульса p налетающей частицы. Пусть масса ядра много больше массы налетающей частицы. Тогда квазиклассический угловой момент l частицы относительно ядра определяется соотношением

$$\hbar l = pb,$$

где b — прицельный параметр (см. рис. 9.2).

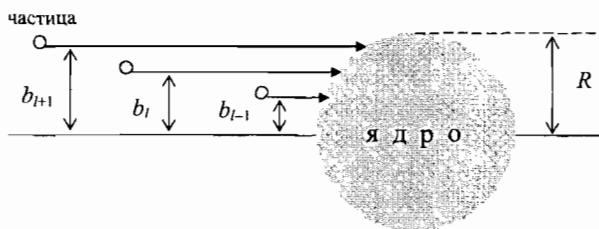


Рис. 9.2. К пояснению понятия частичного сечения σ_l

Максимальное значение l_{\max} этого момента, при котором частица «падает» в ядро, приблизительно равно pR или

$$l_{\max} \approx \frac{R}{\lambda},$$

где $\lambda = \hbar/p$. Поэтому, если импульс частицы мал (соответственно велика ее приведенная длина волны λ), то в реакции могут участвовать лишь частицы с низким угловым моментом l . Так, например, если энергия нейтрона ниже 0,1 МэВ, то доминирует взаимодействие нейтронов с $l = 0$ (нейтронная s -волна). Если энергию нейтронов увеличить в 10 раз, то наряду с s -волной в реакции с заметной вероятностью начинает участвовать и p -волна ($l = 1$). Если энергия частицы достаточно велика, то в реакции могут участвовать частицы с большим набором орбитальных моментов от $l = 0$ до $l_{\max} = R/\lambda$.

Оценим эффективное сечение σ_l попадания в ядро частиц с определенным l . Это частичное сечение равно площади кольца со средним радиусом b_l вокруг центра ядра, т. е. полуразности площадей кругов с радиусами b_{l+1} и b_{l-1} . С учетом квантово-механической замены $l \rightarrow \sqrt{l(l+1)}$ получаем

$$\sigma_l = \frac{1}{2} \pi (b_{l+1}^2 - b_{l-1}^2) = \pi \lambda^2 (2l + 1).$$

Просуммировав все частичные сечения σ_l , получим сечение:

$$\sigma_{\text{геом}} = \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sigma_l = \sum_{l=0}^{R/\lambda} \pi \lambda^2 (2l + 1) = \pi (R + \lambda)^2. \quad (9.5)$$

Это сечение дает верхнюю границу сечения ядерной реакции за счет ядерного (сильного) взаимодействия, поскольку отвечает ситуации, когда каждая частица, попавшая в область ядерного потенциала, заведомо участвует в реакции.

Важную роль в ядерных реакциях играет изоспин I . Напомним, что он сохраняется в сильных взаимодействиях. Проекция изоспина I_3 сохраняется в сильном и электромагнитном взаимодействиях. Законы сохранения изоспина \vec{I} и его проекции I_3 в реакции (9.1) выглядят следующим образом:

$$\vec{I}_a + \vec{I}_A = \vec{I}_b + \vec{I}_B, \quad (I_3)_a + (I_3)_A = (I_3)_b + (I_3)_B. \quad (9.6)$$

Пример. Показать, что в реакции неупругого рассеяния дейтронов на ядре $^{10}_5\text{B}$, идущей за счет сильного взаимодействия, невозможно возбуждение уровней этого ядра с изоспином 1.

Решение. Реакция имеет вид $d + ^{10}_5\text{B} \rightarrow d + ^{10}_5\text{B}^*$. Дейтрон и $^{10}_5\text{B}$ это ядра с $N = Z$. Поэтому для них $I_3 = (Z - N)/2 = 0$ и изоспин основного состояния (ground state) I_{gs} , определяемый правилом $I_{gs} = |I_3|$, для каждого из этих ядер тоже равен нулю $I_{gs} = |I_3| = 0$. Отсюда получаем, что сохранение изоспина в рассматриваемом процессе возможно лишь, если изоспин конечного возбужденного ядра $^{10}_5\text{B}^*$ также равен нулю $I(^{10}_5\text{B}^*) = 0$.

§ 3. Энергетические соотношения в ядерных реакциях. Порог реакции

Остановимся на энергетических соотношениях в ядерных реакциях. Рассмотрим реакцию



Запишем закон сохранения энергии через массы m и кинетические энергии E участвующих в реакции частиц (ядер)

$$(E_A + E_B) + (m_A + m_B)c^2 = (E_C + E_D + \dots) + (m_C + m_D + \dots)c^2.$$

Если энергия реакции

$$Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D + \dots)c^2 > 0$$

(выделение энергии), то реакция идет при любом значении $E_A + E_B$, в том числе и нулевом. При $Q < 0$ (поглощение энергии) реакция идет не всегда. Необходимо, чтобы $E_A + E_B$ превышало разницу в массах конечных и начальных ядер, т. е. величину $-Q = |Q|$. Таким образом, реакция обладает пороговой энергией $E_{\text{пор}}$ или, как говорят, *порогом*, при котором начинается выполняться закон сохранения энергии. *Порог — это минимальная суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц (ядер), при которой реакция, идущая с поглощением энергии, становится возможной.* Величина порога зависит от системы координат. В системе центра инерции (СЦИ) и в лабораторной системе координат (ЛСК) значения порогов следующие:

$$E_{\text{пор}} = (E_A + E_B)_{\text{min}} = \begin{cases} -Q = |Q| & \text{— СЦИ,} \\ |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} + \frac{|Q|}{2m_B c^2} \right) & \text{— ЛСК.} \end{cases} \quad (9.8)$$

Порог минимален в СЦИ. Действительно, пороговая энергия минимальна, когда $(E_C + E_D + \dots) = 0$, т. е. когда $E_C = E_D = \dots = 0$. При этом импульсы частиц $p_C = p_D = \dots = 0$, т. е. $(\vec{p}_C + \vec{p}_D + \dots) = 0$, что отвечает определению СЦИ. В СЦИ центр инерции покоится и в частном случае может покоиться каждый из конечных продуктов. В остальных системах

центр инерции движется, и уже за счет этого $E_C + E_D + \dots \neq 0$, т. е. часть кинетической энергии идет на бесполезную для реакции энергию движения центра инерции. При этом порог возрастает. Порогу в СЦИ отвечает ситуация, когда каждый конечный продукт C, D, \dots покоится и поэтому покоится вся конечная система (рис. 9.3).

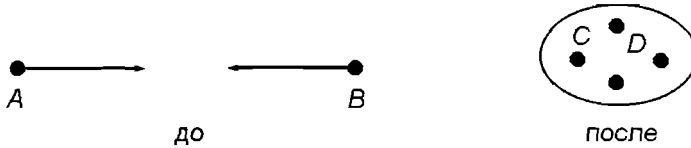


Рис. 9.3. Реакция в системе центра инерции

Теперь перейдем в систему координат, где B покоится, т. е. в ЛСК. Ситуация, которая отвечает порогу в этой системе, где скорость центра инерции

$$v_{\text{ци}} = \frac{m_A v_A}{m_C + m_D + \dots}$$

(для простоты рассматриваем нерелятивистский случай), изображена на рис. 9.4.

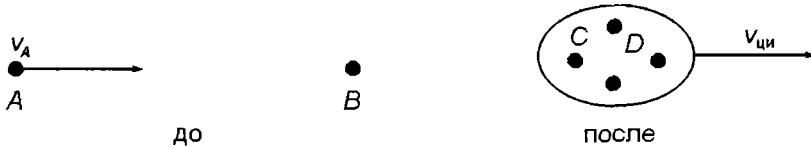


Рис. 9.4. Реакция в лабораторной системе координат

Итак, в ЛСК $E_{\text{пор}}$ равно такому E_A , при котором продукты имеют нулевую относительную энергию (скорость), т. е., образовавшись, двигаются *неразделенными*.

Наряду с выражением для пороговой энергии в ЛСК, приведенным в (9.8), имеет место эквивалентное ему выражение

$$E_{\text{пор}} = \frac{(m_C + m_D + \dots)^2 c^4 - (m_A + m_B)^2 c^4}{2m_B c^2}. \quad (9.9)$$

Возвращаясь к выражению для $E_{\text{пор}}$ в ЛСК, приведенному в (9.8), заметим, что два последних слагаемых в скобках — это доля кинетической энергии E_A , идущая на движение центра инерции. В нерелятивистском приближении доля кинетической энергии, идущая на движение центра инерции, равна m_A/m_B . Добавка $|Q|^2/(2m_B c^2)$ в формуле (9.8) связана с использованием релятивистских соотношений для энергии и импульса, т. е. существенна при высоких энергиях сталкивающихся частиц.

В ядерной физике обычно $|Q| \ll 2m_B c^2$ и

$$E_{\text{пор}} \approx |Q| \left(1 + \frac{m_A}{m_B} \right). \quad (9.10)$$

Полезно помнить, что при сохранении числа нуклонов $|Q|$ — это разность энергий связи начальных и конечных продуктов.

Пример. Определить порог реакции $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7_3\text{Li} + p$, если известны энергии связи ядер ${}^4_2\text{He}$ ($W = 28,3$ МэВ) и ${}^7_3\text{Li}$ ($W = 39,3$ МэВ). Определить долю кинетической энергии налетающей частицы, идущую на движение центра инерции. Оценить релятивистскую добавку.

Решение. Система ЛСК. Одна α -частица движется, другая — покоится. Находим энергию реакции:

$$Q = [2m_\alpha - m({}^7_3\text{Li}) - m_p]c^2 = W({}^7_3\text{Li}) - 2W_\alpha = (39,3 - 2 \cdot 28,3) \text{ МэВ} = -17,3 \text{ МэВ}.$$

Далее используем формулу (9.10):

$$E_{\text{пор}} \approx |Q| \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_\alpha} \right) = 34,6 \text{ МэВ}.$$

Половина пороговой энергии идет на движение центра инерции. Находим релятивистскую добавку:

$$\begin{aligned} \frac{|Q|^2}{2m_\alpha c^2} &= \frac{|Q|^2}{(2m_p c^2 + 2m_n c^2 - W_\alpha)} = \\ &= \frac{(17,3 \text{ МэВ})^2}{(2 \cdot 938,3 + 2 \cdot 939,6 - 28,3) \text{ МэВ}} \approx 0,08 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Видно, что эта добавка мала (ее доля $\approx 2 \cdot 10^{-3}$) и ею можно пренебречь.

Пример. Определить порог реакции $\gamma + p \rightarrow p + \bar{p} + p$ в ЛСК в нерелятивистском и релятивистском приближениях (\bar{p} — антипротон). Оценить вклад релятивистской добавки.

Решение. Нерелятивистское приближение основано на формуле (9.10)

$$E_{\text{пор}}(\text{нерелят}) = |Q| = 2m_p c^2 = 1877 \text{ МэВ}.$$

Решение, учитывающее релятивистские эффекты, может быть получено, используя формулы (9.8) и (9.9). Используя (9.8), получаем

$$E_{\text{пор}}(\text{релят}) = 2m_p c^2 \left(1 + \frac{2m_p c^2}{2m_p c^2} \right) = 3754 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, релятивистская «поправка» удваивает порог реакции. Итак, для релятивистской частицы нужно использовать формулы (9.8), (9.9). В противном случае будет получено существенно заниженное значение пороговой энергии.

§ 4. Механизмы ядерных реакций

Ядерная реакция представляет собой сложный процесс перестройки атомного ядра. Как и при описании структуры ядра, здесь практически невозможно получить точное решение задачи. И подобно тому, как строение ядра описывается различными ядерными моделями, течение ядерных реакций описывается различными механизмами реакций.

Существует много различных механизмов реакций. Мы рассмотрим лишь основные из них. Вначале будет дана классификация механизмов реакций, а затем будут более детально рассмотрены наиболее важные из них.

Будем классифицировать реакции по времени протекания. В качестве временного масштаба удобно использовать *ядерное время* — время пролета частицы через ядро:

$$\tau_{\text{я}} = \frac{2R}{v} \approx 10^{-22} \text{ с.} \quad (9.11)$$

Будем использовать следующую классификацию ядерных реакций по времени протекания:

1. Если время реакции $t_p \approx \tau_{\text{я}}$, то это *прямая реакция* (время реакции минимально).
2. Если $t_p \gg \tau_{\text{я}}$, то реакция идет через *составное ядро*.

В первом случае (прямая реакция) частица a передает энергию одному-двум нуклонам ядра, не затрагивая остальных, и они сразу покидают ядро, не успев обменяться энергией с остальными нуклонами. Например, реакция (p, n) может произойти в результате столкновения протона с одним нейтроном ядра. К прямым процессам следует отнести реакции срыва (d, p) , (d, n) и обратные им реакции подхвата (p, d) , (n, d) , реакции *фрагментации*, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром, выбивает из него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

Во втором случае (составное ядро) частица a и нуклон, которому она передала энергию, «запутываются» в ядре. Энергия распределяется среди многих нуклонов, и у каждого нуклона она недостаточна для вылета из ядра. Лишь через сравнительно большое время в результате случайных перераспределений она в достаточном количестве концентрируется на одном из нуклонов (или объекте из нескольких связанных нуклонов) и он покидает ядро. Механизм составного ядра введен Нильсом Бором в 1936 г.

Промежуточное положение между механизмом реакции через составное ядро и механизмом прямой реакции занимает механизм *предравновесных ядерных реакций*.

Время протекания ядерных реакций можно определить, анализируя ширины возбуждаемых ядерных состояний.

Для описания упругого рассеяния, усредненного по ядерным резонансам, используется *оптическая модель*, в которой ядро трактуется как сплошная среда, способная преломлять и поглощать дебройлевские волны падающих на нее частиц.

Характер протекания ядерной реакции зависит от ряда факторов: типа частицы-снаряда, типа ядра-мишени, энергии их столкновения и некоторых других, что делает любую классификацию ядерных реакций довольно условной. Наиболее простой является классификация по типу частицы-снаряда. В рамках такой классификации можно выделить следующие основные типы ядерных реакций:

- Реакции под действием протонов, дейтронов, α -частиц и других легких ядер. Именно эти реакции дали первые сведения о строении атомных ядер и спектрах их возбужденных состояний.
- Реакции с тяжелыми ионами на тяжелых ядрах, приводящие к слиянию сталкивающихся ядер. Эти реакции являются основным методом получения сверхтяжелых атомных ядер.
- Реакции слияния легких ядер при сравнительно низких энергиях столкновения (так называемые *термоядерные реакции*). Эти реакции происходят за счет квантово-механического туннелирования сквозь кулоновский барьер. Термоядерные реакции протекают внутри звезд при температурах $10^7 - 10^{10}$ К и являются основным источником энергии звезд.
- Кулоновское возбуждение ядер под действием протонов, α -частиц и особенно многократно ионизированных тяжелых ионов таких элементов, как углерод, азот, аргон и др. Эти реакции используются для изучения низколежащих вращательных уровней тяжелых ядер.
- Реакции под действием нейтронов, прежде всего (n, n) , (n, γ) и реакции деления ядер (n, f) .
- Многими специфическими свойствами обладают фотоядерные и электроядерные реакции, происходящие при столкновении с ядрами γ -квантов и электронов с энергией $E > 10$ МэВ.
- Реакции на пучках радиоактивных ядер. Современные технические средства позволяют генерировать достаточно интенсивные пучки таких ядер, что открывает возможности получения и исследования ядер с необычным соотношением числа протонов и нейтронов, далеких от линии стабильности.

§ 5. Составное ядро. Общие свойства

При рассмотрении реакций, идущих через составное ядро, прежде всего возникает вопрос, за счет каких причин составное ядро является долгоживущим.

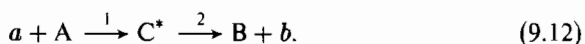
Во-первых, из-за короткодействия ядерных сил движение нуклонов в ядре может быть сильно запутанным. Вследствие этого энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между всеми частицами ядра. В результате часто оказывается, что ни одна частица уже не обладает энергией, достаточной для вылета из ядра. В этом случае ядро живет до флуктуации, при которой одна из частиц приобретает достаточную для вылета энергию.

Во-вторых, кулоновское отталкивание между протонами из-за малой проницаемости кулоновского барьера на несколько порядков уменьшает вероятность вылета протонов из средних и тяжелых ядер.

В-третьих, вылет частиц из составного ядра может затрудняться различными правилами отбора.

В-четвертых, реакции с испусканием γ -квантов, например (n, γ) , для средних и тяжелых ядер часто затрудняются тем, что ядру приходится очень сильно перестраивать свою структуру при испускании γ -кванта. На эту перестройку уходит время порядка 10^{-13} – 10^{-14} с, а то и больше, что значительно превышает характерное ядерное время 10^{-22} с.

Перейдем теперь к рассмотрению характерных особенностей реакций, идущих через составное ядро. Процесс протекания таких реакций разделяется на два этапа (стадии):



Стадия 1 — образование составного ядра C (знак * указывает, что составное ядро образуется в возбужденном состоянии), стадия 2 — распад составного ядра C^* .

В модели составного ядра длина свободного пробега частицы a в ядре меньше его радиуса и частица захватывается ядром. Энергия возбуждения составного ядра E^* следующим образом выражается через кинетическую энергию частицы-снаряда E_a , массы сталкивающихся объектов m_a и m_A и энергию отделения B_a частицы a от ядра C :

$$E^* = B_a + E_a \frac{m_A}{m_a + m_A}. \quad (9.13)$$

Так как обычно $m_a \ll m_A$ и отдачи ядра можно пренебречь, то $E^* \approx B_a + E_a$. Появление B_a в выражении $E^* \approx B_a + E_a$ можно объяснить так: рассмотрим обратный процесс вырывания из ядра захваченной им частицы a . Для этого нужно, как минимум, затратить энергию отделения B_a . Если энергия больше, то она идет также на кинетическую энергию освобожденной частицы E_a .

В ядре C энергия возбуждения E^* распределяется среди A нуклонов и в среднем на один нуклон приходится энергия $(E_a + B_a)/A < B_{n,p}$. Лишь через $t \gg \tau_n$ возможна концентрация достаточной энергии на одном из нуклонов и его вылет из ядра.

Важнейшей особенностью составного ядра является независимость процесса его распада от способа образования. Составное ядро живет настолько долго, что практически полностью «забывает», каким способом оно образовалось. Поэтому сечение реакции через составное ядро σ_{ab} можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \cdot W_b, \quad (9.14)$$

где $\sum_b \sigma_{ab} = \sigma_{aC}$ — сечение образования составного ядра частицей a , а W_b — вероятность его распада по каналу b (с вылетом частицы b).

Очевидно, $\sum_b W_b = 1$, где суммирование проводится по всем возможным конечным частицам.

Реакции, идущие через составное ядро, подразделяются на *резонансные* и *нерезонансные*. Поясним смысл этих терминов. Как мы знаем, энергия возбуждения ядра может принимать дискретный ряд значений, соответствующих уровням ядра. Однако представление об уровнях с точно фиксированной энергией справедливо только в отношении основных состояний стабильных ядер. Все остальные уровни ядер не обладают определенной энергией — они характеризуются энергетической шириной Γ . Оценку ширины Γ размытия уровня можно получить из соотношения $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$, где τ — среднее время жизни уровня. Ширина уровня тем больше, чем короче его время жизни. Если энергия налетающей частицы попадает в интервал Γ неопределенности положения уровня, а энергетическое расстояние до ближайших уровней больше их ширины, то в сечении реакции наблюдается изолированный резонанс. Реакции такого типа называются *резонансными*.

Если же уровни расположены настолько густо, что расстояния между ними меньше их ширин, то уровни сливаются друг с другом. В этом случае сечение реакции будет иметь монотонную нерезонансную зависимость от энергии налетающей частицы. Такие реакции называются *нерезонансными*. Для описания нерезонансных реакций применяется статистическая теория.

Если ядерное состояние может распадаться с вылетом различных частиц, то Γ является суммой ширин, соответствующих каждой из этих возможностей и называемых *парциальными*:

$$\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_{b'} + \Gamma_{b''} + \dots = \Gamma_a + \sum_b \Gamma_b = \sum_i^{\text{Все}} \Gamma_i, \quad (9.15)$$

где a, b', b'', \dots — различные каналы реакции, а величина Γ_a/Γ равна вероятности распада составного ядра по входному каналу. При этом величины $\Gamma_a, \Gamma_{b'}, \Gamma_{b''}, \dots$, а следовательно, и Γ , не зависят от того, какой канал является входным. С учетом того, что $W_b = \Gamma_b/\Gamma$, выражение (9.14) можно записать в виде

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (9.16)$$

Поэтому сечение реакции с тем же составным ядром и с тем же выходным каналом, но другим входным каналом



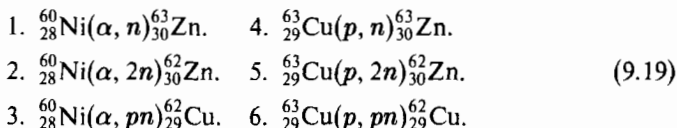
имеет вид

$$\sigma_{b'b} = \sigma_{b'C} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \quad (9.18)$$

с тем же множителем Γ_b/Γ . Отсюда, в частности, следует, что

$$\sigma_{ab} : \sigma_{ab'} = \sigma_{b'b} : \sigma_{b'b'}.$$

Соотношения такого типа могут служить для проверки гипотезы о применимости механизма составного ядра. В качестве примера можно привести результаты опытов, в которых ядра ^{63}Cu и ^{60}Ni облучались соответственно протонами и α -частицами. Энергии протонов и α -частиц подбирались таким образом, чтобы энергия возбуждения составного ядра $^{64}_{30}\text{Zn}$ была в обоих случаях одна и та же. Регистрировались реакции:



Если гипотеза о составном ядре справедлива, то для сечений $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_6$ этих шести реакций должно выполняться соотношение

$$\sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3 = \sigma_4 : \sigma_5 : \sigma_6.$$

Как видно из рис. 9.5, это соотношение выполняется довольно хорошо.

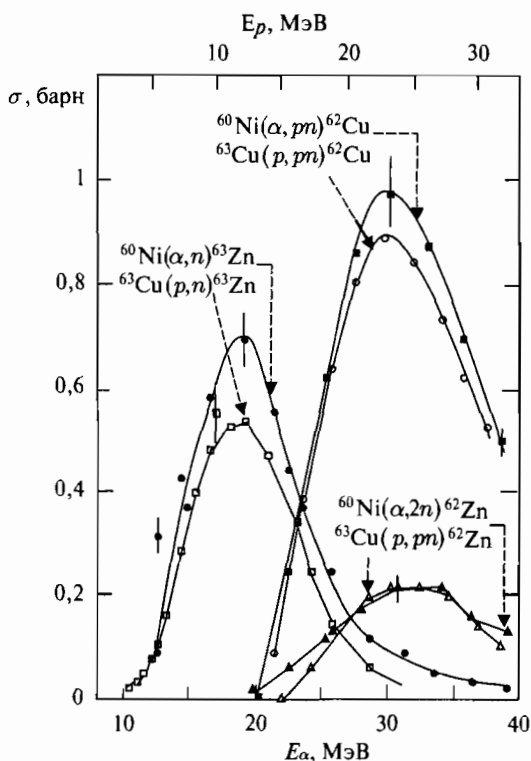


Рис. 9.5. Сечения реакций (p, n) , $(p, 2n)$ и (p, pn) на ядре ^{63}Cu и реакций (α, n) , $(\alpha, 2n)$ и (α, pn) на ядре ^{60}Ni

Испускание нуклонов составным ядром напоминает испарение молекул из нагретой капли. Поэтому распределение испущенных нуклонов по энергии имеет вид, сходный с максвелловским.

Концепция составного ядра применима к средним и тяжелым ядрам и энергиям возбуждения не более нескольких десятков МэВ. При более высоких энергиях длина свободного пробега нуклона в составном ядре больше его радиуса и вероятность захвата нуклона ядром становится меньше единицы.

Обсудим, как выглядит сечение образования составного ядра σ_{aC} в двух крайних случаях:

1. Когда уровни составного ядра принадлежат дискретному спектру и могут считаться изолированными (т. е. ширины этих уровней Γ меньше расстояний между ними).
2. Когда уровни составного ядра сильно перекрываются и образуют непрерывный спектр.

§ 6. Составное ядро. Резонансные реакции

Рассмотрим сечение образования составного ядра в районе изолированных уровней, т. е. когда ширины уровней Γ меньше расстояний между ними. Изолированные уровни составного ядра отчетливо проявляются при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами (рис. 9.6). На этом рисунке показано полное сечение реакции $n + {}^{232}\text{Th}$ для нейтронов с энергиями 120–210 эВ. То, что наблюдаемые резонансы — уровни составного ядра, следует из их ширины.

Ширины показанных на рис. 9.6 уровней (резонансов) после внесения поправок на аппаратную форму линии и доплеровское уширение оказываются ≤ 1 эВ. Это означает, что время жизни уровней $\tau = \hbar/\Gamma \geq 10^{-15}$ с,

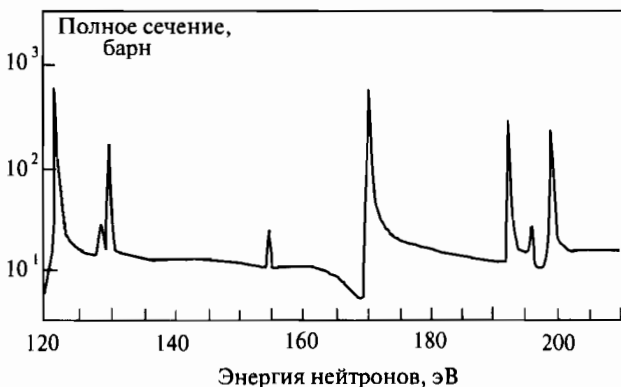


Рис. 9.6. Зависимость полного сечения реакции $n + {}^{232}\text{Th}$ от энергии нейтронов

что на 4 порядка превышает время пролета нейтрона с энергиями сотни эВ через ядро тория (это время $\approx 10^{-19}$ с).

Среднее расстояние между уровнями быстро уменьшается с ростом массового числа A и энергии возбуждения ядра. Все это приводит к тому, что с увеличением энергии нейтронов уровни начинают перекрываться. Для тяжелых ядер это происходит для нейтронов с энергией E_n несколько кэВ. Энергия возбуждения составного ядра E^* при этом близка к энергии отделения нейтрона от этого ядра B_n , равной нескольким МэВ ($E^* \approx B_n + E_n$ и для медленных нейтронов $E_n \ll B_n$). Форма резонанса в ядерной физике та же, что и в физике частиц — брейт-вигнеровская. Формула Брейта—Вигнера без учета спинов частицы и ядра и их относительного орбитального момента имеет вид

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (9.20)$$

где $\lambda_a = \lambda_a/(2\pi)$ — приведенная дебройлевская длина волны падающей частицы, а E_r — энергия резонанса.

Для сечения реакции рассеяния нейтронов в районе изолированного уровня формула (9.20) дает

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (9.21)$$

В этих формулах Γ/\hbar — полная вероятность распада уровня составного ядра в единицу времени; Γ_a/\hbar , Γ_b/\hbar , Γ_n/\hbar — вероятности распада уровня составного ядра в единицу времени с вылетом частиц a , b и нейтрона. Сумма всех парциальных ширин Γ_a , Γ_b , Γ_n , ... дает полную ширину уровня: $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_n + \dots$.

При уходе от энергии резонанса E_r на $\Delta E = \Gamma/2$ в любую сторону сечение уменьшается в два раза. Таким образом, как и должно быть, Γ — ширина уровня на половине высоты.

Из формулы Брейта—Вигнера, пользуясь соотношениями (9.14) и (9.16), можно получить сечение образования составного ядра σ_{aC} в области изолированного уровня:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{aC} \cdot W_b = \sigma_{aC} \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{\Gamma_b}{\Gamma}, \quad (9.22)$$

откуда

$$\sigma_{aC} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E^* - E_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (9.23)$$

При $E^* = E_r$ сечения достигают максимумов. Эти максимальные значения следующие:

$$\sigma_{ab} = 4\pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2}, \quad \sigma_{aa} = 4\pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a^2}{\Gamma^2}, \quad \sigma_{aC} = 4\pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a}{\Gamma}. \quad (9.24)$$

Отсюда видно, что величина сечения резонансной реакции, вызываемой частицей a , не может превышать величины $4\pi \lambda_a^2$.

§ 7. Составное ядро. Нерезонансные реакции

При больших энергиях возбуждения составного ядра ($E > 10$ МэВ) его уровни перекрываются, и говорить об отдельных резонансах уже нельзя (см. в качестве примера рис. 9.7). Однако концепцию составного ядра можно сохранить и здесь. В результате усреднения по большому числу перекрывающихся резонансов сечение образования составного ядра в этой области приобретает достаточно плавную энергетическую зависимость (на рис. 9.7 для энергий нейтронов больше 5 МэВ). Получим эту зависимость, опираясь на простейшие предположения.

Предположим, что сечение не зависит от квантовых чисел налетающей частицы и ядра и что уровни составного ядра образуют непрерывный спектр. Пусть падающая частица является нейтральной и не нужно учитывать кулоновское взаимодействие, например, в случае образования составного ядра в реакциях с нейтроном. Вероятность образования составного ядра нейтроном определяется произведением вероятностей трех последовательных процессов:

- 1) попадания нейтрона в область пространства, где находится ядро (эффективное сечение этого процесса обозначим σ_0);
- 2) проникновения нейтрона внутрь ядра (вероятность этого процесса P);
- 3) захвата ядром нейтрона (вероятность ξ).

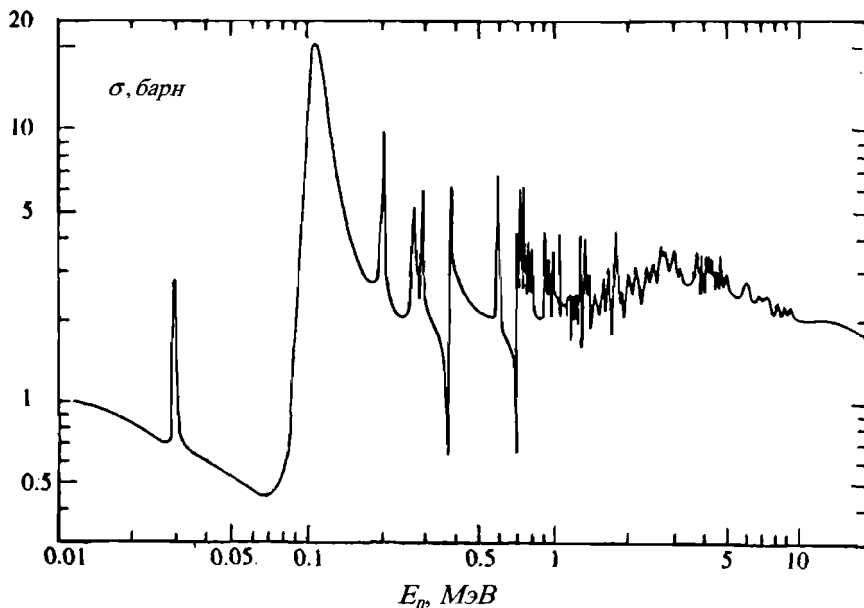


Рис. 9.7. Полное нейтронное сечение для ядра ^{32}S в области энергий нейтронов 0,01–20 МэВ

Сечение процесса, состоящего в том, что частица попадает в область ядра с радиусом R , это не что иное, как его геометрическое сечение (9.5). Поэтому

$$\sigma_0 = \sigma_{\text{геом}} = \pi(R + \lambda_n)^2, \quad (9.25)$$

где λ_n — приведенная длина волны де Бройля нейтрона.

Упрощенная зависимость потенциала, в котором движется нейтрон, от расстояния до центра ядра приведена на рис. 9.8. При $r = R$ на границе



Рис. 9.8. Прохождение нейтрона через скачок потенциала

ядра происходит скачок потенциала, связанный с тем, что в области $r < R$ действуют ядерные силы, имеющие характер притяжения. При прохождении плоской волны на границе потенциала возникает отраженная волна. Квантово-механический расчет проникаемости P через скачок потенциала для частиц с массой m , кинетической энергией E и орбитальным моментом $l = 0$ приводит к следующему результату:

$$P = \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2}, \quad (9.26)$$

где

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}, \quad k_0 = \frac{\sqrt{2m(E + V_0)}}{\hbar}.$$

В результате отражения на границе ядра нейтронной волны происходит потенциальное упругое рассеяние.

В модели составного ядра считается, что частица, попав в ядро, с вероятностью $\xi = 1$ остается в нем.

Таким образом, сечение образования составного ядра нейтроном определяется выражением

$$\sigma_{nC} = \sigma_0 P \xi \approx \pi(R + \lambda_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2}. \quad (9.27)$$

При высоких энергиях $\lambda_n \ll R$ и $k \approx k_0$. Поэтому $\frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \approx 1$ и получаем для сечения образования составного ядра нейтроном

$$\sigma_{nC} \approx \pi R^2. \quad (9.28)$$

Это выражение применимо не только к нейтронам, но и другим высокоэнергичным, в том числе и заряженным, частицам (роль кулоновского барьера при достаточно больших энергиях становится несущественной). Таким образом, в рассматриваемой модели ядро при высоких энергиях

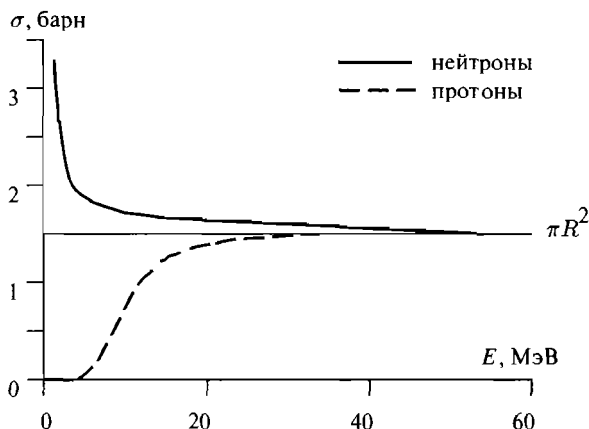


Рис. 9.9. Сечения образования составного ядра в реакциях $p + {}^{120}\text{Sn}$ и $n + {}^{120}\text{Sn}$ в зависимости от энергии частиц

полностью поглощает упавшие на него частицы и сечение их взаимодействия с ядром становится равным его геометрическому сечению. Такая модель называется *моделью черного ядра*.

На рис. 9.9 показаны сечения образования составного ядра в реакциях $p + {}^{120}\text{Sn}$ и $n + {}^{120}\text{Sn}$ в зависимости от энергии частиц. При небольших энергиях сечение реакции с протонами подавлено из-за кулоновского барьера. Нейтронное сечение, наоборот, с уменьшением энергии растет за счет увеличения длины волны налетающего нейтрона.

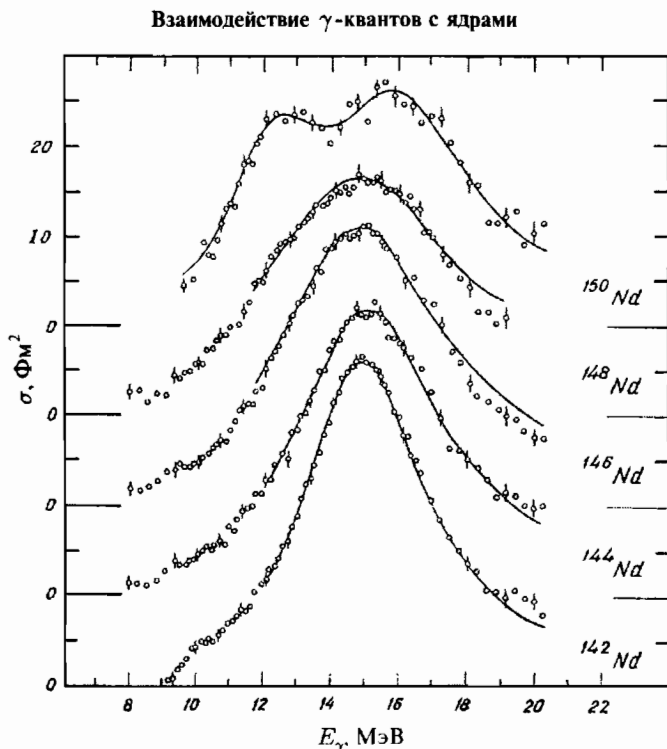
Рассмотрим теперь область энергий составного ядра ниже первого резонанса ($E^* < E_1$). В этой области энергий (рис. 9.10) сечение образования составного ядра нейтроном σ_{nC} не имеет особенностей и можно воспользоваться формулой (9.27). Рассматриваемая область — это область близких к нулю кинетических энергий нейтронов. Поэтому, полагая $\lambda_n \gg R$ и $k_0 \gg k$, получаем, что сечение образования составного ядра нейтроном при самых низких энергиях обратно пропорционально его скорости v_n :

$$\sigma_{nC} \approx \pi(R + \lambda_n)^2 \frac{4kk_0}{(k + k_0)^2} \approx \pi\lambda_n^2 \frac{4k}{k_0} = \frac{4\pi}{kk_0} \sim \frac{1}{v_n}. \quad (9.29)$$

Здесь использовано то, что

$$k = \frac{\sqrt{2mE_n}}{\hbar} \sim v_n, \quad \text{а} \quad k_0 \approx \frac{\sqrt{2mV_0}}{\hbar} = \text{const.}$$

При больших энергиях возбуждения составного ядра, когда происходит перекрытие большого числа его уровней, невозможно описывать ядерную реакцию, учитывая влияние каждого уровня на процесс возбуждения и распада составного ядра. Концепцию составного ядра в этом случае дополняют статистическими соображениями. В результате получается *статистическая теория ядерных реакций*, или *модель испарения*.



Сечение фотопоглощения для чётно-чётных изотопов неодима

В сечении поглощения γ -квантов с энергией 5–50 МэВ атомными ядрами наблюдается широкий максимум, называемый гигантским резонансом. Его положение смещается с ростом массового числа A от 20–25 МэВ в легких ядрах до 13–15 МэВ в тяжелых. Ширина резонанса Γ составляет 4–10 МэВ.

В коллективной модели ядра гигантский резонанс описывается как дипольное колебание протонов относительно нейтронов. Для сферических ядер должна существовать одна резонансная частота дипольных колебаний и должен возникать один резонанс в сечении с шириной $\Gamma \approx 4$ МэВ. Этой ситуации отвечает сечение фотопоглощения для сферического изотопа ^{142}Nd .

В деформированных ядрах с аксиальной симметрией этот резонанс расщепляется на две компоненты, соответствующие разным частотам колебаний вдоль оси симметрии ядра и перпендикулярно ей. Для сильнодеформированного ядра сечение становится двугорбым. Этой ситуации отвечает сечение фотопоглощения для сильнодеформированного изотопа ^{150}Nd . Остальные изотопы неодима с точки зрения деформации занимают промежуточное положение между ^{142}Nd и ^{150}Nd .

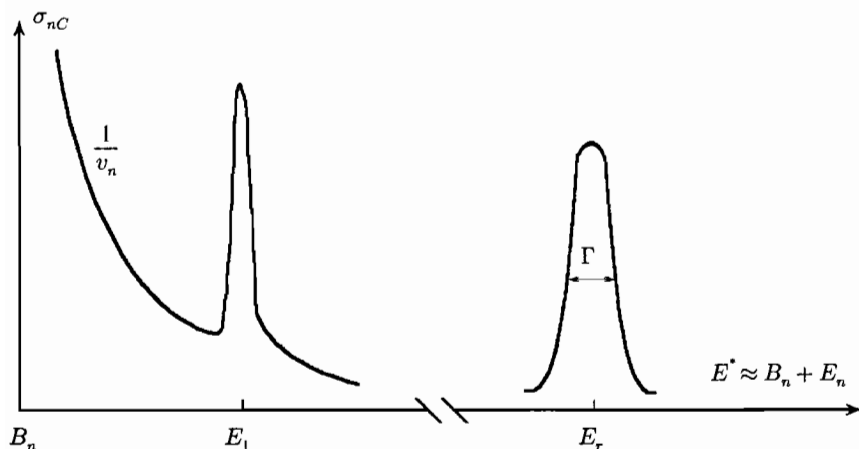


Рис. 9.10. Сечение реакции в области энергии резонанса E_r и ниже энергии первого резонанса E_1

Согласно модели испарения реакция протекает следующим образом. Попавшая в ядро частица быстро теряет энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Возникает термодинамически равновесное состояние ядра, т. е. ядро приобретает некоторую температуру (температура невозбужденного ядра равна нулю). Далее в течение некоторого времени (это и есть время жизни составного ядра) каждый нуклон имеет энергию, недостаточную для вылета, хотя ядро в целом сильно возбуждено. Наконец, в результате достаточно сильной флуктуации один из нуклонов приобретает необходимую для вылета энергию и испаряется из ядра. При этом распределение испущенных нуклонов по энергии имеет вид, сходный с максвелловским.

§ 8. Прямые ядерные реакции

Прямые реакции протекают без образования составного ядра за времени, равные характерному ядерному времени $\tau_n \approx 10^{-22}$ с. В прямой реакции налетающая частица непосредственно передает энергию какой-либо простой степени свободы ядра — однонуклонной, двухнуклонной, α -частичной, коллективной и т. д. Поясним это. Налетающая частица может совершить одно столкновение с нуклоном ядра и иметь после этого достаточную энергию, для того чтобы покинуть ядра. Это отвечает прямой реакции неупругого рассеяния частицы. Налетающая частица может в одном акте соударения передать достаточно энергии для вылета из ядра нуклона, с которым она столкнулась, или фрагменту ядра из малого числа нуклонов (например, α -частице). Это отвечает прямым реакциям выбивания нуклона или α -частицы из ядра. Наконец, налетающая частица может

одним толчком заставить ядро вращаться. Это пример прямой реакции возбуждения коллективной (вращательной) степени свободы ядра.

Прямые процессы идут на всех ядрах при любых энергиях налетающих частиц. Они вносят особенно большой вклад в сечение ядерных процессов при больших энергиях, однако могут играть заметную роль и при малых энергиях.

Прямые реакции обладают рядом характерных особенностей. Рассмотрим здесь те черты прямых реакций, которые свойственны реакциям непосредственного выбивания частицы из ядра налетающей частицей. Для определенности будем иметь в виду реакцию рассеяния нуклона — (нуклон, нуклон').

Во-первых, из того, что падающий нуклон передает свой импульс в основном одному нуклону, следует, что нуклоны должны вылетать из ядра преимущественно вперед в направлении импульса налетающей частицы. Во-вторых, из того, что падающий нуклон передает одному нуклону почти всю энергию, следует, что вылетающие из ядра нуклоны должны иметь энергии, близкие к максимально возможным. Например, в прямой реакции (n, n') вылетающие нейтроны должны иметь угловое распределение, вытянутое в направлении вперед, и энергии, близкие к энергии падающего нейтрона.

Наконец, третьей существенной особенностью прямых процессов является то, что в них из ядра с равной интенсивностью могут вылетать как протоны, так и нейтроны, поскольку при больших энергиях вылетающих частиц влияние кулоновского барьера становится несущественным.

При энергиях порядка одного–нескольких десятков МэВ прямые процессы конкурируют с процессами, обусловленными другими механизмами, в частности, с реакциями, идущими через составное ядро. Для примера обратимся к рис. 9.11, на котором приведены спектры протонов, вылета-

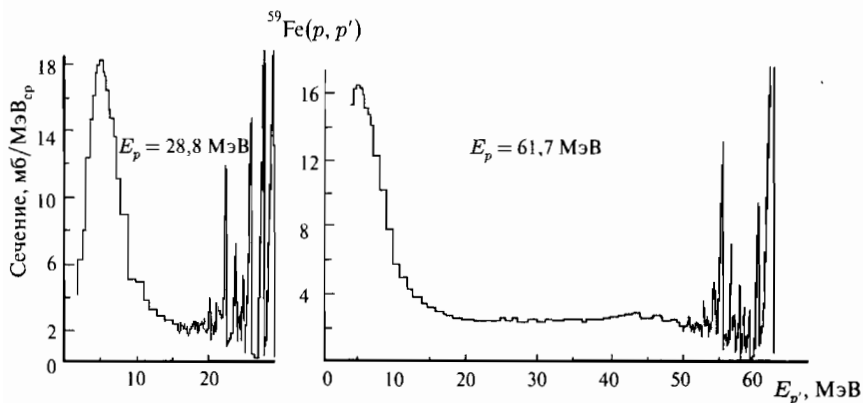


Рис. 9.11. Спектры протонов, вылетающих под углом 30° в ЛСК из реакции $^{54}_{26}\text{Fe}(p, p')$ при энергиях налетающих протонов $E_p = 28,8$ (слева) и $61,7$ МэВ (справа)

ющих в реакции ${}^{54}\text{Fe}(p, p')$ при энергиях падающих протонов $E_p = 28,8$ и $61,7$ МэВ. Видно, что наряду с низкоэнергичной (максвелловской) частью ($0-15$ МэВ), обязанной своим появлением механизму составного ядра, эти спектры содержат высокоэнергичную компоненту (> 20 МэВ для $E_p = 28,8$ МэВ и > 50 МэВ для $E_p = 61,7$ МэВ). Видно также, что в спектре присутствуют и протоны, которые нельзя отнести ни к «максвелловским», ни к «прямым». Особенно отчетливо это видно в спектре, полученном для $E_p = 61,7$ МэВ. Протоны с энергиями $20-50$ МэВ в этом спектре вылетают из ядра за времена, промежуточные между временами, отвечающими прямой стадии реакции и стадии установления термодинамического равновесия в составном ядре. Эти протоны с промежуточными энергиями вылетают из составного ядра на стадиях установления термодинамического равновесия и поэтому называются *предравновесными*.

Прямые процессы очень разнообразны. Они идут на всех ядрах при любых налетающих частицах. Вылетать из ядер могут одиночные нуклоны, пары нуклонов, дейтроны, ядра ${}^3\text{He}$, α -частицы и более сложные ядра лития, бериллия и т. д. В последнем случае вылетающие ядра-осколки называются *фрагментами*, а сам процесс — *фрагментацией*. Прямыми, как правило, являются также процессы столкновений, при которых из ядер вылетают элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др. Наиболее изучены следующие прямые реакции:

- А. Реакции (n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) . Эти прямые реакции играют наибольшую относительную роль при бомбардировке ядер нуклонами с энергиями в области нескольких десятков МэВ.
- Б. *Срыв* (d, p) , (d, n) и *подхват* (p, d) , (n, d) . Механизм срыва состоит в том, что дейтрон при столкновении с ядром «зацепляется» за него лишь одним из своих нуклонов. Этот нуклон поглощается, а второй свободно уходит, почти не меняя направления движения. Реакция срыва наиболее интенсивно идет на дейтронах, поскольку нуклоны в дейтроне очень слабо связаны, расположены далеко друг от друга. Реакция подхвата обратна реакции срыва: падающий на ядро нуклон вырывает из него другой нуклон.

Кроме классических реакций срыва и подхвата типа (d, p) или (p, d) , изучаются также более сложные реакции этого типа, например, реакции подхвата $({}^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) и т. д.

- В. *Квазиупругое выбивание* $(p, 2p)$, (p, pn) . Если энергия падающего нуклона намного превосходит энергию связи нуклона в ядре, т. е. если $E_p > 100$ МэВ, то становится возможным процесс, в котором падающий нуклон сталкивается с одним нуклоном ядра, причем взаимодействие этих двух сталкивающихся нуклонов с остальными играет второстепенную роль. Происходит как бы свободное упругое столкновение двух нуклонов, в результате которого оба нуклона вылетают из ядра. Это и есть реакция квазиупругого выбивания нуклонов.

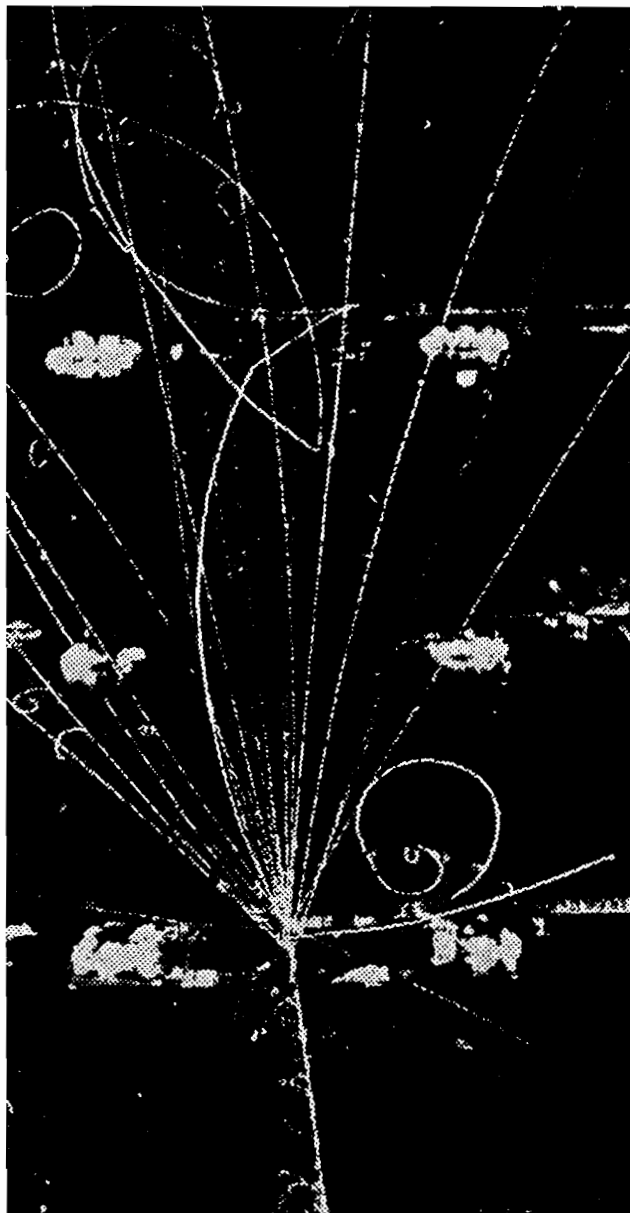


Рис. 9.12. «Звезда» в пропановой пузырьковой камере. Образована в результате столкновения протона с энергией 50 ГэВ с ядром углерода

Роль падающего протона в таких процессах может играть и другая частица, например, электрон. Такие реакции, обозначаемые (e, ep) и (e, en) , также относят к реакциям квазиупругого выбивания нуклона.

- Г. Прямые процессы с участием сложных частиц — тритонов, α -частиц и др. Изучались такие реакции, как (n, t) , $(n, {}^3_2\text{He})$, (n, α) , (p, α) , (t, α) и т. д., а также реакции с вылетом из ядра двух и большего числа сложных частиц.
- Д. Прямые реакции, вызываемые тяжелыми ионами, такими как углерод, азот, кислород. Под действием тяжелых ионов возможны и идут почти все типы реакций, наблюдавшиеся при облучении ядер более легкими частицами, а также некоторые реакции, специфические только для тяжелых ионов. Из этих специфических реакций наиболее изучены реакции передачи нуклона, такие как ${}^{14}_7\text{N}({}^{14}_7\text{N}, {}^{13}_7\text{N}){}^{15}_7\text{N}$, ${}^{14}_7\text{N}({}^{19}_9\text{F}, {}^{18}_9\text{F}){}^{15}_7\text{N}$ и т. д.; реакции кулоновского возбуждения; реакции, в которых получаются ядра с очень большими ($50\hbar$ и более) угловыми моментами; реакции, в которых получаются новые изотопы с большим дефицитом нейтронов; реакции, в которых получаются новые трансуроновые элементы.
- Е. Процессы столкновений с участием малого числа частиц, при которых рождаются новые элементарные частицы — пионы, каоны, гипероны и др.
- Ж. Релятивистские столкновения тяжелых ионов с энергией ≥ 5 ГэВ/нуклон. Эти процессы родственны столкновению всех сильно взаимодействующих частиц высокой энергии.

При бомбардировке ядер нуклонами или другими частицами очень больших энергий (несколько сотен МэВ и выше) могут происходить «взрывы», в результате которых ядро разваливается на большое количество мелких осколков. На фотоэмульсии или на снимке в пузырьковой камере эти разлетающиеся осколки образуют многолучевую звезду (рис. 9.12). Такого типа реакции носят название процессов с образованием звезд.

Большинство прямых процессов при не слишком высоких энергиях происходит на поверхности ядра. Эта особенность прямых процессов обусловлена тем, что при не очень высокой энергии (< 100 МэВ) вероятность частице пролететь через все ядро, не испытав цепочки взаимодействий и не поглотиться, мала.

§ 9. Реакции однонуклонной передачи (срыва, подхвата и квазиупругого выбивания нуклона)

Примером достаточно простых и информативных прямых реакций являются реакции срыва и подхвата (d, p) , (d, n) , (p, d) , $({}^3_2\text{He}, \alpha)$, (d, t) и т. д. Эти реакции называют также *реакциями однонуклонной передачи*, так как

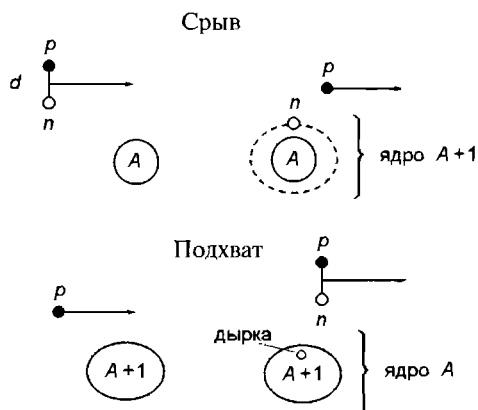


Рис. 9.13. Реакции срыва и подхвата

в них налетающая частица и ядро-мишень обмениваются одним нуклоном (см. рис. 9.13). Ограничимся качественным рассмотрением реакции срыва (d, p) и обратной ей реакции подхвата (p, d). Эти реакции, как уже отмечалось, обычно идут на поверхности ядра. В первой из них (срыв) один из нуклонов дейтрона (в данном случае это нейтрон) захватывается ядром, а другой (протон) движется в направлении своего первоначального импульса, практически не взаимодействуя с ядром.

Реакцию срыва удобно использовать для изучения тех состояний (уровней) конечного ядра $A + 1$, которые связаны с изменением положения отдельного нуклона (т. е. одночастичных состояний). При срыве захваченный ядром нейтрон занимает один из свободных энергетических уровней (он на рисунке условно показан пунктиром), причем с большой вероятностью оставшаяся часть ядра — остов — не возбуждается. При этом протон несет информацию об этом уровне — его энергии, четности, моменте количества движения захваченного нейтрона на этом уровне.

Реакция подхвата (p, d) обратна реакции срыва (d, p) и протекает аналогично. Она также удобна для изучения состояний, занимаемых отдельными нуклонами ядра. Подхваченный налетающим протоном нейтрон ядра оставляет вакансию (дырку) на том уровне, который он занимал, а образовавшийся дейтрон несет информацию об этом уровне.

Информация об одночастичных ядерных состояниях в реакциях однуклонной передачи содержится в угловых распределениях вылетающих частиц (т. е. в зависимости вероятности вылета от угла, отсчитанного от направления первичного пучка). Свойственное прямым реакциям однократное взаимодействие начальных и конечных частиц с ядром-мишенью и конечным ядром приводит, во-первых, к сильной зависимости угловых распределений продуктов реакции от квантовых чисел уровня, на который «срывается», либо с которого «подхватывается» нуклон. По угловому распределению продуктов реакции можно определить эти квантовые числа.

Таблица 9.2

Степень заполнения нейтронных одночастичных уровней в ядре ^{208}Pb
(n — среднее число частиц или дырок на уровне nl_j)

Уровень	$\frac{n_{\text{дыр}}}{2j+1}$	Уровень	$\frac{n_{\text{част}}}{2j+1}$
$2g_{9/2}$	0,7	$3p_{1/2}$	1,1
$1i_{11/2}$	0,9	$2f_{5/2}$	1,2
$1j_{15/2}$	1,1	$3p_{3/2}$	0,9
$3d_{5/2}$	1,0	$1i_{13/2}$	1,0
$4s_{1/2}$	0,9	$2f_{7/2}$	0,8
$2g_{7/2}$	1,2	$1h_{9/2}$	1,0
$3d_{3/2}$	1,2		

Появление чисел, несколько больших единицы, связано с неточностью интерпретации экспериментальных данных.

Во-вторых, однократное взаимодействие влечет за собой зависимость сечения от степени заполнения уровня другими нуклонами. Очевидно, например, что нейтрон в реакции $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$ не может сесть на уровень $1p_{1/2}$, поскольку все 4 состояния уже заняты другими нейтронами. В общем случае сечение реакции срыва прямо пропорционально числу дырок, а сечение реакции подхвата — числу нуклонов в оболочке nl_j .

В табл. 9.2 приведены полученные с помощью реакций срыва и подхвата средние числа частиц $n_{\text{част}}$ и дырок $n_{\text{дыр}}$ (нормированные на их возможное максимальное число $2j+1$, предсказываемое моделью оболочек) на нейтронных уровнях дважды магического ядра ^{208}Pb .

Как видно из таблицы, ядро $^{208}_{82}\text{Pb}$ с хорошей точностью является ядром с заполненными нейтронными оболочками.

К прямым ядерным реакциям относятся также реакции квазиупругого выбивания ($p, 2p$), (p, pn), (e, ep), (e, en) при больших энергиях налетающих частиц (десятки – сотни МэВ). В таких реакциях одному из нуклонов ядра сообщается большая кинетическая энергия, и он покидает ядро, практически не обмениваясь ею с другими нуклонами. Регистрируя конечные продукты реакции, например 2 протона или электрон и протон, можно получить информацию о том энергетическом уровне, который занимал вылетевший из ядра нуклон.

При энергиях сотни МэВ прямые реакции могут идти не только на поверхности, но и в более глубоких областях ядра, и в реакциях квазиупругого выбивания нуклон может быть выбит не только из наружных, но и из внутренних оболочек ядра. В качестве примера рассмотрим экспериментальные данные, полученные в реакции ($p, 2p$) на ядре кислорода ^{16}O при энергии падающих протонов 460 МэВ. Два протона, образующихся в конечном состоянии, регистрировались в симметричной геометрии под углом $\theta = 38,7^\circ$ к направлению первичного пучка протонов. На рис. 9.14

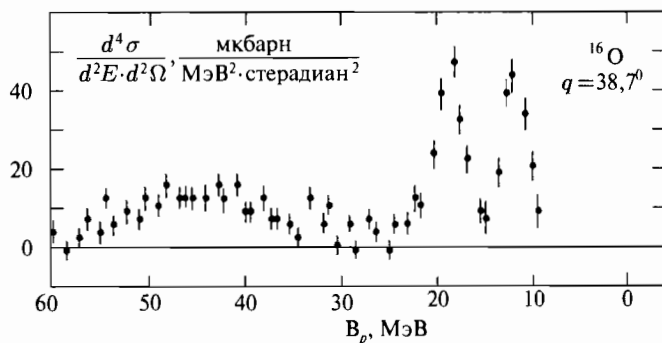


Рис. 9.14. Сечение квазиупругого выбивания протона из ядра ^{16}O в зависимости от его энергии связи в этом ядре

показано сечение этой реакции в зависимости от энергии связи B_p выбиваемого протона.

Сечение имеет три отчетливых максимума, соответствующих выбиванию протона из оболочек $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ и $1s_{1/2}$. По положению этих максимумов можно определить энергию, необходимую для вырывания нуклона из каждой оболочки. Энергии максимумов равны 12, 19 и ≈ 45 МэВ и являются энергиями связи протона соответственно на оболочках $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ и $1s_{1/2}$ ядра $^{16}_8\text{O}$.

При выбивании протона из внешней оболочки $1p_{1/2}$ ядра $^{16}_8\text{O}$ конечное ядро $^{15}_7\text{N}$ образуется в основном состоянии $1/2^-$. Выбивание протона из оболочки $1p_{3/2}$ ядра $^{16}_8\text{O}$ приводит к образованию ядра $^{15}_7\text{N}$ в состоянии $3/2^-$ с энергией возбуждения 6,3 МэВ. Максимумы в сечении, отвечающие образованию ядра $^{15}_7\text{N}$ в этих состояниях, сравнительно узкие (2–3 МэВ). Их ширина имеет аппаратное происхождение (т. е. определяется энергетическим разрешением эксперимента). Максимум при энергии ≈ 45 МэВ, отвечающий выбиванию протона из самой глубокой внутренней оболочки $1s_{1/2}$ и образованию ядра $^{15}_7\text{N}$ в глубоком дырочном состоянии $1/2^+$, напротив, очень широкий. После внесения поправок на аппаратное разрешение ширина этого дырочного состояния $\Gamma \approx 15$ МэВ. Столь большая ширина этого дырочного состояния свидетельствует о его сильной связи с другими степенями свободы в ядре, т. е. описывает быстрое затухание простого одночастичного движения в ядре ^{16}O . Время жизни этого глубокого дырочного состояния $\tau \approx \hbar/\Gamma \approx 4 \cdot 10^{-23}$ с. В реальном спектре уровней конечного ядра $^{15}_7\text{N}$ дырочное состояние $1s_{1/2}$ «разбросано» по большому числу отдельных уровней более сложной природы.

Протоны легко регистрировать с высоким разрешением по энергиям. Поэтому реакции квазиупругого выбивания дают уникальную возможность изучения характеристик внутренних оболочек в ядрах. Такие исследования проведены для ядер вплоть до изотопов свинца.

Глава 10

Нуклеосинтез и Вселенная

§ 1. Введение

Нуклеосинтезом называют образование атомных ядер (химических элементов) в естественных условиях. Атомные ядра образуются в ядерных реакциях, происходящих во Вселенной на различных стадиях ее эволюции. Наблюдаемая материя концентрируется в звездах и планетах, а также образует разреженную межзвездную среду. Эта материя представляет собой главным образом нуклиды (атомные ядра с различным числом протонов Z и нейтронов N) девятисто двух химических элементов от водорода ($Z = 1$) до урана ($Z = 92$). Все разнообразие ядерного состава Вселенной сводится примерно к 300 нуклидам, и современная наука позволяет объяснить историю появления этих нуклидов и их распространенность.

Существуют три основных механизма нуклеосинтеза: космологический (первичный или дозвездный) нуклеосинтез, синтез ядер в звездах и нуклеосинтез под действием космических лучей.

Механизмы нуклеосинтеза неотделимы от процессов во Вселенной и характера ее эволюции. Современная наука полагает, что Вселенная родилась около 14 млрд лет назад в результате так называемого *Большого взрыва*. Вначале вещество Вселенной, состоящее из элементарных частиц и излучения, было сконцентрировано в малом объеме и имело огромную плотность и температуру. Происходило стремительное расширение Вселенной, сопровождаемое ее охлаждением. С появлением первых звезд (примерно через 2 млрд лет) Вселенная вступила в звездную эру, в которой пребывает и сейчас.

Космологический нуклеосинтез — это синтез ядер на раннем этапе эволюции Вселенной (до образования звезд). В краткий период 1–3 минуты после Большого взрыва во Вселенной впервые реализовались условия для протекания термоядерных реакций синтеза. В горячем веществе Вселенной, содержавшем протоны и нейтроны при температуре $\approx 10^9$ К, в результате их слияния образовались легкие элементы, такие как дейтерий, тритий, гелий, литий.

После того как во Вселенной образовались звезды, основным механизмом нуклеосинтеза стали ядерные реакции в звездах. Легкие ядра (и химические элементы) вплоть до железа и никеля образуются в звездах в тер-

моядерных реакциях синтеза. Ядра более тяжелых элементов вплоть до урана образуются в массивных звездах при их взрывах в результате захвата нейтронов более легкими ядрами с последующим бета-распадом.

Некоторые химические элементы образуются в результате взаимодействия космических лучей с межзвездной средой.

В результате нуклеосинтеза сформировался современный ядерный состав Вселенной. В ней больше всего водорода ($\approx 91\%$ ядер) и гелия ($\approx 8,9\%$). Остальных ядер $< 0,2\%$. Нуклеосинтез продолжается и в настоящее время.

§ 2. Распространенность элементов

Распространенностью элементов называется число ядер данного элемента в веществе, приходящееся на определенное число ядер эталонного элемента. В качестве эталонного элемента обычно выбирают водород или кремний. Распространенность элементов в зависимости от массового числа, полученная на основе анализа информации о распространенности элементов на Земле, в метеоритах, на Солнце, в звездах и в межзвездной среде, показана на рис. 10.1. На этом рисунке показан логарифм распространенности нуклидов во Вселенной, причем в качестве эталонного элемента выбран кремний (Si). Используются такие единицы, в которых распространенность Si принята равной 10^6 . Среди наиболее существенных особенностей распространенности элементов можно выделить следующие:

1. Элементное вещество Вселенной в основном состоит из водорода — 91% всех атомов.
2. По распространенности гелий занимает второе место, составляя $\approx 9\%$ всех атомов.
3. Существует глубокий минимум, соответствующий литию, бериллию и бору.
4. Сразу за этим минимумом следует резкий подъем повышенной распространенности углерода и кислорода.
5. За кислородным максимумом идет скачкообразное падение вплоть до скандия ($Z = 21$, $A = 40$).
6. Наблюдается повышенная распространенность элементов в районе железа («железный пик»).
7. После $A \approx 60$ уменьшение распространенности происходит более плавно, причем наблюдаются локальные максимумы в районе магических чисел протонов или нейтронов 50, 82, 126.
8. Как правило, распространенность четно-четных нуклидов (четные Z и N) выше, чем соседних нуклидов с нечетным числом нуклонов.

Все эти особенности распространенности элементов во Вселенной находят объяснение в современной теории образования нуклидов. В частности, повышенная распространенность четно-четных ядер по сравнению

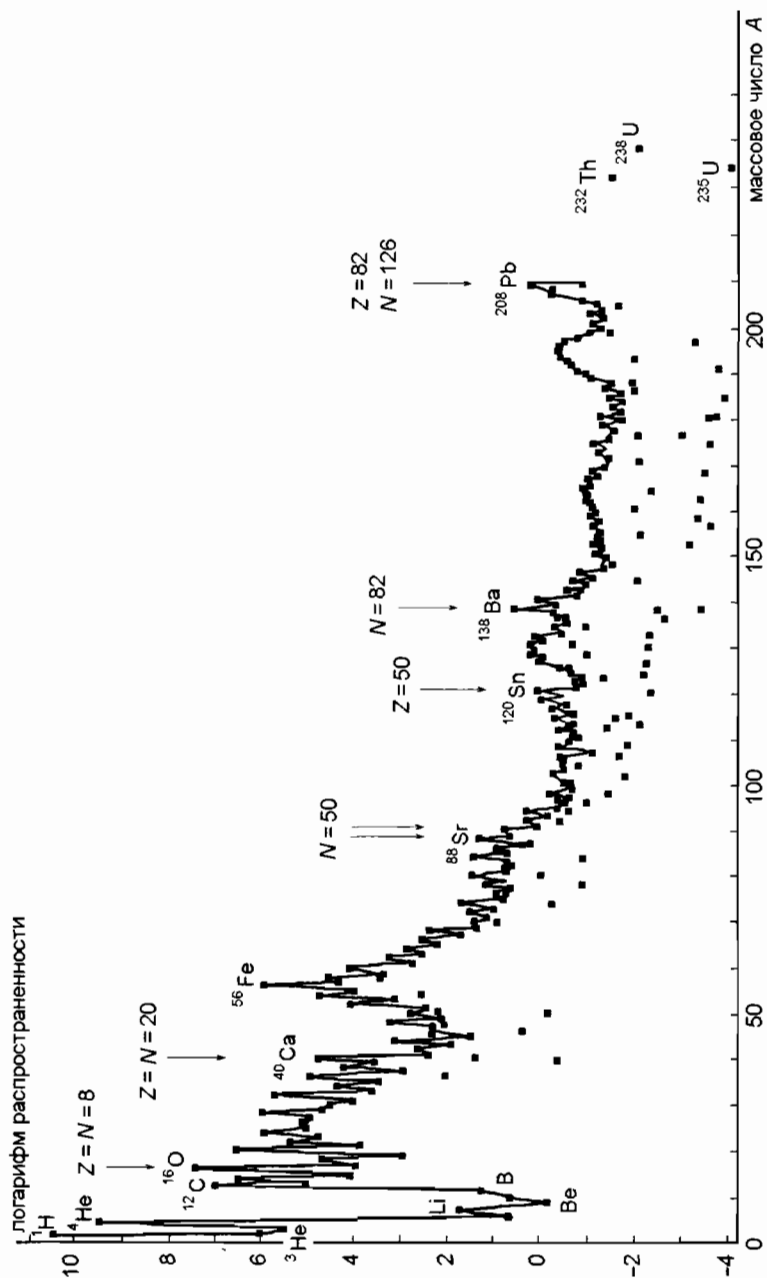


Рис. 10.1. Логарифм распространенности нуклидов во Вселенной в зависимости от массового числа. Выбраны такие единицы, в которых распространенность Si принята равной 10^6 . Эффект спаривания нуклонов приводит к тому, что у ядер с четными значениями Z и N распространенность, как правило, выше, чем у соседних ядер с нечетными Z и N

с соседними нечетными, из-за чего функция распространенности приобретает «пилообразный» характер, естественным образом объясняется эффектом спаривания нуклонов в ядрах.

Прежде чем перейти к более детальному рассмотрению нуклеосинтеза, посвятим несколько следующих разделов строению и истории Вселенной. Эта тема, помимо большого самостоятельного интереса, необычайно поучительна с точки зрения глубины проникновения микрофизики в явления предельно больших масштабов. Кроме того, это поможет более отчетливо представить себе «сцену», на которой рождаются химические элементы.

§ 3. Вселенная. Свидетельства Большого взрыва

В настоящее время основной моделью, описывающей историю и судьбу Вселенной, является модель Большого взрыва. Она была создана в 40-х гг. прошлого века, благодаря работам Г. Гамова и его сотрудников Р. Алфера и Р. Хермана, изучавших возможность рождения элементов во Вселенной. Они первыми осознали, что эта возможность могла быть реализована лишь в очень горячей и плотной Вселенной, на самом раннем этапе своего развития. В соединении с наблюдательными данными Э. Хаббла (они появились еще в 1929 г.) и теоретическими работами А. Фридмана (1922–1924) и Дж. Леметра (1927) это и привело к рождению модели Большого взрыва (термин «Большой взрыв» предложил Ф. Хойл, критиковавший эту модель).

Согласно концепции Большого взрыва в далеком прошлом (в соответствии с современными данными около 14 млрд лет назад) вещество Вселенной было сконцентрировано в очень малом объеме и имело огромную плотность, температуру и давление. Происходило стремительное (взрывное) расширение Вселенной, сопровождавшееся ее охлаждением и уменьшением давления. Если за начальный момент $t = 0$ взять момент Большого взрыва, то в ранней Вселенной зависимости плотности ρ и температуры T вещества от времени t космологического расширения даются следующими приближенными соотношениями:

$$\rho[\text{г/см}^3] \approx \frac{5 \cdot 10^5}{t^2[c]}, \quad T[\text{К}] \approx \frac{10^{10}}{\sqrt{t[c]}}. \quad (10.1)$$

Из этих соотношений видно, что при $t = 1$ с Вселенная имела колоссальную плотность ($\approx 10^5$ г/см³) и температуру ($\approx 10^{10}$ К). Для сравнения укажем, что температура в центре Солнца $1,5 \cdot 10^7$ К.

Расширение Вселенной следует из анализа красного смещения спектров видимого излучения галактик за счет эффекта Доплера. Установлено, что величина красного смещения и, следовательно, скорость разбегания галактик увеличивается для более удаленных галактик. Скорость разлета v двух галактик и расстояние R между ними связаны *законом Хаббла*:

$$v = HR, \quad (10.2)$$

где H — постоянная Хаббла. Таким образом, скорость разлета галактик прямо пропорциональна расстоянию между ними. Такое разбегание галактик является свидетельством расширения Вселенной. Постоянная Хаббла не зависит ни от места во Вселенной, ни от направления. Однако она меняется со временем. В ранней Вселенной она была больше, чем в настоящее время. Зная численное значение постоянной Хаббла и считая, что она не сильно меняется со временем, можно оценить момент времени в прошлом, когда все галактики были практически в одной точке. Учитывая, что $H = 73 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{мегапарсек})$ и $1 \text{ мегапарсек} = 3,1 \cdot 10^{19} \text{ км}$, получаем для времени t_0 , прошедшего после Большого взрыва, следующее значение:

$$t_0 \approx \frac{R}{v} = \frac{1}{H} \approx 14 \text{ млрд лет.} \quad (10.3)$$

Состояние Вселенной в настоящее время характеризуется величинами, приведенными в табл. 10.1.

Вселенная в больших масштабах ($> 100 \text{ Мпк}$) однородна и изотропна. Она содержит не менее 10^{11} галактик. Наша галактика — Млечный путь — содержит 10^{11} звезд.

Средняя плотность ρ вещества и энергии во Вселенной определена с 2 %-й точностью из большого числа разнообразных астрофизических наблюдений. Оказалось, что она в пределах точности опытных данных совпадает с критической плотностью ρ_k . Последняя, как известно, выражается через постоянную Хаббла и гравитационную постоянную G :

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G} = 10^{-29} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}. \quad (10.4)$$

Средняя плотность ρ Вселенной определяет ее геометрию и судьбу. При $\rho = \rho_k$ Вселенная плоская (описывается геометрией Евклида) и будет расширяться неограниченно долго (как и при $\rho < \rho_k$). При $\rho > \rho_k$ расширение Вселенной должно смениться ее сжатием. Обычно плотность Вселенной в целом и различных ее компонент выражают в единицах критической плотности. В этих единицах плотность нашей Вселенной в целом $\Omega = \rho/\rho_k = 1,003_{-0,017}^{+0,013}$.

В отличие от величины средней плотности Ω (или ρ) Вселенной, ее состав известен значительно хуже. Наиболее хорошо определен вклад в плотность Вселенной той части, которую называют *барионной материей*. Она состоит из оптически ярких звезд (на их долю приходится лишь около 1/10 массы барионной материи), межзвездной пыли и газа, молекулярных облаков, остатков звездной эволюции (включая черные дыры), планет и очень маленьких звезд, массы которых недостаточны для ядерных реакций синтеза. Масса вещества, содержащегося во всех этих объектах, практически целиком сосредоточена в барионах (протонах и нейтронах), причем на долю протонов приходится 85 %, а на долю нейтронов — 15 % массы. Нейтроны связаны в ядрах, главным образом, в ядрах гелия. В среднем на $4\text{--}5 \text{ м}^3$ нынешней Вселенной приходится 1 протон и 1 электрон

Таблица 10.1

Характеристики Вселенной в настоящее время

Возраст t_0	$13,7 \pm 0,2$ млрд лет	
Радиус наблюдаемой части Вселенной (горизонт видимости) $R_0 = ct_0$	10^{28} см	
Полное количество вещества и энергии	$\approx 10^{56}$ г	
Средняя плотность вещества и энергии	10^{-29} г/см ³	
Полное барионное число (число нуклонов)	10^{78}	
Доля антивещества	$< 10^{-4}$	
Постоянная Хаббла H	73 ± 4 км/(с · Мпк)	
Температура реликтового (фонового) излучения	2,73 К	
Плотность реликтовых фотонов	410 см ⁻³	
Энергетическая плотность реликтовых фотонов	$0,26$ эВ/см ³ = $4,6 \cdot 10^{-34}$ г/см ³	
Отношение числа барионов к числу реликтовых фотонов n_b/n_γ	$(4,7-6,5) \cdot 10^{-10}$	
Распространенность атомов (ядер):	по числу	по массе
<i>водород</i>	91 %	70,7 %
<i>гелий</i>	8,9 %	27,4 %
<i>остальные ядра</i>	$< 0,2$ %	1,9 %

1 мегапарсек = $3,1 \cdot 10^{19}$ км.

(Вселенная электрически нейтральна). Плотность барионной материи невелика — всего 4 % полной плотности Вселенной ($\Omega_b = 0,04$).

Главный же вклад в общее количество вещества-энергии Вселенной (около 96 %) дает невидимая (не излучающая и не поглощающая) субстанция, которую называют темной (dark). О ее существовании определенно свидетельствуют гравитационные эффекты. Данные наблюдений свидетельствуют также о том, что это темное вещество-энергия делится на две части:

- первая — так называемая *темная материя* (dark matter) с плотностью $\Omega_{dm} \approx 0,20$ — неизвестные, слабо взаимодействующие массивные частицы (не барионы). Это могут быть, например, стабильные нейтральные частицы с массами от 10 ГэВ/ c^2 до 10 ТэВ/ c^2 , предсказы-

Таблица 10.2

Вклад в полную плотность Вселенной различных форм материи
(в единицах $\rho_k = 10^{-29}$ г/см³)

Барионы	$0,042 \pm 0,004$
в том числе звезды	$\approx 0,005$
Фотоны	$\approx 5 \cdot 10^{-5}$
Нейтрино	$< 0,014$
Темная материя (неизвестные массивные частицы)	$0,20 \pm 0,03$
Темная энергия (вакуум)	$0,76 \pm 0,05$
Полная плотность вещества-энергии	$1,003_{-0,017}^{+0,013}$

ваемые суперсимметричными моделями, в том числе гипотетические тяжелые нейтрино;

- вторая — так называемая *темная энергия* (*dark energy*) с плотностью $\Omega_\Lambda \approx 0,76$, которую интерпретируют как вакуум. Имеется в виду особая форма материи — *физический вакуум*, т. е. наименьшее энергетическое состояние физических полей, пронизывающих пространство. Плотность энергии вакуума может быть не равной нулю и за счет квантовых эффектов достигать весьма больших значений.

Помимо этих трех основных составляющих Вселенной — барионной материи, темной материи и вакуума — в ней в незначительном количестве (с точки зрения вклада в общую энергию) присутствуют фотоны и безмассовые (или почти безмассовые) нейтрино. Однако в далеком прошлом (первые десятки тысяч лет жизни Вселенной) эта релятивистская часть материи доминировала в ней, о чем будет сказано ниже. Имеющиеся на сегодняшний день данные о составе Вселенной суммированы в табл. 10.2. Отметим, что плотность энергии вакуума, умноженную на $8\pi G/c^4$, называют *космологической постоянной* Λ .

В связи с наличием во Вселенной различных форм материи уместно кратко рассмотреть вопрос о том, как должны быть связаны между собой основные термодинамические характеристики Вселенной — плотность и давление, а также какова зависимость размера Вселенной R от времени t , если одна из этих форм доминирует. Связь между плотностью ρ и давлением p (уравнение состояния материи) в общем случае может быть записана в виде

$$\frac{p}{c^2} = \alpha \rho, \quad (10.5)$$

где α — не зависящая от времени константа. Использование в первом законе термодинамики этого соотношения приводит к следующей зави-

Таблица 10.3

Характеристики Вселенной при доминировании в ней различных форм материи

Материя	Уравнение состояния	Зависимость плотности от радиуса	Зависимость радиуса от времени
Барионы и темная материя	$p = 0$	$\rho \sim R^{-3}$	$R \sim t^{2/3}$
Фотоны и нейтрино	$\frac{p}{c^2} = \frac{1}{3}\rho$	$\rho \sim R^{-4}$	$R \sim t^{1/2}$
Вакуум (темная энергия)	$\frac{p}{c^2} \approx -\rho$	$\rho \sim \text{const}$	$R \sim \exp\{\sqrt{\Omega_\Lambda} H t\}$

симости ρ от R :

$$\rho \sim R^{-3(1+\alpha)}. \quad (10.6)$$

Динамика расширяющейся Вселенной описывается уравнением Фридмана, которое мы здесь не приводим. Из него при $\alpha \neq -1$ получается следующая связь между R и t :

$$R \sim t^{\frac{2}{3(1+\alpha)}}. \quad (10.7)$$

Во Вселенной с точки зрения связи между давлением и плотностью есть три формы материи:

- сравнительно холодное (нерелятивистское) вещество, не создающее давление, для которого $p = 0$ и $\alpha = 0$. Это барионы и темная материя;
- горячая релятивистская материя (релятивистский газ), создающая давление, это излучение (фотоны) и нейтрино, для которых уравнение состояния $p/c^2 = (1/3)\rho$ и $\alpha = 1/3$;
- вакуум (темная энергия), для которого уравнение состояния имеет вид $p/c^2 \approx -\rho$ и $\alpha \approx -1$.

Если во Вселенной доминирует вакуум, то связь между R и t уже не описывается соотношением (10.7). В этом случае решение уравнения Фридмана дает $R \sim \exp\{\sqrt{\Omega_\Lambda} H t\}$. В табл. 10.3 собраны следствия, получающиеся из уравнения Фридмана, в случае доминирования во Вселенной одной из трех рассмотренных форм материи.

Следует отметить, что во Вселенной были периоды, когда доминировал каждый из трех видов материи, приведенных в табл. 10.3. Так, исключая ничтожный (10^{-35} – 10^{-34} с) интервал сразу после Большого взрыва, в течение примерно первых 40 000 лет во Вселенной доминировали фотоны (так называемая *радиационная эра*). В дальнейшем доминировало вещество (*эра вещества*). В настоящее время и в будущем доминирует вакуум.

В соответствии со сказанным, пользуясь табл. 10.3, легко представить, как эволюционировала Вселенная в эти периоды.

Проще всего понять зависимость $\rho \sim R^{-3}$ для барионов и холодной темной материи. Эта зависимость — тривиальное следствие того, что концентрация нерелятивистских частиц обратно пропорциональна объему, который они занимают.

Что касается зависимости $\rho \sim R^{-4}$ для фотонов, то дополнительный множитель R^{-1} по сравнению с массивными частицами возникает за счет красного смещения. В процессе расширения Вселенной плотность энергии фотонов уменьшается не только за счет уменьшения концентрации (множитель R^{-3}), но и за счет уменьшения энергии фотонов (множитель R^{-1}).

При доминировании во Вселенной вакуума она расширяется экспоненциально, а не инерционно, как в остальных случаях. Это стремительное, с нарастающей скоростью расширение называют *инфляцией* или *раздуванием*. Вселенная уже должна вступить в фазу инфляции, поскольку вакуум в ней стал доминирующей формой материи. Появились астрофизические данные, подтверждающие ускоренное расширение нынешней Вселенной. Эта стадия инфляции в истории Вселенной, как полагают, является второй. Первая, возможно, возникла практически одновременно с Большим взрывом и характерное время ее длительности всего $\approx 10^{-35}$ с. Однако за это время размер Вселенной увеличился в $10^{10^5} - 10^{10^{12}}$ раз. При этом область планковских размеров (10^{-33} см) выросла до размеров, неизмеримо превосходящих размер нынешней видимой части Вселенной (10^{28} см). После столь сильного расширения пространство становится однородным, а его геометрия неотличимой от геометрии плоского мира, т. е. евклидовой. Практически все первичные неоднородности оказываются далеко за пределами современного горизонта видимости. Инфляционный «сценарий» позволяет решить большую часть проблем Стандартной модели горячей Вселенной. Несмотря на то, что этап инфляции представляется в настоящее время необходимым элементом эволюции ранней Вселенной, само существование такого этапа еще нуждается в опытном подтверждении.

Таким образом, вакуум во Вселенной играет огромную, возможно ключевую, роль. Вакуум, на фоне которого разворачиваются процессы во Вселенной, наделен отрицательным давлением и ответственен за появление гравитационного отталкивания. Это особое свойство вакуума имеет прямое отношение к инфляционному сценарию и механизму Большого взрыва.

В настоящее время нет одной общепринятой инфляционной модели. Ранняя Вселенная, расширяясь и охлаждаясь, может оказаться в состоянии с огромной, даже планковского масштаба (10^{94} г/см³), вакуумной плотностью, либо в момент фазового перехода со спонтанным нарушением симметрии, либо за счет квантовых флуктуаций. Во всех вариантах модели вакуум формируется однородным и медленно меняющимся скалярным по-

лем (т. е. полем, квантами которого являются частицы с нулевым спином, типа бозонов Хиггса). Поскольку уравнение состояния такого вакуума, связывающее плотность и давление, имеет вид $p \approx -\rho c^2$, то Вселенная наделяется огромным отрицательным давлением. Это отрицательное давление, эквивалентное мощному гравитационному отталкиванию, является причиной возникновения взрывного (экспоненциально зависящего от времени) расширения Вселенной, по-существу, «запускающая» механизм Большого взрыва.

В простейшем варианте инфляционный сценарий в ранней Вселенной схематически выглядит следующим образом. Вселенная, внезапно оказавшись в состоянии физического вакуума с огромной плотностью (например, в момент фазового перехода), получает возможность перейти в новое вакуумное состояние с более низкой энергией, возникшее в результате этого фазового перехода (истинный вакуум). Этот «скатывание» из начального вакуумного состояния (называемого *вакуумоподобным* или *ложным вакуумом*) в истинное, т. е. перестройка вакуума, совершается на фоне в целом его высокой плотности, что приводит к экспоненциальному раздуванию Вселенной. Процесс завершается колебаниями скалярного поля вокруг нового вакуумного среднего. В процессе этого колебания огромная энергия, запасенная в вакууме, освобождается и идет на рождение пар элементарных частиц, т. е. на разогрев Вселенной. Вакуум перестает доминировать, и экспоненциальное раздувание Вселенной сменяется замедляющимся (инерционным) расширением, вызванным обычной гравитацией.

Опустошенная и охлажденная инфляцией Вселенная разогревается до температур порядка температуры Великого объединения (гл. 11, § 1) и заполняется высокоэнергичными частицами, античастицами и излучением — продуктами распада вакуумоподобного состояния. В этом море новых частиц практически не осталось старых (доинфляционных). Вновь рожденные «горячие» частицы взаимодействуют друг с другом, устанавливается термодинамическое равновесие и дальнейшая эволюция происходит согласно Стандартной модели горячей Вселенной (см. ниже). Использование в рассматриваемом сценарии скалярного (хиггсовского) поля обеспечивает реализацию в остывающей Вселенной механизма возникновения у частиц масс при прохождении стадий со спонтанным нарушением симметрии.

Как видно из табл. 10.3, расширение Вселенной не приводит к убыванию плотности энергии $\varepsilon = \rho c^2$ вакуума (скалярного поля). Это соответствует особому уравнению состояния $p = -\rho c^2$, присущему скалярному полю. Действительно, согласно первому закону термодинамики изменение энергии в элементе объема V при расширении компенсируется работой сил давления:

$$d(\varepsilon V) + p dV = 0.$$

Откуда с учетом $p = -\varepsilon$ имеем

$$V d\varepsilon + \varepsilon dV - \varepsilon dV = 0,$$

т. е. $d\varepsilon = 0$. Поэтому ε (и ρ) при расширении не меняется. Таким образом, уменьшение плотности энергии при увеличении элемента объема компенсируется за счет отрицательной работы, совершаемой этим расширяющимся элементом объема.

Сделаем теперь ряд замечаний о реальности самого Большого взрыва. Существует несколько прямых и наблюдаемых в настоящее время следствий событий далекого прошлого, подтверждающих концепцию Большого взрыва. Эти явления называются реликтовыми. Основные среди них:

- 1) микроволновое фоновое реликтовое излучение (температура 2,7 К);
- 2) высокая распространенность гелия ($\approx 1/4$ всех ядер по массе);
- 3) соотношение между числом барионов и фотонов $\approx 10^{-9}$.

Все эти особенности нынешнего мира могли сформироваться лишь в очень горячей и плотной Вселенной, т. е. в ранний период ее существования, когда еще не было ни галактик, ни звезд.

Наиболее убедительным подтверждением теории Большого взрыва явилось открытие в 1965 г. Р. Вильсоном и А. Пензиасом предсказанного за два десятилетия до этого Г. Гамовым, Р. Алфером и Р. Херманом *реликтового микроволнового излучения*. Форма спектра этого излучения соответствует излучению абсолютно черного тела с температурой 2,7 К. Это излучение заполняет всю Вселенную. Максимум его интенсивности приходится на длины волн около 0,1 см. Реликтовые фотоны это остывший отблеск когда-то очень горячей и яркой Вселенной. Соотношение между числом реликтовых фотонов и барионов (протонов и нейтронов) $\approx 10^9 : 1$. Однако суммарная энергия реликтового излучения в настоящее время на три порядка меньше суммарной массы вещества в энергетических единицах. Помимо реликтовых фотонов должны существовать и *реликтовые нейтрино* примерно в том же количестве и с той же энергией.

§ 4. Первые мгновения Вселенной

Вернемся к реликтовому излучению. Оно было свидетелем процессов, происходивших во Вселенной на самых ранних ее этапах. Ниже рассмотрим эволюцию горячей Вселенной в рамках *Стандартной космологической модели*.

Современные космологические теории рассматривают эволюцию Вселенной, начиная с *планковского момента* $t_{\text{пл}}$ после Большого взрыва:

$$t_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 5,4 \cdot 10^{-44} \text{ с.} \quad (10.8)$$

Планковский момент отвечает «планковским условиям» — *планковским энергиям* частиц (10^{19} ГэВ), *планковской температуре* (10^{32} К), характерным расстояниям между частицами, равным *планковской длине* (10^{-33} см) и *планковской плотности* ($\approx 10^{94}$ г/см³). Диаметр Вселенной в этот момент

был всего лишь несколько микрон. Привычные представления о пространстве и времени вряд ли применимы к столь экстремальным условиям. Происходит распад на кванты единого непрерывного пространства-времени (линейно-временной масштаб этих квантов соответствует вышеприведенным планковским значениям). Квантовые флуктуации пространства-времени, по-видимому, лишают смысла понятия «прошлое», «будущее», «причинность». Квантовые флуктуации при $t < 10^{-43}$ с могли стать причиной возникновения крупномасштабной структуры Вселенной.

Для времен, больших планковских ($t > t_{\text{Pl}}$), сценарий эволюции взаимодействий предсказывается современными едиными теориями (гл. 11). Соединение стандартной космологии и единых теорий позволяет, начиная с планковского момента, воспроизвести эволюцию остывающей Вселенной (табл. 10.4).

Для связи между собой физических величин в различные моменты времени, помимо формул (10.1), удобно использовать следующие соотношения для средних энергий E частиц и характерных расстояний r между ними:

$$E[\text{ГэВ}] \approx 10^{-13} T[\text{К}], \quad r[\text{см}] \approx \frac{2 \cdot 10^{-14}}{E[\text{ГэВ}]} \quad (10.9)$$

Первое из них следует из хорошо известной формулы $E \approx kT$, а второе — из соотношения неопределенностей $r \cdot pc = r \cdot E \approx \hbar c$.

Сразу после планковского момента ($t > t_{\text{Pl}}$) единое поле распалось и от него отделилось гравитационное взаимодействие. Интервал 10^{-43} – 10^{-36} с соответствует эпохе *Великого объединения* трех взаимодействий — слабого, электромагнитного и сильного. Момент 10^{-36} с отвечает концу Великого объединения. При этом отделяется сильное взаимодействие. Конец Великого объединения наступает при $T \approx 10^{28}$ К, характерных энергиях частиц 10^{15} ГэВ и масштабах расстояний 10^{-29} см.

Составляющими Вселенной в рассматриваемый период (10^{-43} – 10^{-36} с) были все известные фундаментальные частицы, включая их гипотетических суперпартнеров. Все частицы безмассовы. В момент крушения Великого объединения переносчики сил Великого объединения X - и Y -бозоны приобретают массы 10^{15} – 10^{16} ГэВ/ c^2 , остальные частицы остаются безмассовыми вплоть до 10^{-10} с, когда нарушается электрослабая симметрия и происходит разделение электромагнитного и слабого взаимодействий. При этом кварки, лептоны и промежуточные бозоны (W^{\pm} , Z) приобретают массы. Концу электрослабого объединения соответствует $T = 10^{15}$ К, энергии частиц ≈ 100 ГэВ, масштабы расстояний 10^{-16} см. За счет аннигиляции и распада X - и Y -бозоны и их античастицы при $t > 10^{-36}$ с исчезают.

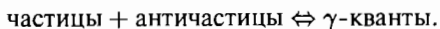
Вначале вещество имело столь высокую температуру, что кварки не могли объединиться в адроны, так как высокая тепловая энергия вновь разрушала их. К 10^{-6} с Вселенная охладилась настолько ($T = 10^{13}$ К), что стало возможным слияние кварков в адроны. Произошел *кварк-адронный фазовый переход* с образованием адронов и антиадронов, интенсивно взаимодействующих между собой.

Таблица 10.4

Догалактические этапы эволюции Вселенной

Время после Большого взрыва	Характерные температуры, К	Характерные расстояния, см	Этап/Событие
$< 10^{-43}$ с	$> 10^{32}$	$< 10^{-33}$	Квантовый хаос. Суперсимметрия (объединение всех взаимодействий)
10^{-43} с	10^{32}	10^{-33}	Планковский момент. Отделение гравитационного взаимодействия
$10^{-43} - 10^{-36}$ с	$10^{32} - 10^{28}$	$10^{-33} - 10^{-29}$	Великое объединение (электрослабого и сильного взаимодействий)
10^{-36} с	10^{28}	10^{-29}	Конец Великого объединения. Разделение сильного и электрослабого взаимодействий
10^{-10} с	10^{15}	10^{-16}	Конец электрослабого объединения
10^{-6} с	10^{13}	10^{-14}	Кварк-адронный фазовый переход
$10^{-10} - 10^{-4}$ с	$10^{15} - 10^{12}$	$10^{-16} - 10^{-13}$	Адронная эра. Рождение и аннигиляция адронов и лептонов
$10^{-4} - 10$ с	$10^{12} - 10^{10}$	$10^{-13} - 10^{-10}$	Лептонная эра. Рождение и аннигиляция лептонов
0,1–1 с	$2 \cdot 10^{10}$	10^{-11}	Отделение нейтрино. Вселенная становится прозрачной для нейтрино (антинейтрино)
$10^2 - 10^3$ с	$\approx 10^9$	$10^{-10} - 10^{-9}$	Дозвездный синтез гелия
10 с – 40 000 лет	$10^{10} - 10^4$	$10^{-10} - 10^{-5}$	Радиационная эра. Доминирование излучения над веществом
40 000 лет	10^4	10^{-5}	Начало эры вещества. Вещество начинает доминировать над излучением
400 000 лет	$3 \cdot 10^3$	10^{-4}	Образование атомов. Разделение вещества и излучения (Вселенная прозрачна для излучения)

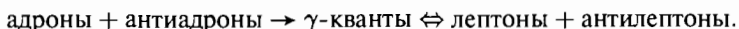
Помимо распадов частиц основными процессами, идущими на самых ранних этапах горячей Вселенной, являются рождение γ -квантами пар частица—античастица и аннигиляция этих пар, вновь приводящая к образованию γ -квантов. В состоянии термодинамического равновесия прямой и обратный процессы идут с одинаковой скоростью и плотность частиц и античастиц близка к плотности γ -квантов. Поэтому основные реакции, происходившие во Вселенной в этот период, можно записать следующим образом:



Таким образом, в горячей Вселенной должно было быть колоссальное количество античастиц, равное числу частиц, и примерно равное числу γ -квантов. В этот период Вселенная была непрозрачна для γ -квантов и реакции образования пар частица—античастица шли с высокой скоростью.

С началом образования из кварков адронов энергии γ -квантов какое-то время были достаточны для рождения адронов (антиадронов). Этот период эволюции Вселенной носит название *эры адронов*. Она начинается примерно при $t = 10^{-10}$ с и заканчивается к 10^{-4} с. Конец адронной эры наступает тогда, когда энергия излучения становится меньше энергии покоя самого легкого адрона — π -мезона.

В условиях дальнейшего падения температуры и давления, когда рождение пар адрон-антиадрон было уже невозможно, а их аннигиляция и распад, естественно, продолжались, происходило быстрое уменьшение числа адронов. Уменьшение числа адронов (антиадронов) привело к повышению числа легких частиц — лептонов, являющихся продуктами распада адронов. На этом этапе энергия фотонов была еще достаточна для рождения пар лептон-антилептон. Этот период называют *лептонной эрой*, и основные процессы, происходившие в эту эру, можно представить следующей схемой:



В лептонную эру также наблюдалось статистическое равновесие, при котором лептон-антилептонные пары рождались и аннигилировали примерно с одинаковой скоростью. Вселенная в этот период, помимо фотонов, состояла из лептонов (антилептонов) — в основном электронов (позитронов), нейтрино (антинейтрино) — и небольшого количества легких барионов — протонов и нейтронов, оставшихся после адронной эры. Лептонная эра завершается примерно к десятой секунде, когда температура падает до 10^{10} К и энергии фотонов становятся недостаточными для рождения пары самых легких заряженных лептонов — e^-e^+ .

В лептонную эру произошло еще одно важное событие — через несколько десятых долей секунды после Большого взрыва Вселенная стала прозрачной для нейтрино (антинейтрино). Энергии пар нейтрино-антинейтрино были уже недостаточными для создания пар e^-e^+ . В дальнейшем нейтрино (антинейтрино) и вещество расширялись независимо — изменение температуры и давления нейтрино не совпадало с изменением

температуры и давления остальной части Вселенной. Нейтринный газ в дальнейшем только охлаждался за счет расширения. Число нейтрино при этом должно сохраниться неизменным до наших дней. Их концентрация должна быть примерно такой же, как и для реликтовых фотонов. Однако, в связи с тем, что отделение нейтрино произошло раньше, чем отделение излучения, температура реликтовых нейтрино должна быть несколько меньше. К настоящему моменту нейтринный газ должен охладиться до 1,9 К для безмассовых нейтрино (при $m_\nu c^2 = 30$ эВ температура будет 0,005 К). Обнаружение реликтовых нейтрино — важная и сложная проблема.

Исходя из приведенных в табл. 10.2 данных о плотности энергии нейтринного газа во Вселенной ($< 0,014\rho_k$), можно получить следующее ограничение на суммарную массу трех видов нейтрино:

$$(m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau})c^2 < 1 \text{ эВ},$$

что существенно уменьшает возможные массы всех сортов нейтрино по сравнению с данными экспериментов, основанных на измерении энергии слабых распадов.

На смену лептонной эре пришла *радиационная эра*. В начале этой эры было еще много лептонов, но за счет аннигиляции они быстро исчезали, превращаясь в излучение. Таким образом, Вселенная от состояния, когда плотность массивных частиц была близка к плотности фотонов, перешла к состоянию, в котором плотность фотонов на много порядков превосходила плотность частиц с массой. Вселенная практически полностью стала состоять из фотонов и нейтрино.

В начале радиационной эры излучение интенсивно взаимодействовало с заряженными частицами (протонами, электронами), входившими в состав Вселенной. За счет расширения происходило охлаждение Вселенной, в том числе и фотонов. Фотоны охлаждались за счет эффекта Доплера при отражении от удаляющихся частиц. Увеличение длины волны фотонов $\Delta\lambda$ связано с увеличением расстояния ΔR между удаляющимися при расширении Вселенной частицами следующим соотношением:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta R}{R}. \quad (10.10)$$

При дальнейшем расширении Вселенной отношение концентраций фотонов и массивных частиц остается постоянным. Эти концентрации пропорциональны $1/R^3$, где R — радиус Вселенной, т. е. уменьшаются с одинаковой скоростью. При этом энергия не имеющего массы фотонного газа, в соответствии с (10.10), стремится к нулю (в целом плотность энергии излучения, как уже ранее отмечалось, падает с расширением пропорционально $1/R^4$). В то же время полная энергия массивных частиц ограничена снизу их суммарной энергией покоя.

Примерно через 40 000 лет после Большого взрыва, когда температура упала до $T \approx 10^4$ К, суммарная энергия, заключенная в веществе (с учетом массы), начинает превосходить суммарную энергию излучения.

Во Вселенной начинает доминировать вещество, и на смену радиационной эре приходит *эра вещества*.

При охлаждении до $T \approx 3 \cdot 10^3$ К происходит объединение протонов и электронов в атомы водорода (рекомбинация). Плазменное состояние вещества Вселенной сменяется состоянием нейтральных атомов (среди них уже есть атомы дейтерия и гелия) и излучение практически перестает взаимодействовать с веществом. Вселенная становится прозрачной для излучения. Это происходит примерно через 400 000 лет после Большого взрыва, когда плотность вещества снижается до $\approx 10^{-20}$ г/см³. Начиная с этого момента фотоны реликтового излучения охлаждаются, двигаясь свободно в расширяющейся Вселенной (ее поперечный размер в это время $\approx 10^{25}$ см). Увеличение длины их волны (смещение в красную область спектра) с ростом масштабов Вселенной также дается формулой (10.10). В настоящее время температура реликтового излучения упала до 2,7 К. Это излучение равномерно пронизывает все пространство и практически изотропно (анизотропия $\approx 10^{-5}$).

Разделение вещества и излучения привело к усилению влияния первичных неоднородностей в распределении вещества, что, в свою очередь, привело к образованию галактик и сверхгалактик. Неоднородности меньшего масштаба привели к образованию звезд. Этот этап развития Вселенной продолжается и в настоящее время.

§ 5. Барионная асимметрия. Отсутствие антивещества во Вселенной

Куда девалось огромное количество антивещества? Ведь на начальных этапах эволюции Вселенной количество вещества равнялось количеству антивещества. Этот вопрос очень важен, так как именно из вещества, оставшегося после завершения раннего (горячего) этапа развития Вселенной, в дальнейшем образовались галактики, сверхгалактики и звезды, развились новые формы материи, появилась жизнь.

Мы располагаем следующими фактами о нынешнем состоянии Вселенной:

1. Во Вселенной практически нет антивещества (отношение количества антивещества к количеству вещества не превышает 10^{-4}). Единичные антипротоны регистрируют в космических лучах.
2. Наблюдаемое (излучающее и поглощающее) вещество во Вселенной практически целиком состоит из барионов, и их энергетическая доля во Вселенной $\approx 4\%$.
3. Барионная материя по массе с точностью до 10^{-3} состоит из легчайших барионов — нуклонов, причем отношение числа нуклонов n_N к числу реликтовых фотонов n_γ следующее:

$$\frac{n_N}{n_\gamma} = \frac{n_b}{n_\gamma} \approx 10^{-9}. \quad (10.11)$$

Эта барионная (нуклонная) компонента Вселенной на 85 % состоит из протонов и на 15 % из нейтронов, находящихся в связанном состоянии в атомных ядрах (главным образом в гелии).

4. Из электрической нейтральности Вселенной в целом следует, что отношение концентрации электронов n_e к концентрации фотонов n_γ то же, что и для нуклонов, т. е.

$$\frac{n_e}{n_\gamma} \approx 10^{-9}. \quad (10.12)$$

Отношения (10.11) и (10.12) не должны зависеть от времени в адиабатически и изотропно расширяющейся Вселенной.

Современные концепции исходят из того, что Вселенная родилась с квантовыми числами вакуума, т. е. электрически нейтральной, и имела суммарный барионный заряд, равный нулю. Барионная асимметрия возникла, как полагают, на самых ранних этапах развития Вселенной в условиях высоких энергий (температур).

Вернемся к концу адронной эры (10^{-4} с после Большого взрыва). В этот момент интенсивно рождались и аннигилировали легчайшие барион-антибарионные пары. Их плотность была сравнима с плотностью фотонов. При стремительном расширении и охлаждении Вселенной рождение нуклон-антинуклонных пар уже не компенсировало их аннигиляцию и число барионов (антибарионов) быстро уменьшалось, пока не стабилизировалось на некотором значении, когда резко упавший за счет сильного разряжения темп аннигиляции перестал влиять на отношения концентраций барионов n_b , антибарионов $n_{\bar{b}}$ и фотонов n_γ . Оказывается, что эти отношения стабилизируются на уровне

$$\frac{n_b}{n_\gamma} = \frac{n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \approx 10^{-18},$$

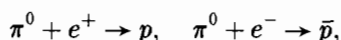
что намного ниже наблюдаемого для барионов значения $\approx 10^{-9}$ (для антибарионов это значение не превышает 10^{-13}).

В 1967 г. А. Д. Сахаровым была выдвинута гипотеза о том, что наблюдаемое значение обсуждаемого отношения для барионов является следствием незначительного преобладания нуклонов над антинуклонами:

$$\approx \frac{10^9 + 1}{10^9},$$

возникшего в результате несохранения барионного заряда и нарушения CP -инвариантности. Условием появления этого барионного избытка, как предполагается, должен быть временный выход Вселенной из равновесного состояния в процессе ее расширения. По мере последующего остывания Вселенной вещество аннигилировало с антивеществом за исключением незначительного остатка $\approx 10^{-9}$, который и послужил материалом для дальнейшей эволюции.

Этот незначительный дисбаланс $\approx 10^{-9}$ между барионами и антибарионами (и вообще между фермионами и антифермионами) вычисляется в рамках современных теорий Великого объединения, дополненных моделью Большого взрыва. В соответствии с таким подходом обсуждаемый дисбаланс возник в весьма краткий временной интервал после Большого взрыва, когда типичные энергии частиц и температура были еще достаточны для рождения переносчиков сил Великого объединения — X -, Y -бозонов и их античастиц. Эти частицы участвуют в кварк-лептонных переходах, не сохраняющих ни барионный, ни лептонный заряды. Они ответственны за возможную нестабильность протона. X и \bar{X} (так же как Y и \bar{Y}) в силу CPT -теоремы имеют одинаковые полные ширины распада, но отдельные (парциальные) их распады могут происходить с нарушением CP -инвариантности, как это имеет место в распаде истинно нейтральных K_L^0 -мезонов. Так, например, за счет того, что вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ несколько выше вероятности CP -сопряженного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$, может возникнуть избыток протонов по сравнению с антипротонами в процессах типа



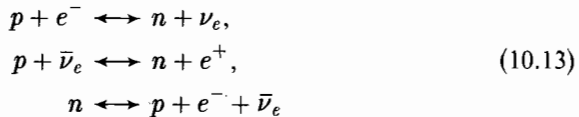
возможных в эпоху Великого объединения.

Нарушение CP -симметрии гарантирует появление фермион-антифермионной асимметрии при условии, что система вышла из теплового равновесия. По мере расширения Вселенной сразу после Большого взрыва ее плотность и температура стремительно падали и могло нарушиться состояние теплового равновесия.

§ 6. Космологический (дозвездный) нуклеосинтез

Условия для космологического нуклеосинтеза возникли во Вселенной примерно через минуту после Большого взрыва. К этому моменту Вселенная «остыла» до температуры $T \approx 10^9$ К. Она состояла в основном из фотонов, электронов (позитронов), нейтрино (антинейтрино) и сравнительно небольшого количества легчайших барионов — протонов и нейтронов, оставшихся после объединения кварков в адроны (кварк-адронного фазового перехода), произошедшего во Вселенной примерно через 1 мкс после Большого взрыва. Более тяжелые и короткоживущие адроны к моменту начала космологического нуклеосинтеза распались, и их доля по массе в барионной материи упала до 10^{-3} . Необходимо подчеркнуть, что во Вселенной практически не осталось антибарионов (соотношение антивещества и вещества не превышало 10^{-4}). Как уже отмечалось, эта барионная асимметрия сформировалась во Вселенной, по-видимому, в результате несохранения барионного заряда и нарушения CP -инвариантности в конце эпохи Великого объединения, т. е. уже примерно к 10^{-35} с после Большого взрыва.

Протоны и нейтроны ранней Вселенной явились тем материалом, из которого в дальнейшем возникли атомные ядра различных химических элементов. Доля этих протонов и нейтронов в общей массе Вселенной составляет $\approx 4\%$. При температурах $T \gg 10^{10}$ К (и кинетических энергиях $\gg 1$ МэВ) нейтроны и протоны благодаря реакциям слабого взаимодействия



переходили друг в друга и находились в состоянии термодинамического равновесия. В этом состоянии вероятность образования нейтрона или протона с энергией E описывается распределением Гиббса:

$$W = Ae^{-E/(kT)}.$$

Таким образом, в условиях термодинамического равновесия соотношение между числом нейтронов и протонов будет определяться разностью масс нейтрона и протона:

$$\frac{n_n}{n_p} = \frac{e^{-E_n/(kT)}}{e^{-E_p/(kT)}} = e^{-(m_n - m_p)c^2/(kT)} = e^{-1,29 \text{ МэВ}/(kT(\text{МэВ}))}.$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что

$$\frac{n_n}{n_p} \approx 1 \quad \text{при} \quad E \approx kT \gg 1 \text{ МэВ}.$$

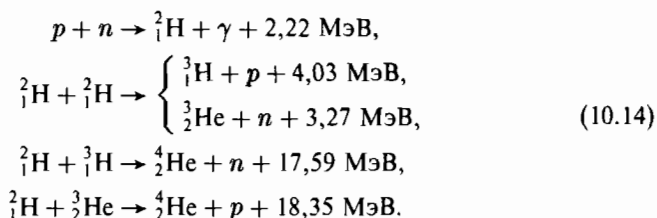
Во Вселенной в этот период существовали только самые легкие и простейшие ядра — водорода (^1H).

Скорость протекания реакций слабого взаимодействия (10.13) зависит от температуры и плотности. Чем они ниже, тем ниже скорость реакции. По мере расширения и остывания Вселенной она достигает такого момента, когда снижающаяся скорость реакций (10.13) уже не в состоянии поддерживать равновесие между нейтронами и протонами (скорость слабых процессов становится меньше скорости расширения Вселенной). Этот момент наступает примерно через 2 с после Большого взрыва при $T \approx 10^{10}$ К, когда средние кинетические энергии частиц, уменьшаясь, перешагнули рубеж 1 МэВ. Равновесное отношение концентраций нейтронов и протонов n_n/n_p уменьшилось к этому моменту до $\approx 1/6$ и до начала первичного нуклеосинтеза это отношение снижалось в основном за счет распада нейтронов.

Стартовой реакцией первичного нуклеосинтеза является реакция образования дейтерия $p + n \rightarrow ^2\text{H} + \gamma + 2,22 \text{ МэВ}$. Накоплению дейтерия за счет этой реакции на первых порах препятствует интенсивное разрушение дейтерия фотонами в обратном процессе фотодиссоциации. Энергия связи дейтерия всего 2,22 МэВ и, хотя средняя энергия фотонов упала ниже этой величины, в высокоэнергичном участке их спектра еще со-

держится достаточное число фотонов, способных разрушить дейтерий (напомним, что отношение числа фотонов к числу барионов, т. е. нуклонов, огромно: $n_\gamma/n_b \approx 10^9$). В силу этого начало синтеза дейтерия (и всей цепочки первичного нуклеосинтеза) задерживается примерно до 100-й секунды после Большого взрыва, когда средняя кинетическая энергия частиц падает до 0,1 МэВ. Вселенная к этому моменту остывает до 10^9 К.

Итак, условия для синтеза более сложных легчайших ядер возникли во Вселенной примерно через минуту после Большого взрыва. При еще достаточно высокой плотности температура снизилась настолько (10^9 К), что при столкновении протонов с нейтронами стали эффективно образовываться ядра дейтерия. Соударение двух ядер дейтерия открывает путь к возникновению гелия. Цепочка основных реакций синтеза гелия выглядит так:



Для каждой реакции указана выделяющаяся энергия Q .

За короткое время (1–3 минуты) примерно 1/4 нуклонов Вселенной превратилась в гелий. При этом практически все нейтроны в результате цепочки реакций (10.14) оказались связанными в ${}^4_2\text{He}$. Последовавшее вслед за этим снижение температуры и плотности Вселенной остановило реакции синтеза.

Количество образовавшегося (первичного) гелия легко оценить, исходя из нейтрон-протонного соотношения n_n/n_p в момент начала нуклеосинтеза. Последнее оказывается примерно 1/7, что несколько ниже равновесного значения 1/6 за счет распада нейтрона. Отсюда получаем, что массовая доля Υ первичного (космологического) гелия равна

$$\Upsilon \approx \frac{2(n_n/n_p)}{1 + n_n/n_p} = \frac{2(1/7)}{1 + 1/7} = 0,25. \tag{10.15}$$

Более точное значение $\Upsilon = 0,24$.

Космологический синтез гелия — основной механизм его образования во Вселенной. Синтез гелия из водорода в звездах увеличивает долю ${}^4\text{He}$ по массе в барионной материи примерно на 10 % (до 27,4 %). Таким образом, изложенный механизм образования гелия позволяет количественно объяснить распространенность гелия во Вселенной и является сильным аргументом в пользу догалактической фазы его возникновения и всей концепции Большого взрыва.

Космологический нуклеосинтез позволяет объяснить распространенность во Вселенной таких легчайших ядер, как дейтерий (${}^2\text{H}$), изотоп гелия ${}^3\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$. Однако их количества ничтожны по сравнению с ядрами

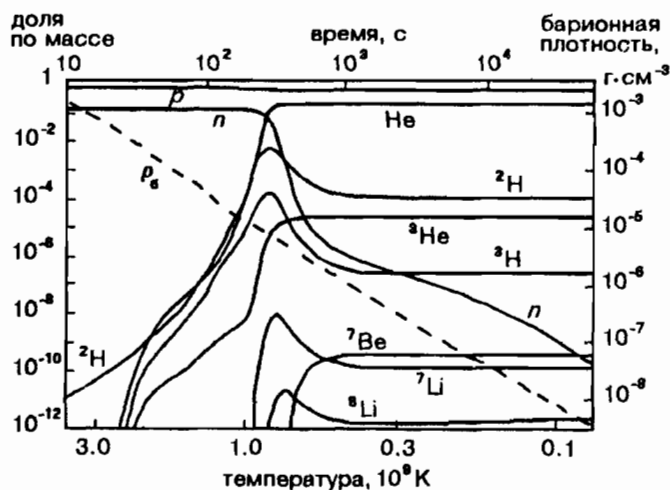


Рис. 10.2. Изменение выхода легчайших ядер и барионной плотности (штриховая линия) на этапе космологического нуклеосинтеза

водорода и ${}^4\text{He}$. По отношению к водороду дейтерий образуется в количестве 10^{-4} – 10^{-5} , ${}^3\text{He}$ — в количестве $\approx 10^{-5}$, а ${}^7\text{Li}$ — в количестве $\approx 10^{-10}$. Таким образом, диапазон успешно объясненных распространенностей огромен — 9 порядков (от ${}^4\text{He}$ до ${}^7\text{Li}$). Изменение выхода легчайших ядер и барионной плотности на этапе космологического нуклеосинтеза показано на рис. 10.2.

Распространенность изотопов водорода, гелия и ${}^7\text{Li}$ существенно зависит от трех важнейших параметров: барион-фотонного соотношения $\eta = n_b/n_\gamma$, числа типов (ароматов) нейтрино N_ν и времени жизни нейтрона τ_n . В настоящее время τ_n известно с высокой точностью ($\tau_n = 885,7 \pm 0,8$ с) и неопределенность в этой величине практически не влияет на расчетную распространенность обсуждаемых элементов.

Об оставшихся двух параметрах (η и N_ν) можно сказать следующее. Все распространенности упомянутых элементов можно объяснить при η , лежащем в диапазоне $(4,7\text{--}6,5) \cdot 10^{-10}$. Это отвечает нынешней плотности барионной материи $\rho_b = (3,2\text{--}4,5) \cdot 10^{-31}$ г/см 3 . Увеличение η по сравнению с вышеуказанным диапазоном означает увеличение относительной концентрации нуклонов и приводит к более раннему началу первичного нуклеосинтеза и, соответственно, — к большей распространенности дейтерия и изотопов гелия. Эти распространенности начинают превышать экспериментально наблюдаемые. Количество ${}^4\text{He}$ увеличивается также за счет того, что более ранний синтез этого нуклида протекает при более высоком отношении n_n/n_p . Наоборот, уменьшение η приводит к более позднему началу космологического нуклеосинтеза и уменьшению распространенностей дейтерия и изотопов гелия.

Что касается влияния числа ароматов нейтрино N_ν на космологический нуклеосинтез, то механизм его следующий. Нейтрино безмассовы (или почти безмассовы), и поэтому число их ароматов определяет число релятивистских степеней свободы во Вселенной. Чем больше таких степеней, тем больше плотность энергии Вселенной и тем выше скорость ее расширения. При этом условия для космологического нуклеосинтеза наступают раньше, т. е. при более высоком отношении n_n/n_p , что и приводит к большему относительному количеству синтезированных ядер гелия. Наблюдаемая концентрация гелия может быть объяснена лишь при $2 \leq N_\nu \leq 4$. При этом наилучшему согласию с опытом отвечает значение $N_\nu = 3$, что полностью согласуется со Стандартной моделью элементарных частиц и данными ускорительных экспериментов.

§ 7. Синтез ядер в звездах

Начало звездной эры относится примерно к 1 млрд лет с момента Большого взрыва, когда формируются первые галактики. Первые звезды образуются через 2 млрд лет. Солнечная система возникла сравнительно поздно — примерно через 9 млрд лет.

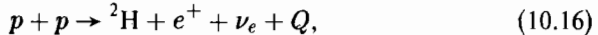
Согласно современным представлениям образование звезд происходит внутри облака газа и пыли. Обычно исходят из представления о том, что однородно распределенное вещество в пространстве неустойчиво и может собираться в сгустки под действием сил тяготения. Небольшие, случайно образовавшиеся сгустки плотности растут из-за гравитационной неустойчивости. Чтобы образовалась звезда, необходимо сжатие некоторой области газопылевого облака до такой стадии, когда она станет достаточно плотной и горячей. В процессе такой концентрации вещества происходит увеличение температуры и давления. Возникают условия для появления звезды.

Звезды конденсируются под действием гравитационных сил из гигантских газовых молекулярных облаков (т. е. состоящих в основном из вещества в молекулярной форме). Масса вещества, сосредоточенного в молекулярных облаках, составляет значительную часть всей массы галактик. Эти газовые облака первичного вещества состоят преимущественно из водорода. Небольшую примесь ($\approx 9\%$) составляет гелий, образовавшийся в основном в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху. В существенно меньших количествах в молекулярных облаках присутствует дейтерий (^2H), гелий-3 (^3He) и даже ^7Li , также образующиеся в процессе первичного нуклеосинтеза.

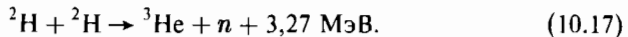
Звезды образуются из отдельных неоднородностей в гигантском молекулярном облаке, называемых компактными зонами (их типичный размер порядка нескольких световых месяцев, плотность $3 \cdot 10^4$ молекул водорода в 1 см^3 и температура $\approx 10 \text{ K}$). Сжатие компактной зоны начинается с коллапса внутренней части, т. е. со свободного падения вещества в центре звезды. «Падая» на центр притяжения, молекулы приобретают энергию,

и в результате взаимодействия (столкновения) в конечном счете происходит разрушение молекул на отдельные атомы и переход вещества в ионизованное состояние. Сгусток, образующийся в центре коллапсирующего облака, называют *протозвездой*. Время образования протозвезды от начала коллапса 10^5 – 10^6 лет. Падающий на поверхность протозвезды газ (это явление называется *аккрецией*) образует ударный фронт, что приводит к разогреву газа до $\approx 10^6$ К. Излучение протозвезды — это излучение свободно двигающихся электронов в ионизованной среде. Протозвезда светит за счет освобождения гравитационной энергии при сжатии.

Когда масса вещества звезды в результате аккреции достигает 0,1 массы Солнца ($0,1M_{\odot}$), температура в центре звезды возрастает до 1 млн К и в жизни протозвезды начинается новый этап — реакции термоядерного синтеза. Однако эти термоядерные реакции существенно отличаются от реакций, протекающих в звездах, находящихся в стационарном состоянии, типа Солнца. Дело в том, что протекающая на Солнце реакция синтеза



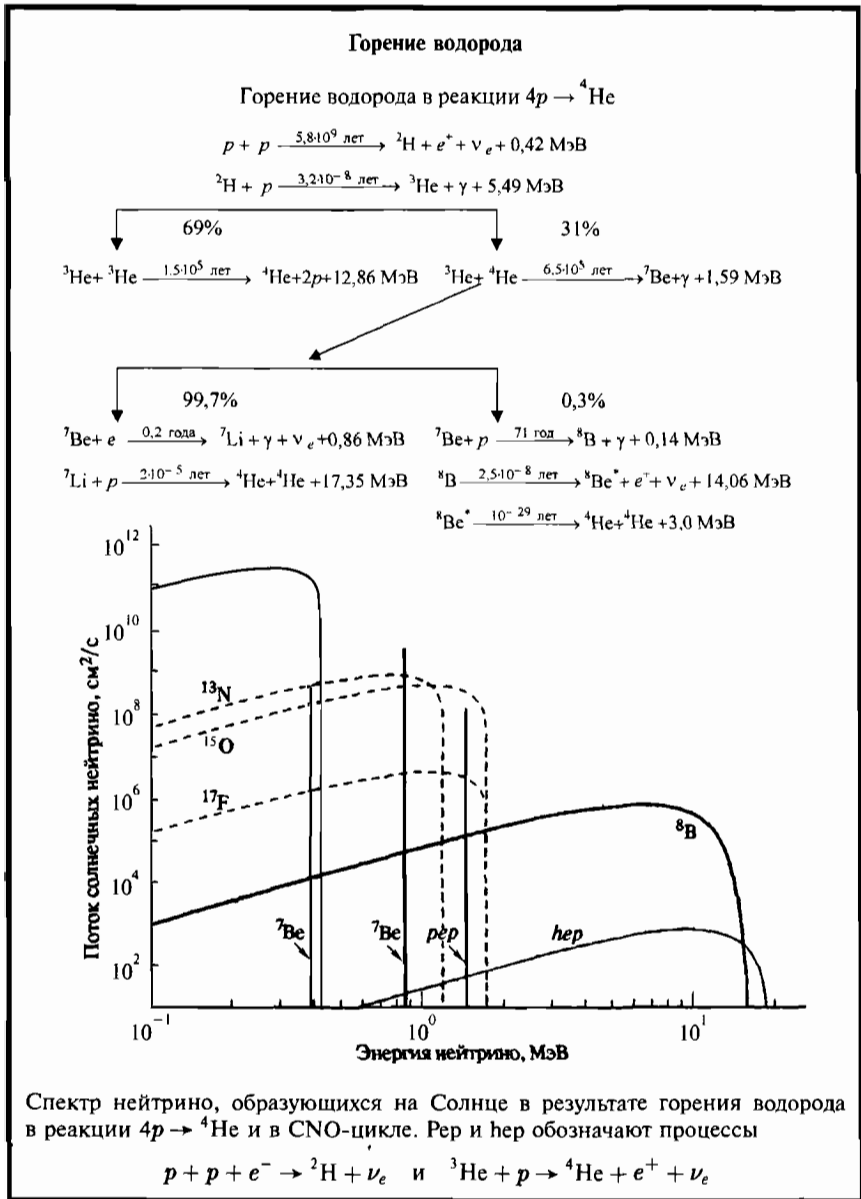
где $Q = 0,42$ МэВ — выделяющаяся энергия, требует более высокой температуры (≈ 10 млн К). Температура же в центре протозвезды составляет всего 1 млн К. При такой температуре эффективно протекает реакция слияния дейтерия



Дейтерий, как и ${}^4\text{He}$, образуется на дозвездной стадии эволюции Вселенной, и его содержание в протозвезде 10^{-4} – 10^{-5} от содержания протонов. Однако даже этого небольшого количества дейтерия достаточно для появления в центре протозвезды эффективного источника энергии.

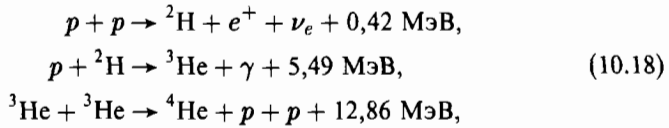
Дальнейшее сжатие звездного вещества за счет гравитационных сил приводит к повышению температуры и плотности в центре звезды, что создает условия для начала ядерной реакции горения водорода (10.16). Эта реакция начинается при $T \approx 10^7$ К, когда средняя кинетическая энергия протонов достигает ≈ 1 кэВ, что позволяет двум протонам за счет эффекта квантово-механического туннелирования преодолеть кулоновское отталкивание и сблизиться до расстояний 1–2 Фм, при которых вступают в действие ядерные силы притяжения.

Ядерная реакция (10.16) начинается в звезде типа Солнца в ограниченной центральной части при плотностях ≈ 100 г/см³. Эта реакция сразу же останавливает дальнейшее сжатие звезды. Тепло, выделяющееся в процессе термоядерной реакции горения водорода, создает давление, которое противодействует гравитационному сжатию и не позволяет звезде коллапсировать. Происходит качественное изменение механизма выделения энергии в звезде. Если до начала ядерной реакции горения водорода нагревание звезды происходило главным образом за счет гравитационного сжатия, то теперь появляется другой доминирующий механизм — энергия выделяется за счет ядерных реакций синтеза. Звезда приобретает

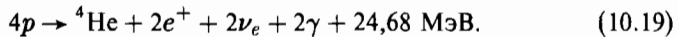


стабильные размеры и светимость, которые для звезды с массой, близкой к солнечной, не меняются в течение миллиардов лет, пока происходит «сгорание» водорода. Это самая длительная стадия звездной эволюции. В результате сгорания водорода из каждых четырех ядер водорода обра-

зуется одно ядро гелия. Наиболее вероятная цепочка ядерных реакций на Солнце, приводящих к этому, носит название *протон-протонного цикла* и выглядит следующим образом:



или в более компактном виде



Испускаемые Солнцем нейтрино надежно регистрируются земными детекторами, что подтверждает протекание на Солнце реакции (10.16).

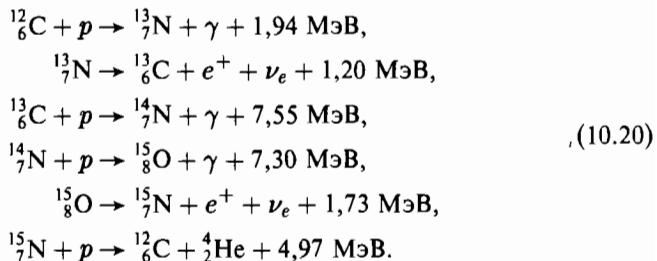
Как видно из (10.19), полная энергия, выделяющаяся в результате синтеза ${}^4\text{He}$ из четырех протонов, составляет 24,68 МэВ. Образующиеся при синтезе два позитрона аннигилируют с двумя электронами, увеличивая энерговыделение до

$$24,68 \text{ МэВ} + 4m_e c^2 = (24,68 + 4 \cdot 0,51) \text{ МэВ} = 26,72 \text{ МэВ}.$$

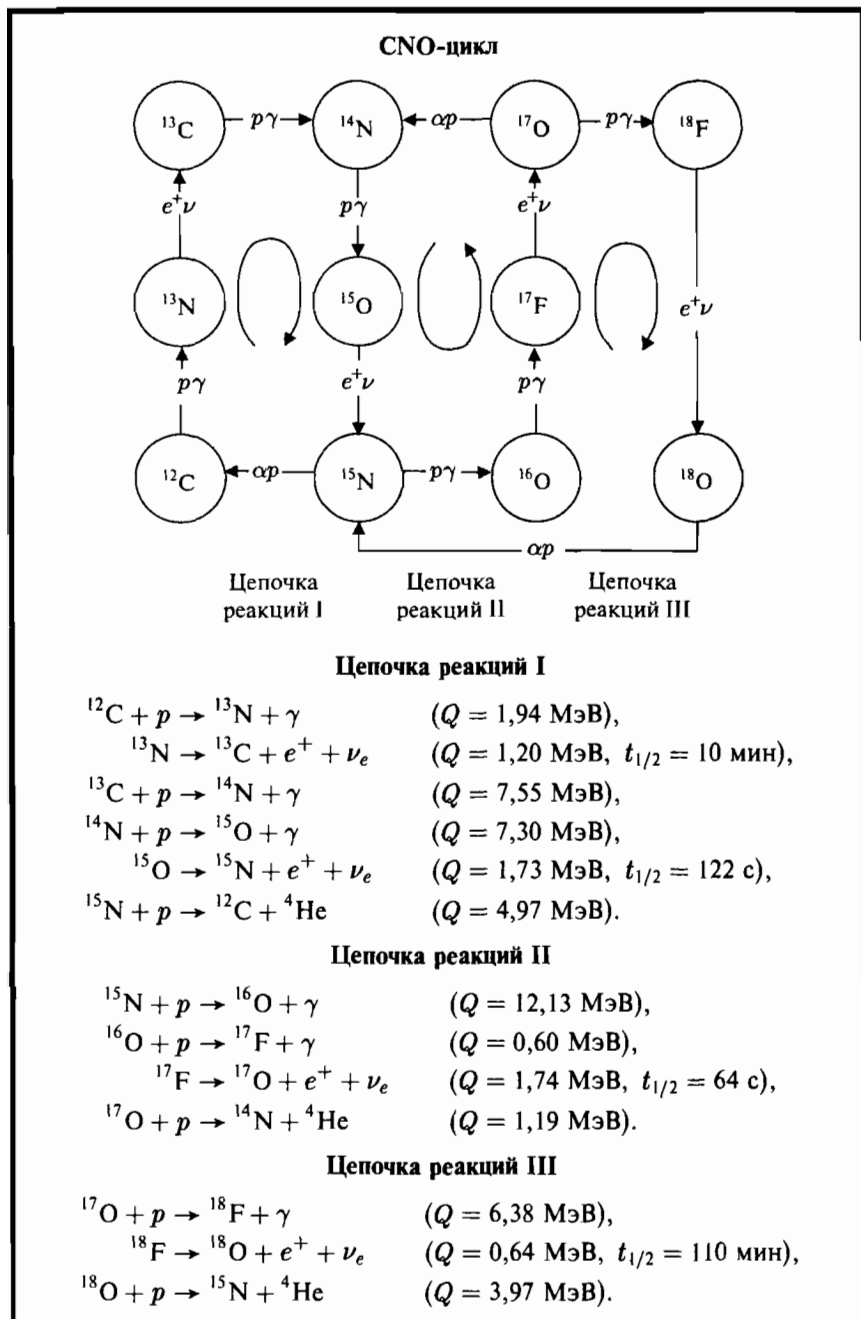
Основная часть этой энергии выделяется в виде γ -излучения и кинетической энергии протонов — продуктов цикла. Лишь около 0,6 МэВ уносят нейтрино.

Цепочка (10.18) начинается с реакции (10.16), идущей за счет слабого взаимодействия. Эта реакция никогда не наблюдалась в земных условиях. Малая величина сечения этой реакции объясняет, почему стадия горения водорода — самая продолжительная стадия звездной эволюции. Большинство звезд находится именно на этой стадии.

Если звезда относится к звездам второго поколения, и ее масса превышает массу Солнца, то «сгорание» водорода в ней происходит при более высокой внутренней температуре ($> 2 \cdot 10^7$ К), главным образом, в другой последовательности реакций, называемой *CNO-циклом*. Особенность его в том, что, начинаясь с ядра углерода, он сводится к последовательному добавлению четырех протонов и образованию из них в конце цикла ядра ${}^4\text{He}$:



Цикл начинается с ядерной реакции между ядрами водорода и имеющимися в звезде ядрами углерода. Образующийся радиоактивный изотоп ${}^{13}\text{N}$



в результате β^+ -распада ($t_{1/2} = 10$ мин) превращается в изотоп ^{13}C . Затем в результате последовательного захвата двух протонов происходит образование ядер ^{14}N и ^{15}O . Радиоактивное ядро ^{15}O в результате β^+ -распада ($t_{1/2} = 122$ с) превращается в изотоп ^{15}N . Завершается углеродный цикл реакцией захвата ядром ^{15}N протона с образованием ядер ^{12}C и ^4He . Таким образом, в углеродном цикле ядра углерода играют роль катализаторов. Количество этих ядер в результате цепочки реакций не изменяется.

Роль катализаторов в реакциях горения водорода наряду с углеродом выполняют также азот, кислород и неон. Все эти элементы содержатся в веществе звезд второго поколения вместе с водородом и гелием и попадают туда после распада массивных звезд первого поколения, где они образуются в цепочке термоядерных реакций.

Стабильная звезда на стадии горения водорода находится на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга—Рессела (рис. 10.3), представляющей собой зависимость светимости звезды от температуры ее поверхности. Время пребывания звезды на главной последовательности на 2–3 порядка больше времени всей последующей ее эволюции. Поэтому

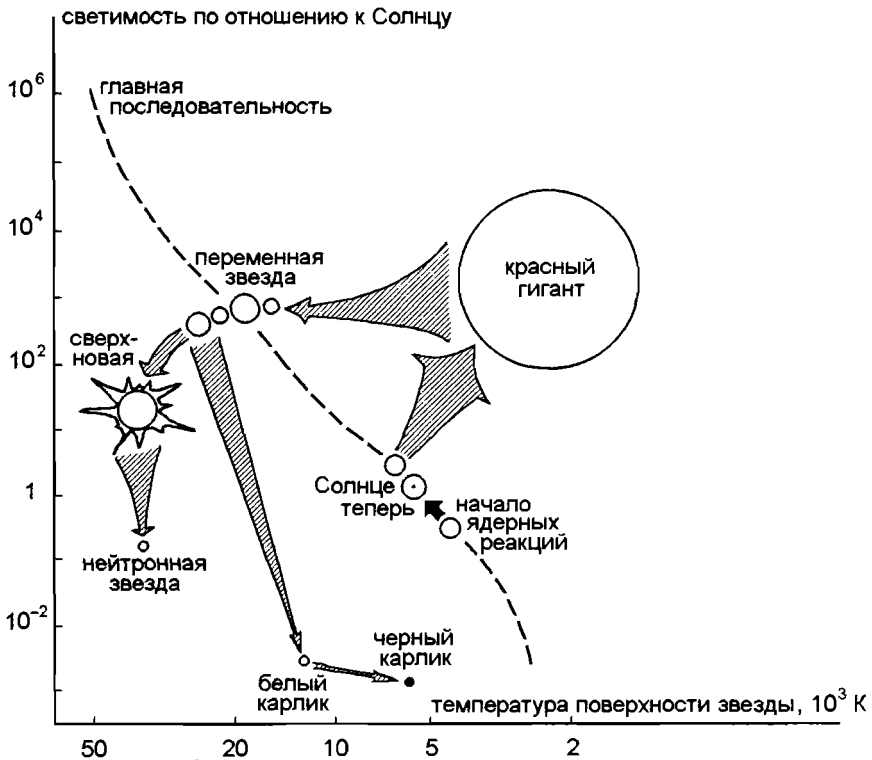
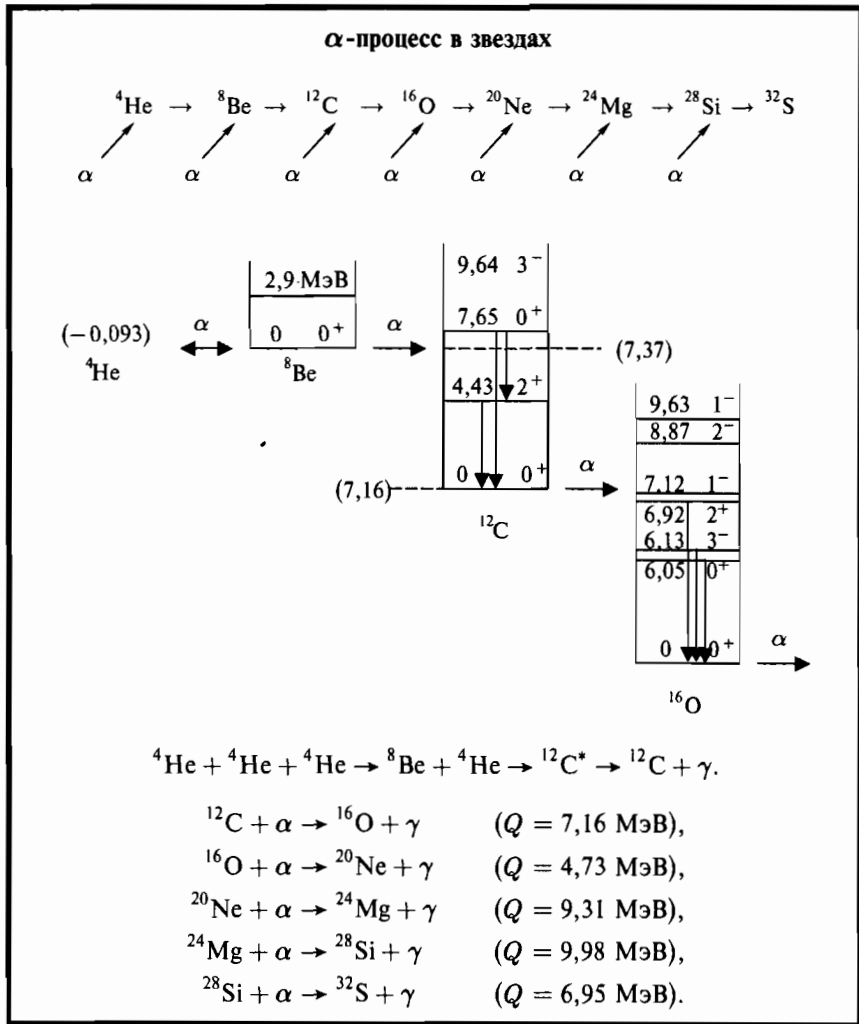


Рис. 10.3. Диаграмма эволюции звезды

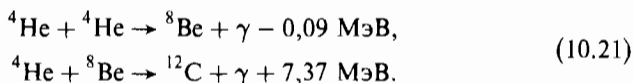


количество звезд на главной последовательности существенно превышает число звезд на других участках диаграммы Герцшпрунга—Рессела.

В массивных звездах ($M > 10M_{\odot}$) горение водорода происходит при относительно низкой плотности ($1-10 \text{ г/см}^3$) и более высокой температуре ($(4-8) \cdot 10^7 \text{ К}$) по сравнению со звездами, имеющими массы, близкие к солнечным.

По мере того как в центральной части звезды сгорает водород, его запасы там истощаются и накапливается гелий. В центре звезды формируется гелиевое ядро. Когда водород в центре звезды выгорел, энергия за счет термоядерной реакции горения водорода там не выделяется, тепловое

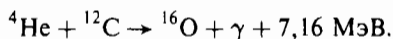
давление, препятствующее гравитационному сжатию, ослабевает, и гелиевое ядро начинает сжиматься. Сжимаясь, ядро звезды нагревается, и температура в центре звезды продолжает расти. Кинетическая энергия сталкивающихся ядер гелия увеличивается и достигает в массивной звезде величины, достаточной для преодоления сил кулоновского отталкивания ядер гелия. Начинается следующий этап термоядерных реакций — горение гелия (при этом в центре массивной звезды $T = (2-3) \cdot 10^8$ К, средняя кинетическая энергия ядер гелия ≈ 30 кэВ и плотность $\approx 10^3$ г/см³):



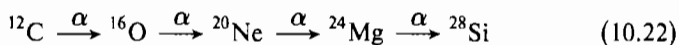
Особенностью горения гелия является то, что первая реакция (${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$) приводит к образованию неустойчивого ядра ${}^8\text{Be}$, время жизни которого около 10^{-16} с. Однако из-за высокой плотности ядер ${}^4\text{He}$ оказывается, что прежде чем ядро ${}^8\text{Be}$ снова распадается на две α -частицы, оно успевает провзаимодействовать еще с одним ядром ${}^4\text{He}$.

Горение гелия (гелиевая вспышка), начавшееся со сжатия ядра звезды и повышения температуры в ее центре, приводит к тому, что в процесс термоядерного горения вовлекаются более отдаленные от центра слои звезды. Увеличение темпа излучения приводит к увеличению размеров внешней оболочки в десятки и сотни раз, что влечет за собой падение температуры внешних слоев звезды. В спектре ее излучения начинает преобладать красный цвет. Звезда сходит с главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга—Рессела и перемещается в область красных гигантов и сверхгигантов. Солнце должно превратиться в красный гигант через 5 млрд лет. Размеры Солнца на стадии красного гиганта увеличатся настолько, что под его поверхностью окажутся такие планеты, как Меркурий и Венера.

В результате горения гелия в центре звезды образуется углерод, и термоядерные реакции там вновь останавливаются. Они возобновляются при дальнейшем росте температуры за счет вновь начавшегося гравитационного сжатия ядра звезды, когда возросшая кинетическая энергия α -частиц (ядер гелия) позволит им, преодолев кулоновский барьер, вызвать реакцию



Если звезда массивна ($> 10M_{\odot}$), то в результате термоядерного горения в ней последовательно образуются все более тяжелые ядра. Основными процессами при этом являются последовательные захваты α -частиц с образованием α -кратных ядер

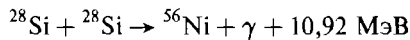


и реакции слияния углерода и кислорода ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O}$.

Каждый этап такого последовательного образования все более тяжелых ядер в центре звезды начинается с гравитационного сжатия ядра

звезды, приводящего к выделению дополнительной гравитационной энергии, разогреву звезды и созданию условий для реакций синтеза все более массивных ядер.

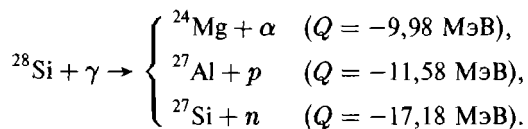
Итогом всех вышеупомянутых процессов является обогащение ядра звезды изотопом ^{28}Si , так как, с одной стороны, для этого изотопа существуют различные возможности быстрого синтеза, а с другой — он обладает повышенной устойчивостью, поскольку ему отвечает заполненная подболочка $1d_{5/2}$. При повышении в центре массивной звезды температуры до $(3-5) \cdot 10^9$ К и плотности до $\approx 3 \cdot 10^7$ г/см³ создаются условия для горения кремния. Однако кулоновский барьер слишком велик для эффективного слияния ядер кремния и образования ядер ^{56}Ni непосредственно в реакции



(заметим, что ^{56}Ni неустойчив и путем двух последовательных β -распадов превращается в ^{56}Fe : $^{56}\text{Ni} \xrightarrow{e} ^{56}\text{Co} \xrightarrow{\beta^+} ^{56}\text{Fe}$). На этой стадии эволюции массивных звезд существенную роль начинают играть многочисленные реакции с участием протонов, нейтронов, α -частиц и γ -квантов, необходимые количества которых появляются внутри звезды за счет реакций расщепления (главным образом под действием γ -квантов) уже образованных элементов. Эти реакции приводят к образованию элементов в районе железного максимума на основе исходных ядер ^{28}Si . Остановимся на этом подробнее.

Мы видели, что по мере того как в ядерные реакции синтеза вступают все более тяжелые ядра, происходит повышение температуры звезды. При температуре $\approx 10^9$ К в звездной эволюции появляется новый момент: в ядерных превращениях существенную роль начинают играть электромагнитные процессы — реакции под действием γ -квантов и электронов. Наряду с ростом энергии фотонов с увеличением температуры ($E_\gamma \sim T$) растет и их число ($N_\gamma \sim T^4$).

Существенно раньше, чем будут достигнуты условия для слияния двух ядер кремния, энергии и интенсивности фотонов окажутся достаточными для протекания реакций фоторасщепления кремния:



В результате появляется большое количество n , p и α -частиц и их роль в горении кремния увеличивается. ^{28}Si и образующиеся продукты с большим Z , облучаясь в потоках n , p , α и γ , в термодинамическом равновесии формируют большинство элементов в районе железного максимума.

При температуре $\approx 10^9$ К ядерные реакции в звездах можно разделить на две группы. Первую группу составляют реакции захвата, при которых

Таким образом, эти реакции, называемые E -процессом, происходят в условиях термодинамического равновесия.

Расчеты показывают, что, исходя из этих двух механизмов, удастся описать распространенности элементов в области средних ядер и объяснить максимум в районе железа.

На рис. 10.4 представлена сеть ядерных реакций, приводящих к синтезу элементов от гелия до германия. Для детальных расчетов распространенности элементов в звездах, прошедших стадии горения углерода, кислорода, кремния с образованием элементов группы железа, необходимы экспериментальные данные о большой совокупности ядерных реакций, приведенных в левом верхнем углу рис. 10.4, начиная с низких энергий порядка нескольких сотен кэВ.

Удовлетворительное согласие результатов расчета распространенности различных элементов в районе железного максимума с данными наблюдений свидетельствует о том, что рассмотренная модель довольно близка к реальной ситуации.

По мере горения элементов с все большим Z температура и давление в центре звезды увеличиваются со все возрастающей скоростью, что в свою очередь увеличивает скорость ядерных реакций (рис. 10.5). Если для массивной звезды ($25M_{\odot}$) реакция горения водорода продолжается несколько миллионов лет, то горение гелия происходит в 10 раз быстрее. Процесс горения кислорода длится около 6 месяцев, а горение кремния происходит за сутки.



Рис. 10.5. Эволюция массивной звезды ($M > 25M_{\odot}$)

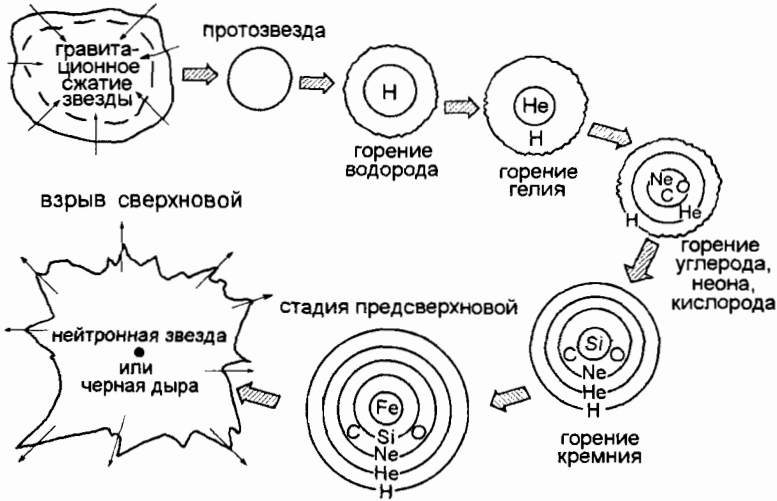


Рис. 10.6. Основные этапы эволюции массивной звезды ($M > 25M_{\odot}$)

Какие элементы могут образоваться в звездах в последовательной цепочке термоядерных реакций синтеза? Ответ очевиден. Ядерные реакции синтеза более тяжелых элементов могут продолжаться до тех пор, пока возможно выделение энергии. На завершающем этапе термоядерных реакций в процессе горения кремния образуются ядра в районе железа. Это конечный этап звездного термоядерного синтеза, так как ядра в районе железа имеют максимальную удельную энергию связи.

На стадии горения кремния звезда достигает максимального размера. Если у звезды нет недостатка в ядерном горючем, то чем более тяжелые ядра сгорают в ядерных реакциях, тем больше энергии выделяется в единицу времени и тем больше ее светимость. Железная звезда должна светить в 100 раз ярче водородной.

В процессе горения звезды в ее центре последовательно истощаются запасы водорода, гелия, кислорода, неона, кремния. Термоядерные реакции постепенно захватывают периферию звезды, приводя к расширению ее оболочки. Если на начальной стадии звезда имела однородный состав, то теперь она имеет слоистую структуру (рис. 10.6). В центре массивной звезды содержатся элементы группы железа, никеля, а на периферии — более легкие элементы. Внешняя оболочка состоит из водорода.

Набор термоядерных реакций в звезде зависит от ее массы. Происходит это, очевидно, потому что масса звезды определяет величину гравитационных сил сжатия, что в конечном счете определяет максимальную температуру и плотность в центре звезды. В табл. 10.5 приведены результаты расчета возможных реакций ядерного синтеза для звезд различной массы. Из таблицы видно, что полная последовательность ядерных реакций син-

Таблица 10.5

Набор возможных ядерных реакций синтеза в звездах различной массы

Масса, M_{\odot}	Возможные ядерные реакции
0,08	нет
0,3	горение водорода
0,7	горение водорода и гелия
5,0	горение водорода, гелия и углерода
25,0	все реакции синтеза с выделением энергии

теза возможна лишь в массивных звездах. В звездах с $M < 0,08M_{\odot}$ гравитационной энергии недостаточно для нагрева звездного вещества до температур, необходимых для протекания ядерной реакции горения водорода.

На рис. 10.7 показано содержание различных элементов в звезде с массой $25M_{\odot}$ на стадии предсверхновой в зависимости от массы внутренней области. Хорошо видно, как по мере удаления от центра звезды увеличивается доля элементов с меньшим A . Центральная часть звезды состоит из железа и незначительной доли нейтронов и α -частиц — продуктов диссоциации железа под действием γ -квантов. В районе $M/M_{\odot} = 1,5$ преобладает ^{28}Si , ^{20}Ne и ^{16}O составляют основную долю вещества в области от 1,6 до $6M/M_{\odot}$. Внешняя оболочка звезды ($M/M_{\odot} > 8$) состоит из водорода и гелия.

Изображенное на рис. 10.7 распределение элементов соответствует стадии предсверхновой, когда с фоторасщепления железа под действием

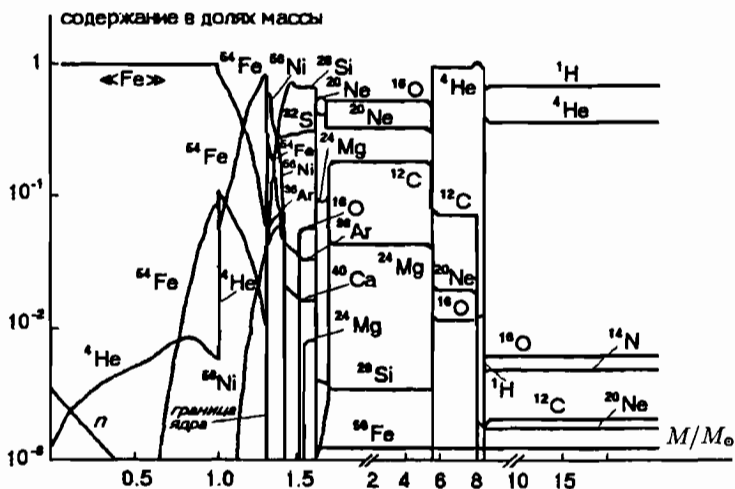


Рис. 10.7. Содержание элементов в звезде с массой $25M_{\odot}$ в зависимости от массы внутренней области

γ -квантов начинается охлаждение и сжатие центральной части звезды с последующим взрывом сверхновой.

Прежде чем продолжить рассмотрение механизмов нуклеосинтеза, опишем конечные этапы жизненного цикла звезды.

§ 8. Завершение жизненного цикла звезды. Сверхновые

На стадиях нарушения динамического равновесия, когда в центре массивной звезды последовательно выгорают водород, гелий, углерод и т. д. и каждый раз начинается гравитационное сжатие ядра звезды, приводящее к ее резкому разогреву, происходят периодические извержения звездного вещества в окружающее пространство. При этом звезда теряет внешнюю оболочку и остается после завершения всех возможных термоядерных реакций в виде центрального ядра. Дальнейшая судьба звезды определяется массой этого ядра.

Если она меньше или около M_{\odot} (это имеет место при начальной массе звезды $< 8M_{\odot}$), остаток звезды (ядро) за счет гравитационного сжатия уменьшается в размерах и превращается в *белый карлик*. Изолированная звезда может пребывать в состоянии белого (а затем и черного) карлика неограниченно долго, постепенно остывая. Плотность белого карлика 10^6 – 10^7 г/см³, температура поверхности около 10^4 К. При этих условиях атомы должны быть погружены в море электронов, образующих вырожденный электронный газ. Давление этого газа препятствует дальнейшему гравитационному коллапсу звезды. Оно имеет квантовую природу и возникает как следствие принципа Паули, которому подчиняются электроны. Принцип Паули устанавливает предельный минимальный объем пространства, который может занимать каждый электрон (этот объем 10^{-30} – 10^{-31} см³, соответственно среднее расстояние между электронами $\approx 10^{-10}$ см). Гравитационное давление белого карлика не в состоянии этот объем уменьшить. В белом карлике все электроны заняли минимальный объем и гравитационные силы уравновешены внутренним давлением электронного газа.

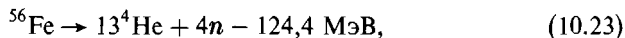
Расчеты показывают, что максимальная масса белого карлика $1,44M_{\odot}$. Таким образом, давление вырождения электронов не может удержать от сжатия массы большие, чем $1,44M_{\odot}$ (*предел Чандрасекара*). Если $0,5M_{\odot} < M < 1,4M_{\odot}$, ядро белого карлика состоит из углерода и кислорода. Если $M < 0,5M_{\odot}$, ядро белого карлика гелиевое. Светимость белых карликов составляет 10^{-2} – 10^{-4} светимости Солнца. Их излучение обеспечивается запасенной в них тепловой энергией.

Если начальная масса звезды $M > 10M_{\odot}$, конечной стадией ее эволюции является *взрыв сверхновой*. Массивная звезда проходит все этапы термоядерной эволюции, завершая «жизненный путь» гравитационным коллапсом. Рассмотрим более подробно развитие такой звезды с момента,

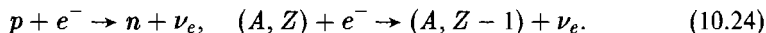
когда в ее центре становится возможным горение кремния с образованием ядер железа. Чтобы достичь этой стадии, массивной звезде необходимо несколько миллионов лет. Все дальнейшее происходит стремительно. Реакция горения кремния происходит в течение суток. В центре звезды, внутри кремниевой оболочки начинает формироваться железное ядро. На границе железного ядра и кремниевой оболочки и в более удаленных слоях продолжается синтез элементов и выделение энергии за счет термоядерных процессов. Состоящая из элементов группы железа центральная область начинает сжиматься. Однако ядерные источники энергии уже исчерпаны, так как образовавшиеся в центре звезды атомные ядра имеют максимальную удельную энергию связи. Ядерный разогрев центральной части звезды прекращается, и она разогревается лишь за счет выделяющейся при сжатии гравитационной энергии.

Компьютерное моделирование дает следующую картину взрыва сверхновой, которая подтверждается наблюдениями.

При температуре $5 \cdot 10^9$ К существенную роль начинают играть реакции расщепления под действием фотонов ядер группы железа на нуклоны и ядра гелия, например путем процесса:



а также захват электронов свободными протонами и ядрами за счет слабых сил, ведущий к образованию электронного нейтрино:



Все эти реакции протекают с поглощением энергии и способствуют охлаждению центральной части звезды. Число электронов внутри звезды резко уменьшается, и там образуются нейтроны и нейтроно-избыточные нестабильные ядра. Давление в центре звезды (в частности давление вырожденного электронного газа) уже не в состоянии противостоять силам гравитации. Звезда теряет устойчивость и начинается ее коллапс — убыстряющееся (свободное) падение наружных оболочек на центр звезды. При этом скорость падения наружных слоев достигает 10^9 см/с.

В момент начала коллапса температура в центре звезды около 10^{10} К, а плотность $10^9 - 10^{10}$ г/см³.

Испущенные в процессах (10.24) электронные нейтрино вначале свободно покидают центральную часть (кор) звезды. Однако с ростом плотности внутренней части звезды растет и время движения нейтрино сквозь ядро звезды к ее поверхности и наступает момент, когда это время (секунды) значительно превышает время коллапса (миллисекунды). Происходит как бы «запирание» нейтрино внутри звезды. Это наступает при плотностях $\approx 5 \cdot 10^{11}$ г/см³. Таким образом, значительная часть нейтрино не успевает покинуть звезду и удерживается ее коллапсирующим ядром.

Как только коллапсирующее ядро звезды достигает плотности ядерного вещества ($10^{14} - 10^{15}$ г/см³) коллапс резко прекращается, так как при дальнейшем увеличении плотности звезды ядерные силы становятся отталкивающими. Температура ядра звезды поднимается примерно до 10^{11} К.

За счет нейтронизации (10.24) количества протонов и электронов внутри звезды значительно снижаются, и соответственно многократно возрастает доля нейтронов, которые становятся основным составным элементом ядра звезды.

Падающие на ядро звезды внешние слои наталкиваются на внезапно остановившийся плотный кор. Возникает отраженная волна давления, которая со скоростью, превышающей скорость звука в веществе звезды, проходит до ее поверхности. Эта ударная волна имеет энергию порядка 10^{51} эрг и отбрасывает движущуюся к центру звезды материю наружу. Звезда из режима коллапса переходит в режим взрыва. Запертые в коре звезды электронные нейтрино двигаются за ударной волной и выходят из звезды за время ≈ 10 мс. Они уносят около 5 % полной энергии коллапса.

Ударная волна нагревает внешнюю оболочку до 10^9 К и она выбрасывается в окружающее пространство вместе с излучением и потоком нейтрино. Невидимая до этого звезда мгновенно вспыхивает. В максимуме светимости сверхновая излучает в единицу времени столько же энергии, сколько излучает целая галактика из обычных звезд.

Выброшенное взрывом вещество звезды уже содержит к этому моменту практически весь набор нуклидов. Именно за счет этого происходит обогащение Вселенной тяжелыми элементами.

Остатком сверхновой непосредственно после сброса внешних слоев является сильно нагретая нейтронная звезда, насыщенная энергичными фотонами. В тепловую энергию этой фотонейтронной звезды трансформировалась подавляющая часть энергии взрыва сверхновой. Тепловое охлаждение фотонейтронной звезды происходит за счет процессов

$$\gamma \rightarrow e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu}, \quad (10.25)$$

в которых рождаются нейтрино (антинейтрино) всех трех ароматов (e , μ , τ). Именно эти термальные нейтрино уносят подавляющую часть (≈ 95 %) энергии, освобождающейся при взрыве сверхновой. Основная часть термальных нейтрино испускается за время около одной секунды. Это время можно считать длительностью взрыва сверхновой. Средняя энергия испущенных нейтрино ≈ 15 МэВ.

Высвобождающаяся при взрыве сверхновой энергия (10^{53} – 10^{54} эрг) есть разность гравитационных энергий связи исходной звезды и образующейся нейтронной звезды и по величине практически равна последней.

Важным подтверждением вышеизложенного механизма взрыва сверхновой явилось наблюдение в 1987 г. сверхновой SN 1987A в одной из ближайших галактик (Большом Магеллановом Облаке), отстоящей от нашей галактики на 170 000 световых лет. Оболочка сверхновой была выброшена взрывом со скоростью несколько десятков тысяч километров в секунду. На ее месте раньше наблюдался голубой гигант массой $16M_{\odot}$. Нейтринные детекторы Земли зарегистрировали 25 нейтрино от этого взрыва. Длительность этого нейтринного сигнала составила 12 с. Средняя энергия зарегистрированных нейтрино около 20 МэВ. На основе этих данных

полная энергия, унесенная при взрыве сверхновой SN 1987A, оценивается в $3 \cdot 10^{53}$ эрг.

В момент взрыва сверхновой температура во внешних слоях звезды резко повышается и там происходит *взрывной нуклеосинтез*. В частности, образующиеся интенсивные потоки нейтронов приводят к их быстрому последовательному захвату ядрами и к появлению элементов в области массовых чисел $A > 60$, в том числе и самых тяжелых.

Взрыв сверхновой довольно редкое событие. В нашей Галактике (содержащей $\approx 10^{11}$ звезд) за столетие происходит в среднем от 3 до 4 вспышек сверхновых. Всего же наблюдалось более 900 сверхновых, в основном в далеких галактиках.

§ 9. Нейтронные звезды и черные дыры

После взрыва сверхновой уплотнившееся ядро звезды может образовать *нейтронную звезду* или *черную дыру* в зависимости от массы вещества, оставшегося в центральной части взорвавшейся сверхновой. В нейтронную звезду превращаются звезды с начальной массой $10M_{\odot} < M < 40M_{\odot}$, в черную дыру — самые массивные звезды с начальной массой $M > 40M_{\odot}$.

Нейтронная звезда образуется как остаток сверхновой после выброса нейтрино. Она имеет ядерную плотность (10^{14} – 10^{15} г/см³) и типичный радиус 10–20 км. Дальнейшему гравитационному сжатию нейтронной звезды препятствует давление ядерной материи, возникающее за счет взаимодействия нейтронов. Это давление вырожденного существенно более плотного нейтронного газа в состоянии удерживать от гравитационного коллапса массы вплоть до $3M_{\odot}$. Таким образом, масса нейтронной звезды меняется в пределах $(1,4\text{--}3)M_{\odot}$.

Нейтрино, образующиеся в момент коллапса сверхновой, быстро охлаждаются нейтронную звезду. Ее температура по оценкам падает с 10^{11} до 10^9 К за время около 100 с. Дальше темп остывания уменьшается. Однако он высок по космическим масштабам. Уменьшение температуры с 10^9 до 10^8 К происходит за 100 лет и до 10^6 К — за миллион лет.

Известно $\approx 1\ 200$ объектов, которые относят к нейтронным звездам. Около 1000 из них расположены в пределах нашей галактики. Структура нейтронной звезды массой $1,5M_{\odot}$ и радиусом 16 км показана на рис. 10.8: I — тонкий внешний слой из плотно упакованных атомов. Область II представляет собой кристаллическую решетку атомных ядер и вырожденных электронов. Область III — твердый слой из атомных ядер, перенасыщенных нейтронами. IV — жидкое ядро, состоящее в основном из вырожденных нейтронов. Область V образует адронную сердцевину нейтронной звезды. Она, помимо нуклонов, должна содержать пионы и гипероны. В этой части нейтронной звезды возможен переход нейтронной жидкости в твердое кристаллическое состояние, появление пионного конденсата, образование кварк-глюонной и гиперонной плазмы. Отдельные детали строения нейтронной звезды в настоящее время уточняются.

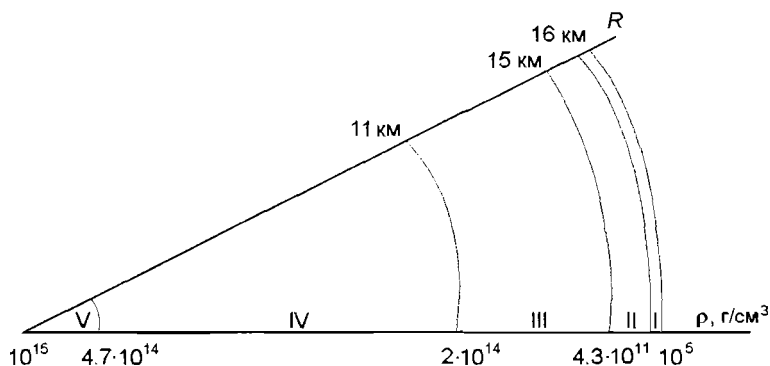


Рис. 10.8. Сечение нейтронной звезды массой $1,5M_{\odot}$ и радиусом $R = 16$ км. Указана плотность ρ в г/см^3 в различных частях звезды

Обнаружить нейтронные звезды оптическими методами сложно из-за малого размера и низкой светимости. В 1967 г. Э. Хьюиш и Дж. Белл (Кембриджский университет) открыли космические источники периодического радиоизлучения — *пульсары*. Периоды повторения радиоимпульсов пульсаров строго постоянны и для большинства пульсаров лежат в интервале от 10^{-2} до нескольких секунд. Пульсары — это вращающиеся нейтронные звезды. Только компактные объекты, имеющие свойства нейтронных звезд, могут сохранять форму, не разрушаясь при таких скоростях вращения. Сохранение углового момента и магнитного поля при коллапсе сверхновой и образовании нейтронной звезды приводит к рождению быстро вращающихся пульсаров с очень сильным магнитным полем 10^{10} – 10^{14} Гс. Магнитное поле вращается вместе с нейтронной звездой, однако ось этого поля не совпадает с осью вращения звезды. При таком вращении радиоизлучение звезды скользит по Земле как луч маяка. Каждый раз, когда луч пересекает Землю и попадает на земного наблюдателя, радиотелескоп фиксирует короткий импульс радиоизлучения. Частота его повторения соответствует периоду вращения нейтронной звезды. Излучение нейтронной звезды возникает за счет того, что заряженные частицы (электроны) с поверхности звезды двигаются вонне по силовым линиям магнитного поля, испуская электромагнитные волны. Таков механизм радиоизлучения пульсара, впервые предложенный Т. Голдом (рис. 10.9).

Образование нейтронных звезд не всегда является следствием вспышки сверхновой. Возможен и другой механизм: в ходе эволюции белых карликов в тесных двойных звездных системах. Перетекание вещества звезды-компаньона на белый карлик постепенно увеличивает массу белого карлика, и по достижении критической массы белый карлик превращается в нейтронную звезду. В случае, когда перетекание вещества продолжается и после образования нейтронной звезды, ее масса может существенно увеличиться и в результате гравитационного коллапса она может превратиться в черную дыру. Это соответствует так называемому «тихому коллапсу».

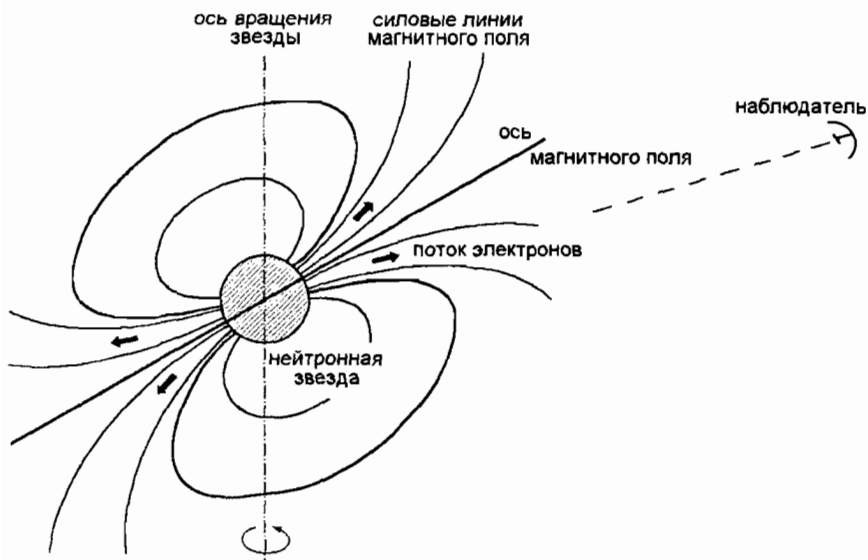


Рис. 10.9. Модель пульсара

Если при взрыве сверхновой сохраняется остаток массой $M > 3M_{\odot}$, то он не может существовать в виде устойчивой нейтронной звезды. Ядерные силы отталкивания на малых ($< 0,8$ Фм) расстояниях не в состоянии противостоять дальнейшему гравитационному сжатию звезды. Возникает необычный объект — *черная дыра* (термин введен Дж. Уилером в 1967 г.; существование черных дыр предсказано в рамках общей теории относительности Р. Оппенгеймером и Г. Снайдером в 1939 г.). Основное свойство черной дыры состоит в том, что никакие сигналы, возникающие внутри нее, не могут выйти за ее пределы и достичь внешнего наблюдателя. Звезда массой M , коллапсируя в черную дыру, достигает сферы радиуса $r_{\text{ш}}$ (сферы Шварцшильда):

$$r_{\text{ш}} = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ км} \quad (10.26)$$

(формально к этому соотношению можно прийти, полагая в известной формуле для второй космической скорости $v_{k2} = \sqrt{2GM/R}$ предельное значение, равное скорости света).

При достижении объектом размера сферы Шварцшильда его гравитационное поле становится столь сильным, что покинуть этот объект не может даже электромагнитное излучение. Шварцшильдовский радиус Солнца равен 3 км, Земли — 1 см (ни Солнце, ни Земля, конечно, не могут стать черной дырой).

Черная дыра Шварцшильда относится к невращающимся объектам и является остатком массивной невращающейся звезды. Вращающаяся

массивная звезда коллапсирует во вращающуюся черную дыру (черную дыру Керра).

С точки зрения удаленного наблюдателя коллапс в черную дыру (достижение объектом шварцшильдовского радиуса) продолжается бесконечно долго. Для наблюдателя внутри объекта коллапс происходит быстро ($\approx 10^{-4}$ с для $M \approx 10M_{\odot}$). Средняя плотность сферы Шварцшильда равна средней плотности нуклона (10^{15} г/см³). Фундаментальной проблемой физики черных дыр является проблема сингулярности внутри нее. В конце коллапса все вещество сжимается в точку ($r = 0$) и плотность становится бесконечной. При этом понятие пространства-времени теряет смысл. Неизбежность сингулярности следует из теорем, доказанных в конце 60-х гг. прошлого века.

Черную дыру можно обнаружить лишь по косвенным признакам, связанным с влиянием ее сильного гравитационного поля на движение окружающего вещества и распространение излучения, в частности, если она входит в состав двойной звездной системы с видимой звездой. В этом случае черная дыра будет затягивать газ звезды. Этот газ будет нагреваться, становясь источником интенсивного рентгеновского излучения, которое может быть зарегистрировано.

В настоящее время имеется около 100 объектов — кандидатов в черные дыры. Так, имеется объект Лебедь XI, представляющий собой двойную систему с периодом вращения 5,6 суток. В состав системы входят голубой гигант с массой $22M_{\odot}$ и невидимый источник пульсирующего рентгеновского излучения с массой $8M_{\odot}$, который, как полагают, и является черной дырой (объект такой большой массы не может быть нейтронной звездой).

Наряду с черными дырами, образовавшимися при коллапсе звезд, во Вселенной могут быть черные дыры, возникшие задолго до появления первых звезд вследствие неоднородности Большого взрыва. Появившиеся при этом сгустки вещества могли сжиматься до состояния черных дыр, тогда как остальная часть вещества расширялась. Черные дыры, образовавшиеся на самом раннем этапе существования Вселенной, называют *реликтовыми*. Предполагают, что размер некоторых из них может быть значительно меньше протона.

Другой тип черных дыр — *сверхмассивные* черные дыры (10^6 – 10^{10}) M_{\odot} , которые могут возникать в центре галактик и звездных скоплений. В 1963 г. были открыты *квазары* — компактные внегалактические источники радио-, оптического и рентгеновского излучения огромной мощности. Их светимость 10^{45} – 10^{48} эрг/с. Столь мощное излучение может быть обеспечено сверхмассивными черными дырами.

В 1974 г. С. Хокинг показал, что черные дыры должны испускать частицы. Источником этих частиц является процесс образования виртуальных пар частица—античастица в вакууме. В обычных полях эти пары аннигилируют столь быстро, что их не удается наблюдать. Однако в очень сильных полях виртуальные частица и античастица могут разделиться и стать реальными. На границе черной дыры действуют мощные приливные силы. Под действием этих сил некоторые из частиц (античастиц),

входивших в состав виртуальных пар, могут вылететь за пределы черной дыры. Так как многие из них затем аннигилируют, черная дыра должна становиться источником излучения. Черная дыра излучает как черное тело с температурой T_h тем большей, чем меньше ее масса M_h :

$$T_h \approx 10^{-7} \left(\frac{M_\odot}{M_h} \right) \text{ К.}$$

Энергия, излучаемая в пространство черной дырой, поступает из ее недр. Поэтому в процессе такого испускания частиц масса и размеры черной дыры должны уменьшаться, а температура — расти. Таков механизм «испарения» черной дыры. Оценки показывают, что темп «испарения» очень медленный. Черная дыра с массой $10M_\odot$ испарится за 10^{69} лет. Время испарения сверхмассивных (миллиарды масс Солнца) черных дыр, которые могут быть в центре больших галактик, может составлять 10^{96} лет. Конечный этап испарения должен протекать как мощная вспышка γ -излучения длительностью $\approx 0,1$ с для $M_h \approx 10^9$ г.

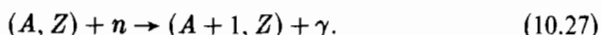
§ 10. Образование тяжелых элементов

За исключением водорода, гелия-4 и некоторых легчайших ядер, которые образуются в результате первичного нуклеосинтеза в дозвездную эпоху, остальные ядра возникают в процессе эволюции звезд.

В процессе термоядерного синтеза в звездах образуются элементы вплоть до железа. Дальнейший синтез невозможен, так как ядра группы железа обладают наибольшей удельной энергией связи. Образованию же более тяжелых ядер в реакциях с заряженными частицами (протонами и другими легкими ядрами) препятствуют увеличивающиеся кулоновские барьеры.

Распространенность элементов, расположенных в области за железом, относительно слабо зависит от массового числа A . Это свидетельствует об изменении механизма образования этих элементов. Необходимо принять во внимание еще и следующий фактор: большинство тяжелых ядер являются β -радиоактивными.

Для образования тяжелых элементов решающую роль играет захват ядрами нейтронов — реакция (n, γ):



В результате цепочки чередующихся процессов захвата ядрами одного или нескольких нейтронов с последующим их β^- -распадом увеличиваются массовые числа A и заряд Z ядер и из исходных элементов группы железа образуются все более тяжелые элементы вплоть до конца Периодической таблицы.

При достижении областей магических чисел $N = 50, 82$ и 126 уменьшаются как вероятности захвата ядрами следующих нейтронов, так и вероятности их β^- -распада. Процесс замедляется, что ведет к повышенному

накоплению элементов с числами нейтронов, равными магическим или близкими к ним.

Одним из наиболее важных аргументов в пользу механизма образования тяжелых элементов в нейтронном захвате является следующий. Оказывается, что произведение сечения захвата нейтронов $\sigma_{n\gamma}(A)$ с энергией 25–50 кэВ на распространенность ядер $n(A)$ долины β -стабильности является монотонно и слабо изменяющейся величиной, в то время как сечение реакции (n, γ) и распространенность нуклидов сильно варьируются от ядра к ядру. Объяснить это можно следующим образом. Изменение со временем распространенности $n(A)$ ядер с массовым числом A описывается уравнением

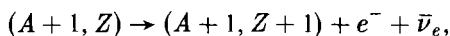
$$\frac{dn(A)}{dt} = \nu \cdot n(A-1) \cdot \sigma_{n\gamma}(A-1) - \nu \cdot n(A) \cdot \sigma_{n\gamma}(A) - \lambda_{\beta} \cdot n(A). \quad (10.28)$$

Здесь первое слагаемое справа отвечает образованию данного изотопа путем захвата нейтрона ядром с массовым числом $A-1$, а остальные — разрушению этого изотопа либо за счет захвата еще одного нейтрона (второе слагаемое справа), либо за счет β -распада (последнее слагаемое). Используются следующие обозначения: ν — поток нейтронов, $\lambda_{\beta} = 1/\tau_{\beta}$ — вероятность β -распада ядра A в единицу времени (τ_{β} — среднее время жизни ядра относительно β -распада). Для стабильных ядер $\tau_{\beta} = \infty$ и последнее слагаемое обращается в нуль. Если процесс стационарный, то $dn(A)/dt = 0$ и получаем

$$n(A-1) \cdot \sigma_{n\gamma}(A-1) = n(A) \cdot \sigma_{n\gamma}(A). \quad (10.29)$$

Из соотношения (10.29) следует, что чем меньше сечение радиационного захвата нейтрона, тем больше должна быть распространенность элемента. В частности, это объясняет, почему ядра с магическими числами N и Z встречаются чаще (рис. 10.1). Связано это с тем, что для магических ядер сечение радиационного захвата нейтрона падает на порядок по сравнению с соседними немагическими.

Если образовавшееся в процессе (10.27) ядро $(A+1, Z)$ нестабильно, то при малых плотностях нейтронов более вероятен β^{-} -распад этого ядра



чем захват им следующего нейтрона. Условие такого развития процесса обычно выражают соотношением $\tau_{n\gamma} \gg \tau_{\beta}$, где $\tau_{n\gamma}$ — время жизни ядра до захвата нейтрона. Такой процесс называют *медленным* или *s-процессом* (от *англ.* slow). Характерные значения $\tau_{n\gamma}$ в этом процессе — годы.

Так как в *s*-процессе β -распад, как правило, опережает захват следующего нейтрона, то образующиеся ядра располагаются в районе линии β -стабильности, не сильно удаляясь от нее. При этом могут образоваться только сравнительно устойчивые ядра. Ядра с малыми периодами полураспада исчезают раньше, чем они успевают захватить следующий нейтрон. Из-за интенсивного α -распада образование тяжелых элементов в *s*-процессе останавливается на последних стабильных ядрах ^{208}Pb

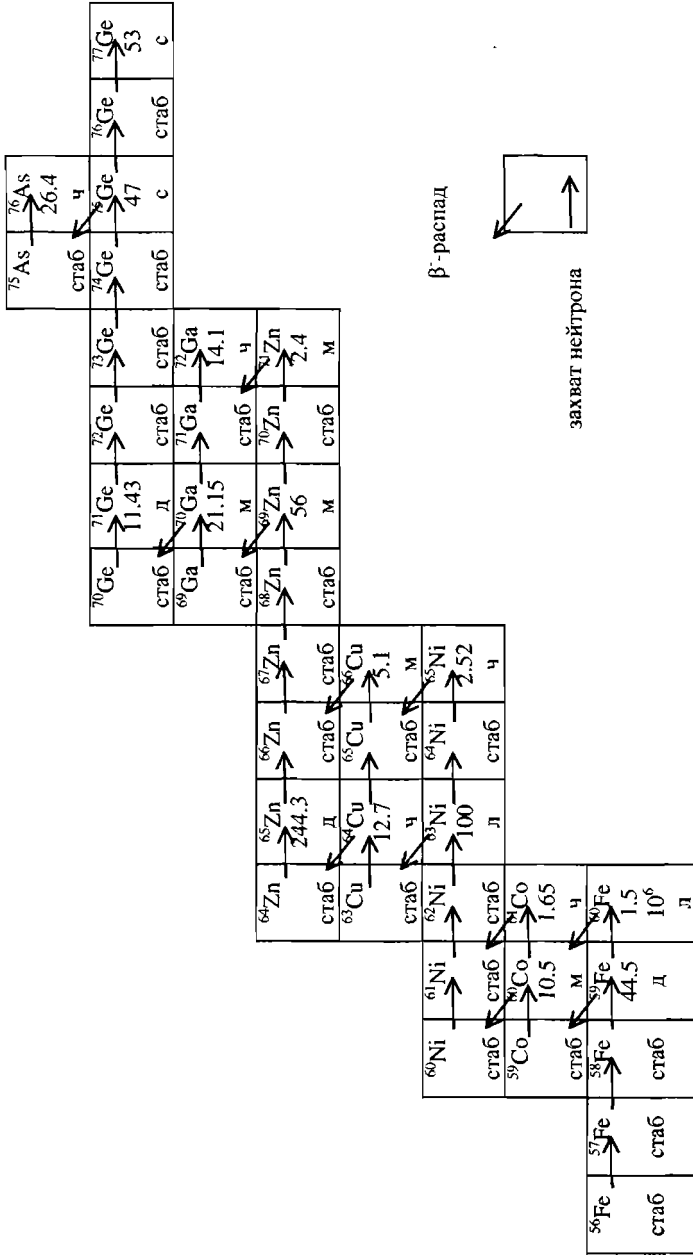


Рис. 10.10. Образование элементов с $Z = 26-33$ в s-процессе

и ^{209}Bi . На рис. 10.10 показана схема образования в s -процессе элементов с Z от 26 (Fe) до 33 (As). За исходное ядро взято ^{56}Fe . По современным представлениям примерно половина элементов с $A > 60$ образуется в результате s -процесса.

В качестве исходных ядер, из которых в результате последовательно-го захвата нейтронов образуются тяжелые ядра, обычно выбирают ядра «железного пика». При плотности нейтронов 10^{10} см^{-3} время, необходимое для образования свинца из железа, составляет около 10^3 лет. Выбор в качестве исходного материала более легких ядер наталкивается на большие трудности. Во-первых, чем легче исходное ядро, тем большее число нейтронов должно быть захвачено и время образования тяжелых элементов существенно увеличивается. Во-вторых, отсутствие стабильных ядер с $A = 5$ и 8 приводит к тому, что этот рубеж нельзя перейти путем последовательного захвата нейтронов. В-третьих, сечение радиационного захвата нейтронов ядрами ^{12}C , ^{16}O и ^{40}Ca составляет крайне малую величину и, следовательно, время образования тяжелых элементов должно увеличиваться на несколько порядков. Эти аргументы наиболее существенны для выбора в качестве исходных нуклидов ядер области железного пика.

Оценим плотность нейтронов ρ_n , необходимую для протекания s -процесса. Вероятность захвата ядром нейтрона в единицу времени $\lambda_{n\gamma} = 1/\tau_{n\gamma}$ может быть рассчитана с помощью следующего соотношения

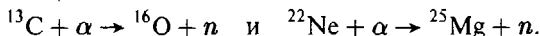
$$\lambda_{n\gamma} = \frac{1}{\tau_{n\gamma}} = v \cdot \sigma_{n\gamma} = \rho_n \cdot v_n \cdot \sigma_{n\gamma}, \quad (10.30)$$

где v_n — скорость нейтрона. Откуда $\rho_n = (\tau_{n\gamma} \cdot v_n \cdot \sigma_{n\gamma})^{-1}$. Характерная величина сечения $\sigma_{n\gamma}$ для нейтронов с энергией 50 кэВ составляет 0,1 барна. Скорость нейтронов при этом $3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. Полагая время жизни ядра до захвата нейтрона \approx одного года, получаем $\rho_n \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$.

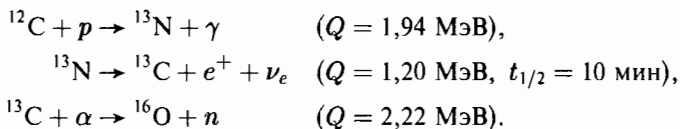
Для того чтобы в звездах интенсивно протекал s -процесс, необходимы определенные условия:

1. Температура вещества должна быть больше 10^8 К , для того чтобы могли происходить ядерные реакции с образованием нейтронов.
2. Плотность нейтронов в среде должна быть на уровне $10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$.
3. Условия 1 и 2 должны существовать в звезде в течение достаточно продолжительного времени (больше 10^3 лет), чтобы путем последовательного захвата нейтронов могли образовываться тяжелые ядра.
4. Продукты s -процесса должны эффективно выноситься во внешнюю оболочку звезды и попадать в межзвездную среду без дальнейших ядерных реакций.

Подходящие условия для образования ядер в s -процессе существуют в красных гигантах. Обычно в качестве источников нейтронов для s -процесса рассматривают две реакции



Для протекания первой реакции требуются условия, при которых происходит совместное горение водорода и гелия. В качестве механизма, создающего такие условия, рассматривается соприкосновение конвективной оболочки звезды, в которой происходит горение гелия, с богатой водородом внешней оболочкой. Образование нейтронов происходит в следующей цепочке реакций:

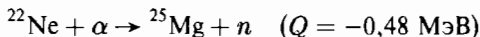


Реакция



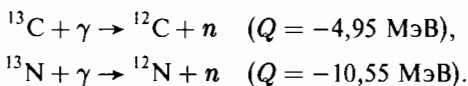
эффективно происходит при температуре $> 10^8$ К.

Образование нейтронов в реакции



зависит от присутствия ${}^{14}\text{N}$ в зоне горения гелия (последовательный захват двух α -частиц и β^+ -распад образовавшегося ядра ${}^{22}\text{Na}$ превращает ядро ${}^{14}\text{N}$ в ${}^{22}\text{Ne}$). Для этого необходимо, чтобы в первоначальном веществе звезды, в которой происходит горение гелия, уже присутствовал изотоп ${}^{14}\text{N}$. Источником ядер ${}^{14}\text{N}$ является CNO-цикл.

Еще одним источником нейтронов с необходимой плотностью при $T \approx 10^8$ К могут быть фотонейтронные реакции:



Роль фотонейтронных реакций растет с увеличением температуры.

За счет s -процесса можно объяснить образование всех элементов вплоть до $Z = 83$. Ядра с $Z = 84-89$ не имеют стабильных изотопов и активно распадаются. Поэтому в s -процессе преодолеть эту область Z невозможно. В то же время в природе существуют ядра с $Z = 90$ (торий) и $Z = 92$ (изотопы урана). Для объяснения существования этих ядер необходимо предположить их образование в результате быстрого захвата нейтронов нестабильными ядрами.

Если плотности нейтронов достигают значений $10^{19}-10^{20} \text{ см}^{-3}$, то, как легко увидеть из соотношения (10.30), время жизни ядра до захвата нейтрона $\tau_{n\gamma}$ снижается до $\approx 10^{-3}$ с и начинает выполняться условие $\tau_{n\gamma} \ll \tau_{\beta}$, т. е. скорость захвата ядром нейтрона во много раз превышает скорость его β -распада. Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не станет меньше скорости β -распада изотопа. При этом ядро успевает захватить 10–20 нейтронов, прежде чем испытает β -распад. Такой процесс называют *быстрым* или *r-процессом* (от англ. rapid).

Линия на NZ -диаграмме, вдоль которой происходит образование ядер в r -процессе, смещена от долины стабильности (трека s -процесса) в на-

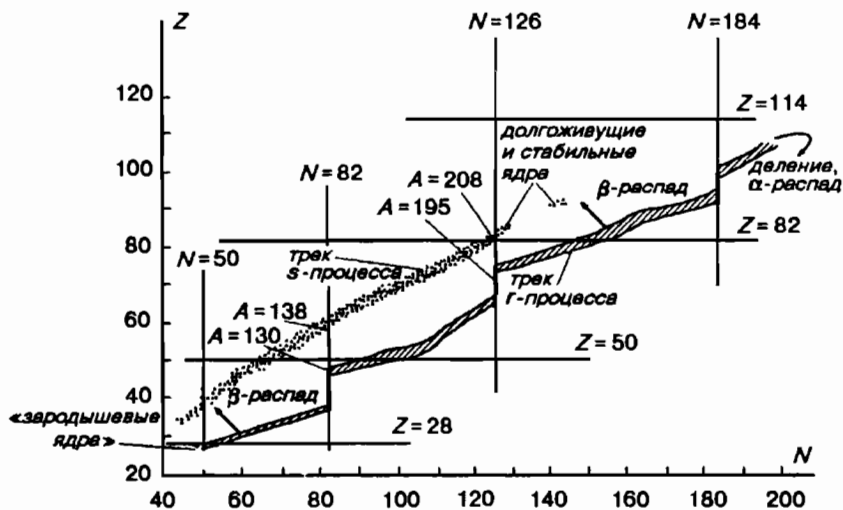


Рис. 10.11. Пути (треки), вдоль которых идет формирование ядер в s - и r -процессах

правлении нейтроноизбыточных изотопов (рис. 10.11). Можно сказать, что r -процесс развивается как бы «по горизонтали», так как, прежде чем ядро испытает β -распад, оно успевает захватить значительное количество (до 20) нейтронов. В то же время s -процесс развивается вдоль линии β -стабильности, т. е. «по диагонали».

Ядра, первоначально образующиеся в r -процессе, сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных β -распадов они начинают превращаться в ядра, имеющие большую стабильность, т. е. в ядра, расположенные ближе к дорожке стабильности. При этом в результате каждого акта β^- -распада при неизменном массовом числе A происходит увеличение заряда ядра на единицу. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не получится отношение числа нейтронов к числу протонов, соответствующее стабильному или долгоживущему по отношению к β^- -распаду ядру. Таким путем, в частности, удастся преодолеть рубеж тяжелых стабильных ядер ^{208}Pb и ^{209}Bi и достичь уран-ториевого острова. Так, например, изотоп ^{232}Th образуется из ядра ^{232}Pb в результате восьми последовательных β -распадов. Исходное ядро ^{232}Pb , образующееся в r -процессе, имеет на 24 нейтрона больше, чем устойчивый изотоп ^{208}Pb .

Механизм образования элементов тяжелее железа в реакциях захвата нейтронов естественным образом объясняет наблюдаемую асимметрию распространенности элементов относительно линии β -стабильности. Так, распространенность элементов, расположенных над линией стабильности (область нейтронодефицитных ядер), как правило, меньше распространенности элементов, расположенных под этой линией (область нейтроноизбыточных ядер). Ядра, расположенные в нейтронодефицитной области,

не могут образовываться в реакциях нейтронного захвата и их распространенность практически на порядок меньше по сравнению с соседними стабильными и нейтроноизбыточными ядрами.

Существует важный аргумент, подтверждающий реальность r -процесса в звездах. Это сдвоенные максимумы в распространенности элементов, коррелирующие с магическими числами нейтронов $N = 50, 82$ и 126 (рис. 10.1). Максимумы при $A = 88-90, 138$ и 208 характеризуют ядра, образующиеся с этими числами нейтронов в s -процессе, т. е. при движении вдоль линии стабильности. Дублирующие их максимумы, расположенные при несколько меньших массовых числах (соответственно $78-84, 126-132$ и $189-197$) обязаны своим появлением r -процессу. Поясним это.

Когда ядра, участвующие в r -процессе, подходят к областям магических чисел нейтронов, сечения захвата ими следующих нейтронов падают и соответственно увеличивается время $\tau_{n\gamma}$ «ожидания» ими каждого последующего акта реакции (n, γ). r -процесс замедляется, что приводит к накоплению изотопов с околомagicескими числами нейтронов. В то же время вероятность β^- -распада ядра растет с его перегрузкой нейтронами (соответственно τ_β падает). Наступает момент, когда τ_β становится меньше $\tau_{n\gamma}$ и ядро испытывает серию чередующихся процессов «один β^- -распад \rightarrow захват одного нейтрона \rightarrow один распад \rightarrow один захват и т. д.», в результате которых за счет роста Z (при почти неизменном N) на NZ -диаграмме оно будет смещаться вверх к линии стабильности (см. рис. 10.11). При приближении к линии стабильности ядро вновь попадает в ситуацию, когда вероятности захвата нейтронов превысят скорости β^- -распада. Темп r -процесса возрастает, и ядро, быстро увеличивая количество нейтронов, уходит в немагическую по нейтронам область с большим A . Таким образом, r -процесс (как и s -процесс) должен приводить к повышенной распространенности ядер с магическими (и околомagicескими) числами нейтронов. Однако, при примерно равном (близком к магическому) числе нейтронов, число протонов в ядрах, прошедших r -процесс, значительно уступает числу протонов в ядрах, подвергнутых s -процессу. Поэтому максимумы в распространенности ядер от r -процесса смещены по числу нуклонов вниз на $8-15$ единиц по сравнению с соответствующими максимумами от s -процесса. Кроме того, и количества нейтронов у изотопов, формирующих эти «магические максимумы» в r -процессе также несколько ниже магических чисел (соответственно $44-50, 74-78$ и $116-118$).

Необходимые для r -процесса плотности нейтронов могут возникнуть лишь при взрывах сверхновых. Расходящаяся ударная волна примерно за $0,5$ с создает в оболочке горения гелия условия для интенсивного протекания реакции генерации нейтронов $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ и тем самым запускает r -процесс. Этот механизм образования элементов называют *взрывным нуклеосинтезом*. r -процесс может протекать и в насыщенных нейтронами недрах сверхновых. В этом случае вынос образованных элементов в поверхностные слои звезды, по-видимому, осуществляется за счет разогретых нейтрино участков звезды (так называемых пузырей).

§ 11. Нуклеосинтез под действием космических лучей

Ряд стабильных легких изотопов — ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$ — не могут образоваться ни в процессе первичного нуклеосинтеза, ни в звездах. Дело в том, что они интенсивно разрушаются в реакциях (p, γ) и (p, α) уже при температурах $(2-5) \cdot 10^6$ К. В этих условиях содержание упомянутых изотопов Li, Be и B должно составлять $\leq 10^{-13}$ по отношению к водороду. Наблюдаемые же распространенности этих элементов оказываются на 2–3 порядка выше. Неустойчивая природа этих элементов означает, что они должны быть синтезированы в среде малой плотности, в условиях достаточно низкой температуры, иначе они «сгорели» бы сразу после образования.

В настоящее время общепризнанно, что изотопы Li, Be, B образуются в реакциях расщепления (скалывания) при взаимодействии галактических космических лучей с веществом межзвездной среды. Существует два возможных механизма образования этих элементов:

- 1) легкая компонента космических лучей (быстрые протоны и α -частицы) в результате столкновения с тяжелыми ядрами межзвездной среды вызывает расщепление их с образованием изотопов Li, Be, B, которые затем смешиваются с межзвездной средой;
- 2) быстрые ядра C, N, O, входящие в состав космического излучения, сталкиваясь с ядрами H и He, превращаются в Li, Be, B. Этим объясняется, в частности, повышенная распространенность изотопов Li, Be, B в космических лучах.

Изложенная модель нуклеосинтеза под действием космических лучей позволяет предсказать наблюдаемые распространенности ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$.

§ 12. Космические лучи

Космические лучи (излучение) — это частицы, заполняющие межзвездное пространство и постоянно бомбардирующие Землю. Они открыты в 1912 г. австрийским физиком В. Ф. Гессом с помощью ионизационной камеры, установленной на воздушном шаре. Он измерил скорость ионизации воздуха в зависимости от высоты подъема над уровнем Земли. Оказалось, что с ростом высоты величина ионизации сначала уменьшается, а затем на высоте 2 км начинает резко возрастать. Ионизация, увеличивающаяся с увеличением высоты, образуется космическими лучами, падающими на границу атмосферы из космического пространства. По сложившейся традиции космическими лучами называют поток атомных ядер (от протона до ядер железа и никеля), хотя в составе частиц, приходящих на Землю из космоса, имеются электроны (позитроны), фотоны и нейтрино. Максимальные энергии космических лучей $\approx 3 \cdot 10^{20}$ эВ, т. е. на несколько порядков превосходят энергии, доступные современным

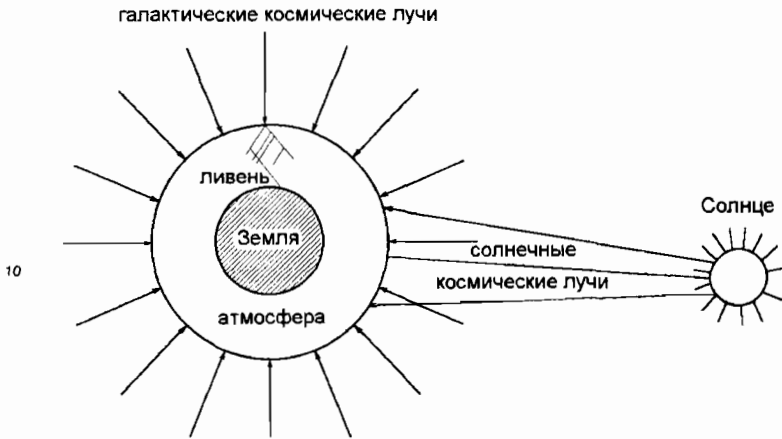


Рис. 10.12. Галактические и солнечные космические лучи

ускорителям на встречных пучках (максимальная эквивалентная энергия Теватрона $\approx 2 \cdot 10^{15}$ эВ, ЛHC — около 10^{17} эВ). Поэтому изучение космических лучей играет важную роль не только в физике космоса, но также и в физике элементарных частиц. Ряд элементарных частиц впервые был обнаружен именно в космических лучах (позитрон — К. Д. Андерсон, 1932 г.; мюон (μ) — К. Д. Андерсон и С. Неддермейер, 1937 г.; пион (π) — С. Ф. Пауэлл, 1947 г.).

Различают следующие типы космических лучей (рис. 10.12):

1. **Галактические космические лучи** — космические частицы, приходящие на Землю из нашей галактики. В их состав не входят частицы, генерируемые Солнцем.
2. **Солнечные космические лучи** — космические частицы, генерируемые Солнцем.

Кроме этих двух основных типов космических лучей рассматривают также *метagalacticкие космические лучи* — космические частицы, возникшие вне нашей галактики. Их вклад в общий поток космических лучей невелик.

Космические лучи, не искаженные взаимодействием с атмосферой Земли, называют *первичными*. Поток галактических космических лучей, бомбардирующих Землю, примерно изотропен и постоянен во времени и составляет ≈ 1 частица/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (до входа в земную атмосферу). Плотность энергии галактических космических лучей ≈ 1 эВ/ см^3 , что сравнимо с суммарной энергией электромагнитного излучения звезд, теплового движения межзвездного газа и галактического магнитного поля. Таким образом, космические лучи — важный компонент Галактики.

Состав космических лучей приведен на рис. 10.13 и в табл. 10.6.

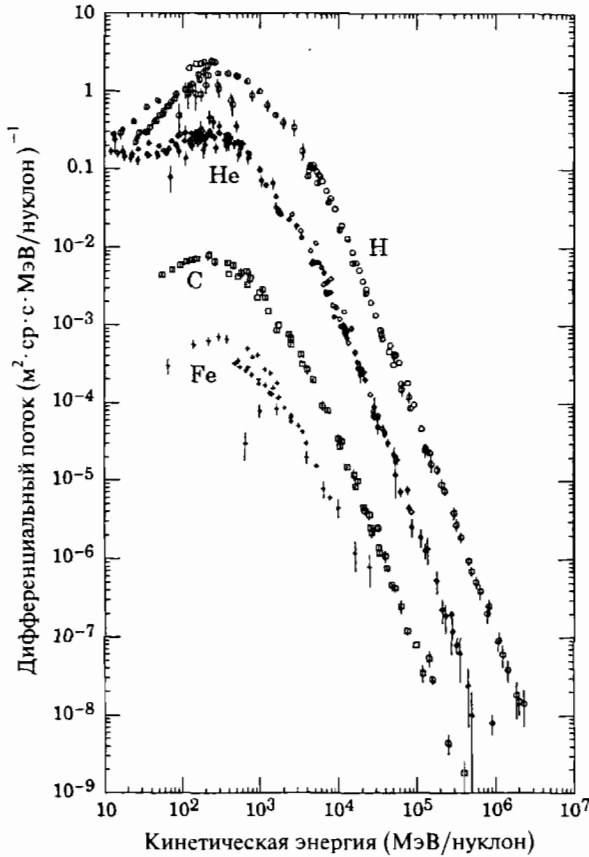


Рис. 10.13. Основные компоненты первичных космических лучей. Характер спектра при $E < 3 \cdot 10^2$ МэВ/нуклон обусловлен отклонением заряженных частиц магнитным полем Земли

По содержанию в космических лучах элементов лития, бериллия и бора, которые образуются в результате ядерных взаимодействий космических частиц с атомами межзвездной среды, можно определить то количество вещества, которое прошли космические частицы, блуждая в межзвездной среде. Время жизни космических лучей можно оценить, исходя из соотношения $t = x/(\rho v)$, где x — средний пробег космических частиц в веществе, $v \approx c$ — скорость частиц, ρ — средняя плотность межзвездной среды в диске Галактики ($\approx 10^{-24}$ г/см³). Так как величина $x = 5-10$ г/см², то время жизни космических лучей составляет $\approx 10^7$ лет.

Энергии галактических космических лучей охватывают огромный диапазон — не менее 14 порядков ($10^6-3 \cdot 10^{20}$ эВ). Их поток для частиц

Таблица 10.6

Характеристики первичных космических лучей (галактических и солнечных)

	Галактические космические лучи	Солнечные космические лучи
Поток	$\approx 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	во время солнечных вспышек может достигать $\approx 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Состав	1) ядерная компонента ($\approx 95\%$ протонов, $\approx 4-5\%$ ядер гелия, $< 1\%$ более тяжелых ядер, 2) электроны ($\approx 1\%$ от числа ядер), 3) позитроны ($\approx 10\%$ от числа электронов), 4) антипротоны ($< 0,01\%$)	98–99% протоны, $\approx 1,5\%$ ядра гелия
Диапазон энергий	$10^6 - 3 \cdot 10^{20}$ эВ	$10^5 - 10^{11}$ эВ

с $E > 10^9$ эВ быстро уменьшается с ростом энергии. Дифференциальный энергетический спектр ядерной компоненты космических лучей в области $10^{10} - 10^{20}$ эВ описывается соотношением

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot E^{-\gamma}, \quad (10.31)$$

где N_0 — константа, а γ слабо зависит от энергии. В спектре наблюдается излом в районе $10^{15} - 10^{16}$ эВ. Показатель наклона спектра до излома $\gamma = 2,7$. Для космических частиц с большей энергией спектр становится круче: $\gamma \approx 3$. Эта ситуация видна из рис. 10.14, на котором показан дифференциальный спектр первичных космических лучей с энергией больше 10^{11} эВ, умноженный на $E^{2,7}$.

Наблюдаемый излом в спектре при энергиях $10^{15} - 10^{16}$ эВ может быть вызван более быстрым выходом космических лучей с $E > 10^{15} - 10^{16}$ эВ из нашей галактики по сравнению с частицами меньших энергий. Другой причиной этого излома может быть изменение природы их источников. Возможно также изменение ядерного состава космических лучей в области излома.

При энергии частиц $E > 10^{18}$ эВ спектр становится еще круче ($\gamma = 3,1$). Это, по-видимому, обусловлено тем, что изменяется соотношение между космическими лучами галактического и метagalактического происхождения, причем при $E > 10^{19}$ эВ метagalактические космические лучи начинают доминировать и спектр для них вновь становится более пологим ($\gamma \approx 2,7$).

Взаимодействие метagalактических космических лучей с реликтовыми фотонами, которым они передают часть своей энергии, должно при-

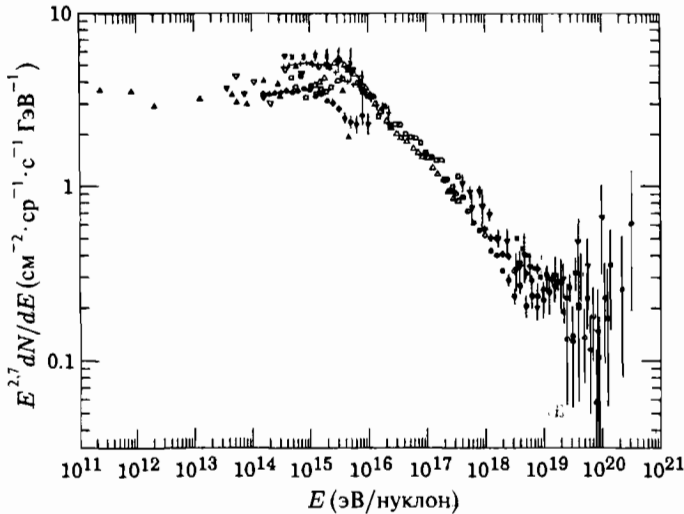


Рис. 10.14. Дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей с энергией $> 10^{11}$ эВ, умноженный на $E^{2.7}$

водить к обрезанию спектра космических лучей при энергии $> 5 \cdot 10^{19}$ эВ (Г. Зацепин, В. Кузьмин и К. Грейзен). Поток частиц предельно высоких энергий действительно крайне мал. Так, на площадь 10 км^2 за год попадает в среднем не более одной частицы с энергией $\geq 10^{20}$ эВ. В настоящее время зарегистрировано лишь несколько событий с энергиями $\approx 10^{20}$ эВ, что можно объяснить, если предположить, что источники этих частиц удалены от нас на расстояние не более 50 Мегапарсек.

Характер спектра для электронов с энергиями $> 10^9$ эВ в целом также может быть описан выражением (10.31), но с большим значением γ , чем для ядерной компоненты.

Галактические космические лучи, очевидно, имеют нетепловое происхождение. Действительно, максимальные температуры ($\approx 10^9$ К) достигаются в центре звезд. При этом энергия теплового движения частиц $\approx 10^5$ эВ. В то же время частицы галактических космических лучей, достигающих окрестности Земли, в основном имеют энергии $> 10^8$ эВ.

Есть веские основания полагать, что космические лучи генерируются главным образом вспышками сверхновых. Другие источники космических лучей — пульсары, радиогалактики, квазары. В нашей галактике взрывы сверхновых происходят в среднем не реже одного раза в 100 лет. Легко подсчитать, что для поддержания наблюдаемой плотности энергии космических лучей (1 эВ/см^3) достаточно им передавать всего несколько процентов мощности взрыва. Выбрасываемые при вспышках сверхновых протоны, более тяжелые ядра, электроны и позитроны далее ускоряются, приобретая энергетические характеристики, присущие космическим

лучам. В составе космических лучей, достигающих Земли, практически нет метagalacticких частиц, т. е. попавших в нашу галактику извне (если не рассматривать область энергий $> 3 \cdot 10^{18}$ эВ). Все наблюдаемые свойства космических лучей можно объяснить исходя из того, что они образуются, накапливаются и длительное время удерживаются в нашей галактике, медленно вытекая в межгалактическое пространство. Если бы космические частицы двигались прямолинейно, они вышли бы за пределы Галактики через несколько тысяч лет после своего возникновения. Столь быстрая утечка привела бы к невозможным потерям и резкому снижению интенсивности космических лучей.

В межзвездных магнитных полях с сильно запутанной конфигурацией силовых линий заряженные частицы двигаются по сложным траекториям (это движение напоминает диффузию молекул), увеличивая время своего пребывания в Галактике в тысячи раз. Возраст частиц космических лучей оценивают в десятки миллионов лет. Космические частицы сверхвысоких энергий отклоняются галактическим магнитным полем слабо и сравнительно быстро покидают Галактику.

Остановимся очень кратко на проблеме ускорения космических лучей. Частицы космических лучей двигаются в электрически нейтральной космической плазме. В плазме могут возникать электрические поля индукционного импульсного типа. Так, индукционное (вихревое) электрическое поле появляется, как известно, при увеличении напряженности магнитного поля со временем (так называемый бетатронный эффект). Ускорение частиц может быть также вызвано их взаимодействием с электрическим полем плазменных волн в областях с интенсивной турбулентностью плазмы. Главным же механизмом ускорения космических лучей считается механизм передачи им энергии ударными волнами в расширяющейся оболочке сверхновых. Существуют и другие механизмы ускорения частиц космических лучей. Более детальное рассмотрение показывает, что предложенные механизмы ускорения способны обеспечить рост энергии заряженных частиц, выброшенных при взрывах сверхновых, с 10^5 до 10^{17} эВ.

Заряженные частицы, испускаемые Солнцем, — солнечные космические лучи — важный компонент космического излучения, бомбардирующего Землю. Эти частицы ускоряются до высоких энергий в верхней части атмосферы Солнца во время солнечных вспышек. Солнечные вспышки подвержены определенным временным циклам. Самые мощные из них повторяются в среднем через 11 лет, менее мощные — через 27 дней. Мощные солнечные вспышки могут увеличить поток космических лучей, падающих на Землю со стороны Солнца, в 10^6 раз по сравнению с потоком галактических космических лучей.

По сравнению с галактическими космическими лучами в солнечных космических лучах больше протонов (до 98–99 % всех ядер) и соответственно меньше ядер гелия ($\approx 1,5$ %) и других ядер. Содержание ядер с $Z \geq 2$ в солнечных космических лучах отражает состав солнечной атмосферы.

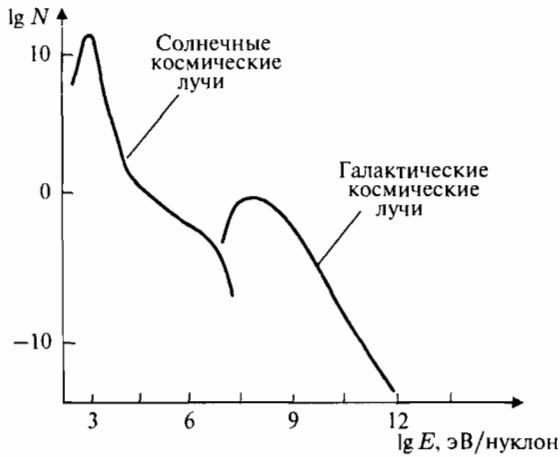


Рис. 10.15. Энергетические спектры солнечных и галактических космических лучей в период минимума солнечной активности

Энергетические спектры солнечных и галактических космических лучей в период минимума солнечной активности показаны в сравнении на рис. 10.15. Энергии солнечных космических лучей изменяются в интервале 10^5 – 10^{11} эВ. Их энергетический спектр в среднем также может быть аппроксимирован зависимостью (10.31), в которой степенной показатель γ увеличивается с ростом энергии от 2 до 7.

Все приведенные выше характеристики космических лучей относятся к космическим частицам до входа в атмосферу Земли, т. е. к так называемому первичному космическому излучению. В результате взаимодействия с ядрами атмосферы (главным образом, кислородом и азотом) высокоэнергичные частицы первичных космических лучей (прежде всего протоны) создают большое число вторичных частиц — адронов (пионов, протонов, нейтронов, антинуклонов и т. д.), лептонов (мюонов, электронов, позитронов, нейтрино) и фотонов. Развивается сложный многоступенчатый каскадный процесс (рис. 10.16). Кинетическая энергия вторичных частиц расходуется в основном на ионизацию атмосферы.

Толщина земной атмосферы около 1000 г/см². В то же время пробеги высокоэнергичных протонов в воздухе 70 – 80 г/см², а ядер гелия — 20 – 30 г/см². Таким образом, высокоэнергичный протон может испытать до 15 столкновений с ядрами атмосферы и вероятность дойти до уровня моря у первичного протона крайне мала. Первое столкновение происходит обычно на высоте ≥ 20 км.

Лептоны и фотоны появляются в результате слабых и электромагнитных распадов вторичных адронов (главным образом, пионов и каонов) и рождения γ -квантами e^-e^+ -пар в кулоновском поле ядер:



$$\begin{aligned} \pi^+ (\text{или } K^+) &\rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu, & \pi^- (\text{или } K^-) &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, & K^{\pm,0} &\rightarrow 2\pi, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, & \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \text{ядро} + \gamma &\rightarrow \text{ядро} + e^- + e^+. \end{aligned}$$

Таким образом, вместо одной первичной частицы возникает большое число вторичных частиц, которые делят на адронную, мюонную и электронно-фотонную компоненты. Лавинообразное нарастание числа частиц может привести к тому, что в максимуме каскада их число может достигать 10^6 – 10^9 (при энергии первичного протона $> 10^{14}$ эВ). Такой каскад покрывает большую площадь (много квадратных километров) и называется *широким атмосферным ливнем*.

После достижения максимальных размеров происходит затухание каскада, главным образом за счет потери энергии на ионизацию атмосферы. Поверхности Земли достигают в основном релятивистские мюоны и нейтрино. Сильнее поглощается электронно-фотонная компонента и практически полностью «вымирает» адронная составляющая каскада. В целом поток частиц космических лучей на уровне моря примерно

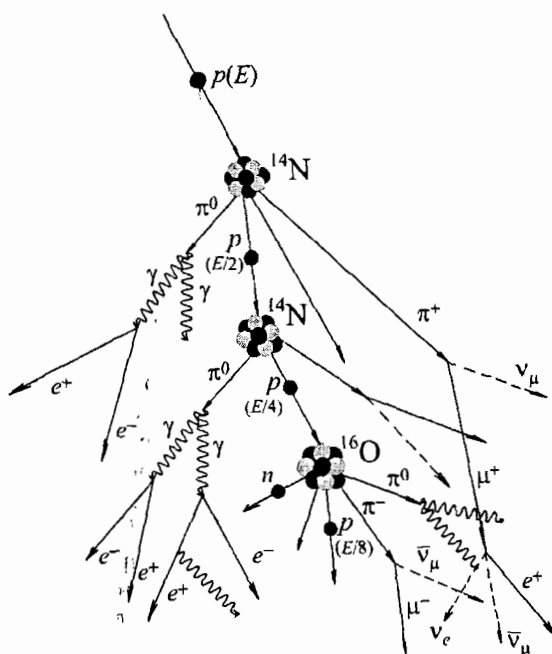


Рис. 10.16. Каскад вторичных частиц при столкновении высокоэнергичного протона космических лучей с ядрами атмосферы Земли. Энергия первичного протона E . Каждое столкновение высокоэнергичного протона сопровождается потерей в среднем половины его энергии. В составе каскада не показаны высокоэнергичные каоны. Не показано также ядерное взаимодействие высокоэнергичных пионов

в 100 раз меньше потока первичных космических лучей и составляет около $0,01$ частицы/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Магнитное поле Земли оказывает влияние на первичное космическое излучение. Оно препятствует вхождению в атмосферу относительно малоэнергичных частиц. Минимальный импульс p_{\min} протона, при котором он может войти в атмосферу под углом φ к геомагнитной параллели λ , определяется формулой

$$p_{\min} = 59,3 \frac{\cos^2 \lambda}{(\sqrt{1 - \cos \varphi \cos^2 \lambda} + 1)^2} \text{ ГэВ/с.} \quad (10.32)$$

Минимальный импульс, при котором протон может войти в атмосферу на экваторе ($\lambda = 0^\circ$), равняется 15 ГэВ/с. На магнитном полюсе частица может достигать атмосферы с любым импульсом.

Существование минимального импульса (10.32) приводит к зависимости интенсивности первичного космического излучения от геомагнитной широты. Эта зависимость получила название широтного эффекта. О величине широтного эффекта можно судить по следующему соотношению:

$$\frac{I(90^\circ) - I(0^\circ)}{I(90^\circ)} \approx 0,36,$$

где $I(90^\circ)$ и $I(0^\circ)$ — интенсивности космических лучей на высоте 10 км на полюсе и на экваторе соответственно.

Магнитное поле Земли запрещает определенные направления входа космических лучей в атмосферу. В частности, положительно заряженные частицы не могут входить в атмосферу под некоторыми углами к горизонту с востока. Это приводит к восточно-западной асимметрии космического излучения

$$\frac{I_3 - I_в}{I_3 + I_в},$$

где I_3 и $I_в$ — интенсивности космического излучения с запада и с востока. На больших высотах это отношение достигает величины $0,25$. Обнаружение восточно-западной асимметрии в свое время служило доказательством того, что первичное космическое излучение состоит из положительно заряженных частиц.

Для заряженной частицы с энергией, не превышающей несколько ГэВ, в магнитном поле Земли существуют магнитные ловушки — области пространства, в которые заряженные частицы не могут ни влететь извне, ни вылететь из них. Эти области имеют форму тороидов, охватывающих Землю в широтном направлении. Их удаленность от Земли зависит от энергии частицы. Чем выше энергия частицы, тем ближе они расположены к поверхности Земли. Заряженные частицы накапливаются в таких областях магнитного поля. Поэтому вблизи Земли должны находиться зоны с повышенной концентрацией заряженных частиц.

Вскоре после запуска первых искусственных спутников Земли такие зоны повышенного содержания заряженных частиц были обнаружены

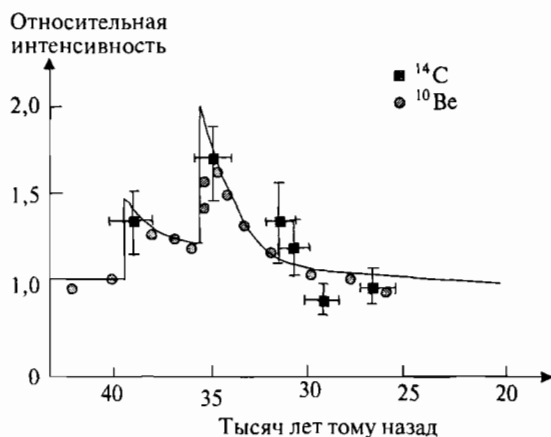


Рис. 10.17. Зависимость интенсивности космических лучей от времени, полученная при исследовании относительной концентрации космогенных радиоактивных изотопов

(С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, Д. Аллен, 1958 г.) и получили название *радиационных поясов Земли*. Внутренний радиационный пояс состоит в основном из протонов с $E_p \geq 1$ МэВ и электронов с $E_e \geq 0,1$ МэВ и находится на расстоянии нескольких тысяч километров от поверхности Земли. Основным механизмом инжекции протонов с $E_p \geq 30$ МэВ во внутренний радиационный пояс Земли является распад нейтронов, которые образуются при взаимодействии космических лучей с ядрами атмосферы Земли. Максимум потока захваченных протонов внутреннего радиационного пояса Земли — на расстоянии $\approx 1,5$ радиуса Земли.

Внешний радиационный пояс состоит в основном из электронов с энергией от нескольких сотен кэВ до ≈ 10 МэВ.

Интенсивность космических лучей была примерно постоянной в течение $\approx 10^9$ лет. Вместе с тем появились данные, что 30–40 тыс. лет назад интенсивность космических лучей была больше, чем в настоящее время (рис. 10.17). Это увеличение интенсивности космических лучей связывают с взрывом близкой к Солнечной системе (≈ 50 парсек) сверхновой.

Глава 11

Проблемы. Перспективы

В заключительной главе кратко остановимся на нерешенных проблемах и возможных путях их решения. Однако нет сомнения в том, что реальность окажется гораздо более захватывающей и неожиданной.

§ 1. Объединение взаимодействий

Современные идеи объединения различных взаимодействий берут начало от работ Ньютона. Ньютон открыл простой закон, согласно которому сила взаимодействия между двумя массивными телами пропорциональна их массам m_1 , m_2 и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (11.1)$$

где G — гравитационная постоянная Ньютона. С помощью этого закона он сумел рассчитать как закономерности падения тел, согласующиеся с наблюдениями Галилея, так и закономерности движения планет, ранее установленные Кеплером. Так с помощью одного закона впервые удалось описать явления земных и космических масштабов.

Следующий шаг в объединении взаимодействий был сделан Максвеллом, который показал, что электричество, магнетизм и свет можно описать системой дифференциальных уравнений, которые теперь носят его имя.



Рис. 11.1. Этапы объединения взаимодействий

Таблица 11.1

Константы взаимодействий при некоторых энергиях

Энергия, ГэВ	α_s	α_e	α_w
0,01	10	1/137	1/26
0,1	1	1/135	1/27
1	0,40	1/133	1/28
100	0,12	1/128	1/30

Одной из особенностей физики элементарных частиц на начальном этапе было установление закономерностей различных типов взаимодействий. Оказалось, что существует всего четыре типа фундаментальных взаимодействий: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное.

Электромагнитное и сильное взаимодействия можно описать с помощью обмена квантами соответствующих полей — фотонами и глюонами. Фотоны и глюоны являются калибровочными бозонами электромагнитного и сильного полей.

Гипотеза о том, что слабое взаимодействие также обусловлено обменом некоторой заряженной частицей, была выдвинута еще в тридцатых годах XX в. Завершение эта идея получила в рамках единой теории, развитой в работах С. Вайнберга, А. Салама и Ш. Глэшоу, — электрослабой модели, связывающей электромагнитные и слабые взаимодействия,

Каждое взаимодействие характеризуется константой взаимодействия α_i , определяющей его силу. Однако константы взаимодействий α_i , строго говоря, не являются константами, а зависят от энергии. Приведем значения α_s , α_e и α_w при некоторых энергиях (см. табл. 11.1).

Сделаем замечание по поводу величины константы слабого взаимодействия α_w . В качестве этой константы часто приводится величина $\approx 10^{-6}$, т. е. примерно на четыре порядка меньше указанной нами в табл. 11.1. В этой существенно меньшей «слабой константе» учтено влияние на вероятность слабого взаимодействия массы переносчика такого взаимодействия — промежуточного бозона (W или Z). Масса m переносчика входит в элементарную амплитуду взаимодействия через пропагатор

$$\frac{1}{m^2 c^2 - q^2}$$

(см. соотношения (3.94) и (3.95)):

$$\text{Амплитуда} \sim \sqrt{\alpha} \cdot \text{пропагатор} \cdot \sqrt{\alpha} = \alpha \cdot \frac{1}{m^2 c^2 - q^2},$$

где

$$q^2 = \frac{E^2}{c^2} - \vec{q}^2$$

— квадрат четырех-импульса виртуальной частицы, и поэтому влияет на вероятность процесса. Все фундаментальные взаимодействия, кроме слабого, реализуются обменом безмассовой частицей (фотон, глюон, гравитон). При очень больших четырех-импульсах виртуальной частицы ($q^2 \gg m^2 c^2$) масса переносчика взаимодействия не влияет на величину ее амплитуды, которая в этом случае зависит от импульса как $-1/q^2$. Однако, при малых импульсах ($q^2 \ll m^2 c^2$) величина амплитуды перестает зависеть от q^2 и уже существенно определяется массой переносчика:

$$\text{Амплитуда} \sim \alpha \cdot \frac{1}{m^2 c^2 - q^2} \xrightarrow{q^2 \rightarrow 0} \alpha \frac{1}{m^2 c^2}.$$

Таким образом, при низких энергиях большая масса промежуточных бозонов резко снижает амплитуды слабых процессов. Это дополнительное уменьшение амплитуды слабых процессов за счет массы переносчика можно учесть, изменив соответствующим образом слабую константу α_w . В этом случае, как можно показать, при переданных энергиях ≈ 1 ГэВ, слабая константа уменьшается за счет множителя $(m_W/m_p)^{-2}$, где m_W и m_p соответственно масса промежуточного бозона и протона, примерно на четыре порядка по сравнению с величиной $1/28$, приведенной в табл. 11.1, и становится значительно меньше электромагнитной. Итак, «слабость» слабого взаимодействия по сравнению с электромагнитным — следствие большой массы промежуточных бозонов. Слабый заряд оказывается больше электромагнитного примерно в 2 раза.

Вернемся к обсуждению табл. 11.1. Понижение α_s с ростом энергии — следствие антиэкранировки сильного (цветового) заряда, приводящей к асимптотической свободе. Антиэкранировка также имеет место и для слабого заряда и понижает α_w с ростом энергии. Для α_e из-за экранировки имеет место рост константы с энергией. Наиболее резко изменяется с энергией константа сильного взаимодействия. Величины, обратные константам взаимодействия, т. е. $1/\alpha_i$, согласно теории зависят от энергии логарифмически и соответствующие предсказываемые теорией графики приведены на рис. 11.2.

Из этого рисунка видно, что константы трех фундаментальных взаимодействий, сильно различающиеся при низких энергиях, с ростом энергии сближаются и в конце концов «сбегаются» при энергиях 10^{15} – 10^{16} ГэВ практически к одному для всех взаимодействий значению

$$\alpha_{\text{GU}} \approx \frac{1}{40}. \quad (11.2)$$

На этом основана надежда создать теорию, объединяющую сильное, электромагнитное и слабое взаимодействия. Концепции объединения этих трех взаимодействий называют Великим объединением — Grand unification (GU).

Электрослабая модель, объединившая электромагнитное и слабое взаимодействие, — лишь часть программы Великого объединения.

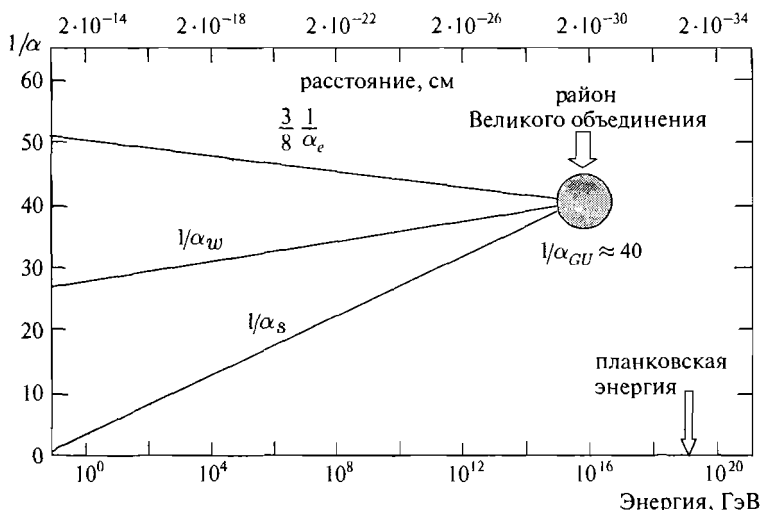


Рис. 11.2. Сбегающиеся константы взаимодействий

На рис. 11.2 график $1/\alpha_e$ приведен с коэффициентом $3/8$. Появление этого коэффициента связано с понятием угла Вайнберга θ_w (его называют также *слабым углом смешивания*). Этот угол можно определить через отношение элементарного электрического и слабого зарядов

$$\frac{e}{g_w} = \sin \theta_w; \quad (11.3)$$

$\sin \theta_w$, как и константы взаимодействий, изменяется с энергией. Из эксперимента найдено, что при энергии $m_Z c^2 = 91$ ГэВ значение угла Вайнберга определяется соотношением

$$\sin^2 \theta_w \Big|_{m_Z c^2} = 0,231. \quad (11.4)$$

Теории Великого объединения (ТВО) предсказывают, что в районе объединения (т.е. при $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ) угол Вайнберга возрастет до значения, определяемого соотношением

$$\sin^2 \theta_w \Big|_{GU} = \frac{3}{8} \quad (11.5)$$

Умножение $1/\alpha_e$ на графике (рис. 11.2) на величину $3/8$ обеспечивает «одновременное» попадание констант электромагнитного и слабого взаимодействия в район Великого объединения.

При энергии Великого объединения вместо сильного и электро-слабого взаимодействий возникает единое взаимодействие. Существуют различные версии ТВО. Простейшая версия принадлежит Г. Джорджи и Ш. Глэшу (1974). Ее называют минимальной SU_5 -моделью (цифра 5

Таблица 11.2

Фундаментальные бозоны минимальной SU_5 -модели

Частица	Античастица
W^+	W^-
	Z
	γ
	8 глюонов
$X(\kappa, 3, c)$	$\bar{X}(\bar{\kappa}, \bar{3}, \bar{c})$
$Y(\kappa, 3, c)$	$\bar{Y}(\bar{\kappa}, \bar{3}, \bar{c})$

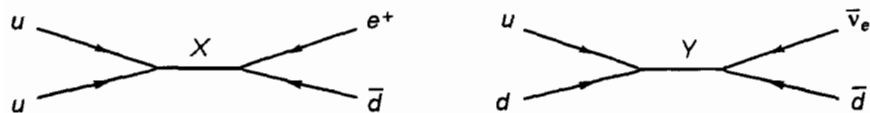
означает, что речь идет о пятимерной группе). Фундаментальные фермионы этой модели это уже известные 6 кварков и 6 лептонов. Что касается фундаментальных бозонов, то к четырем уже известным (W , Z , γ , глюон) добавляются два новых — *переносчики сил Великого объединения* бозоны X и Y , имеющие спин 1, но дробные электрические заряды (соответственно $+\frac{4}{3}e$ и $+\frac{1}{3}e$). Таким образом, возникает новый «полный набор» фундаментальных частиц

6 кварков + 6 лептонов + 6 бозонов.

Высокая степень симметрии проявляется, в частности, в безмассовости всех частиц (речь идет об энергиях $> 10^{15}$ ГэВ). Как и кварки, X - и Y -бозоны окрашены, т. е. находятся в одном из трех цветовых состояний — красном, зеленом или синем. С учетом трех цветовых состояний X - и Y -бозонов, а также наличия античастиц (у фотона, Z -бозона и двух глюонов со скрытым цветом частица совпадает с античастицей) «полный набор» фундаментальных бозонов SU_5 -модели насчитывает 24 частицы (табл. 11.2).

Важнейшее свойство X - и Y -бозонов состоит в том, что они участвуют в процессах, не сохраняющих барионный и лептонный заряды. Эти бозоны, являясь переносчиками сил Великого объединения, соединяют двухкварковые и кварк-лептонные вилки (рис. 11.3), что одновременно нарушает законы сохранения барионного и лептонного зарядов.

Если система частиц, нагретая до температур выше точки Великого объединения ($T > T_{GU} \approx 10^{28-29}$ К), охлаждается, то она, согласно ТВО, испытывает два фундаментальных фазовых перехода с понижением степени симметрии:

Рис. 11.3. Примеры диаграмм с участием X - и Y -бозонов

1. При $T \approx 10^{28}$ К наступает конец Великого объединения и сильное взаимодействие отделяется от электрослабого. При этом переносчики сил Великого объединения X - и Y -бозоны приобретают массы $\approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ/ c^2 . Остальные частицы остаются безмассовыми.
2. При $T \approx 10^{15}$ К (это соответствует энергии частиц ≈ 100 ГэВ) разрушается электрослабая симметрия, и слабое взаимодействие отделяется от электромагнитного. В этот момент кварки, лептоны и промежуточные бозоны (W^\pm, Z) приобретают массы.

Оба фазовых перехода с понижением степени симметрии происходят самопроизвольно (спонтанно) и поэтому носят название *спонтанного нарушения симметрии*. Это явление имеет довольно общий характер и хорошо известно в физике. О спонтанном нарушении симметрии говорят тогда, когда уравнения (или гамильтониан), описывающие систему, обладают определенной симметрией, а основное (т. е. устойчивое) состояние системы такой симметрией не обладает. В этом случае симметричные состояния (расположенные выше основного) неустойчивы и спонтанно за счет сверхмалых (практически нулевых) возмущений переходят в несимметричные устойчивые состояния. Примерами такого рода процессов в физике являются: спонтанное намагничивание твердого тела ниже температуры Кюри — ферромагнетизм; кристаллизация жидкости ниже критической температуры; конденсация паров воды; сверхпроводимость. Более наглядные примеры: падение вертикально поставленного незакрепленного стержня и скатывание шарика, помещенного на вершину поверхности, имеющей форму круглого мексиканского сомбреро. В обоих этих случаях спонтанно нарушается цилиндрическая симметрия. Кроме того, видно, что спонтанное нарушение симметрии тесно связано с вырождением основного состояния (стержень может упасть, а шарик скатиться различными способами).

§ 2. Бозон Хиггса

Одной из важнейших характеристик частиц является их масса. Стандартная модель (СМ), пожалуй, впервые делает попытку объяснить происхождение массы. Реальное содержание СМ зависит от пространственных масштабов, в которых разыгрывается тот или иной процесс. Причем, чем ближе к нулевым относительным расстояниям между частицами, тем «более фундаментальной» является теория. В «исходной» теории фундаментальные частицы СМ являются *безмассовыми*. В СМ массы у них появляются вследствие их взаимодействия со специальным полем, которое по сложившейся традиции называют *хиггсовским полем*. Это обеспечивающее массу поле должно обладать не совсем обычными свойствами. Дело в том, что масса частицы, как мы хорошо понимаем, имеет одно и то же значение в любой точке пространства и является инвариантом относительно преобразований Лоренца, т. е. не меняется при этих преобразованиях. Последнее обстоятельство является не совсем тривиальным —

обычная энергия есть нулевая компонента четырехмерного вектора импульса и изменяется при переходе из одной системы отсчета в другую, движущуюся относительно исходной. Поэтому хиггсовское поле должно быть одинаковым во всем пространстве и быть также *лоренц-инвариантом*. Масса частицы определяется интенсивностью ее взаимодействия с хиггсовским полем или, что то же, константой ξ ее связи с этим полем. По современным косвенным данным величина постоянного в пространстве хиггсовского поля φ_0 определяется соотношением

$$\varphi_0 = \frac{1}{\sqrt{2^{3/2} G_F}}, \quad (11.6)$$

где $G_F = 0,896 \cdot 10^{-7}$ ГэВ \cdot Фм 3 — фермиевская константа связи. В результате взаимодействия с полем Хиггса фермионы приобретают массы

$$m_f c^2 = \xi \cdot (\sqrt{\hbar c})^3 \varphi_0. \quad (11.7)$$

Поскольку в этом выражении $(\sqrt{\hbar c})^3 \varphi_0 = 174$ ГэВ, то отсюда следует, что для электрона константа $\xi_e = 3 \cdot 10^{-6}$, для *t*-кварка $\xi_t = 1$.

Таким образом, в СМ пространство заполнено однородным и пока непосредственно не наблюдаемым хиггсовским полем. Одним из важнейших вопросов СМ остается вопрос о происхождении этого поля. В основном (ниже) энергетическом состоянии, отвечающем физическому вакууму, хиггсовское поле отличается от нуля, что приводит к спонтанному нарушению локальной калибровочной симметрии физических полей. Спонтанное нарушение симметрии возникает в силу особой зависимости энергии хиггсовского поля от величины этого поля φ . Эта зависимость с минимумом на качественном уровне изображена на рис. 11.4.

Поле φ_0 соответствует равновесному (минимальному по энергии) значению поля. Из рис. 11.4 следует, что в состоянии равновесия все пространство должно быть заполнено полем φ_0 . Взаимодействие с полем φ_0 , поскольку оно нарушает симметрию, лежащую в основе электро-слабой теории, приводит к расщеплению единой электрослабой теории на квантовую электродинамику и теорию слабого взаимодействия. Поле Хиггса создает массу у первоначально безмассовых фундаментальных частиц.

В простейших вариантах Стандартной модели должен существовать только один нейтральный бозон Хиггса H^0 . В теории суперсимметрии (см. ниже) наряду с нейтральным бозоном могут существовать и заряженные бозоны Хиггса H^\pm .

Бозоны Хиггса проявляются как виртуальные частицы-кванты поля Хиггса. Но они должны наблюдаться и как реальные частицы. Их можно обнаружить, используя их физические характеристики. Основное отли-

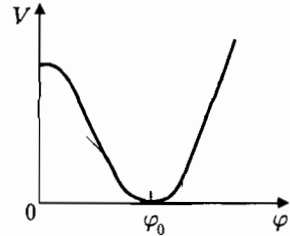


Рис. 11.4. Зависимость плотности энергии хиггсовского поля V от величины поля φ

чие бозонов Хиггса от других фундаментальных бозонов-переносчиков взаимодействия состоит в том, что бозоны Хиггса имеют нулевой спин. Четность бозона H^0 должна быть положительной, т. е. они являются скалярными частицами. Основная сложность для поиска бозона Хиггса заключается в том, что Стандартная модель не фиксирует значение его массы. Из точных электрослабых измерений следует, что $m_H c^2 < 250$ ГэВ.

Бозоны Хиггса должны быстро распадаться преимущественно на тяжелые частицы. Тип распада зависит от массы H^0 . Если $m_{H^0} c^2 < 140$ ГэВ, то наиболее вероятным каналом распада будет

$$H^0 \rightarrow b\bar{b}. \quad (11.8)$$

Если $m_{H^0} c^2 > 200$ ГэВ, то возможны распады

$$H^0 \rightarrow W^+W^- \text{ и } H^0 \rightarrow ZZ. \quad (11.9)$$

На основе анализа экспериментальных данных по поиску бозонов Хиггса можно пока только сделать вывод: если бозоны Хиггса существуют, их масса должна быть больше 115 ГэВ:

$$m_{H^0} c^2 > 115 \text{ ГэВ}. \quad (11.10)$$

Бозоны Хиггса планируется открыть в ЦЕРНе на большом адронном коллайдере (LHC) в 2008–2010 гг.

§ 3. Распад протона

Одним из важнейших предсказаний ТВО является *распад протона*. Показанные на рис. 11.3 процессы с участием X - и Y -бозонов отвечают за возможные распады протона (а также нейтрона) — рис. 11.5.

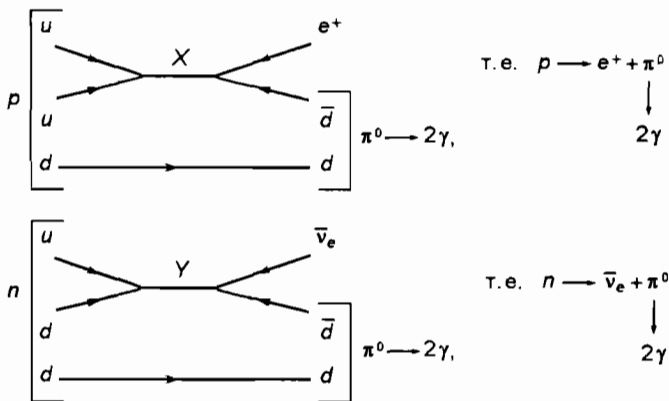


Рис. 11.5. Кварковые диаграммы возможных распадов протона и нейтрона

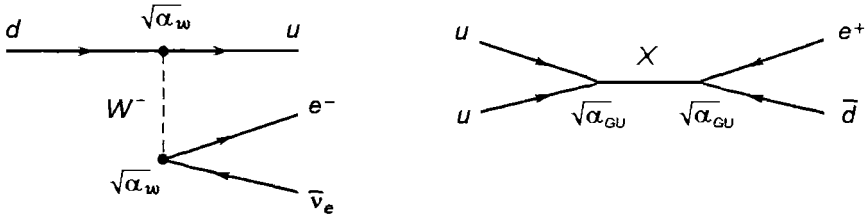


Рис. 11.6. Кварковые диаграммы, ответственные за распад нейтрона (слева) и протона (справа)

Вероятность предсказанного распада протона (нейтрона) чрезвычайно мала из-за огромной массы виртуальных X - и Y -бозонов. По оценкам ТВО в лучшем случае (SU_5 -модель) время жизни протона относительно доминирующего канала распада $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ не может превышать 10^{32} лет. В то же время для этого канала распада протона эксперимент уже дает $> 5 \cdot 10^{32}$ лет, что исключает минимальную SU_5 -модель.

Пример. Оценить время жизни протона по отношению к распаду $p \rightarrow e^+ + \pi^0$.

Решение. Оценку получим, сравнивая распад протона с распадом нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Сравниваемые распады описываются кварковыми диаграммами (рис. 11.6).

Распад нейтрона — это β -распад, вероятность которого определяется произведением константы слабого взаимодействия на множитель $(m_W/m_p)^{-2} \approx 10^{-4}$, возникающий за счет подавления слабого процесса вследствие большой массы W -бозона:

$$\alpha_w \left(\frac{m_W}{m_p} \right)^{-2}.$$

Вероятность β -распада пропорциональна энерговыделению в 5-й степени (правило Сарджента), т. е. Q^5 . Таким образом, для вероятности распада нейтрона в единицу времени имеем

$$w_n = \frac{1}{\tau_n} \sim \left[\frac{\alpha_w}{(m_W/m_p)^2} \right]^2 Q_n^5, \tag{11.11}$$

где $\alpha_w \approx 1/30$, $Q_n = (m_n - m_p - m_e)c^2 \approx 0,8$ ГэВ, $m_W \approx 80$ ГэВ/ c^2 .

Вероятность распада протона определяется константой сил Великого объединения $\alpha_{GU} = 1/40$ и для вероятности такого распада, по аналогии с (11.11), получаем

$$w_p = \frac{1}{\tau_p} \sim \left[\frac{\alpha_{GU}}{(m_X/m_p)^2} \right]^2 Q_p^5, \tag{11.12}$$

где $Q_p = (m_p - m_e - m_{\pi^0})c^2 \approx 800$ МэВ, а $m_X \approx 10^{15}$ ГэВ/ c^2 . В итоге для τ_p имеем

$$\tau_p = \tau_n \left(\frac{\alpha_w}{\alpha_{GU}} \right)^2 \left(\frac{m_X}{m_W} \right)^4 \left(\frac{Q_n}{Q_p} \right)^5 \approx 15 \text{ мин} \left(\frac{40}{30} \right)^2 \left(\frac{10^{15}}{80} \right)^4 \left(\frac{0,8}{800} \right)^5 \approx 10^{33} \text{ лет.}$$

§ 4. Монополю Дирака

Помимо полей Хиггса и распада протона теории Великого объединения предсказывают существование изолированных магнитных зарядов — *монополей Дирака*. Для сохранения фундаментальной симметрии уравнений Максвелла П. Дирак выдвинул в 1931 г. гипотезу о существовании магнитных монополей. Он показал, что если существует частица с магнитным зарядом μ , то электрический заряд квантуется согласно условию

$$e\mu = \frac{n}{2}\hbar c \quad (n — \text{целое число}). \quad (11.13)$$

Магнитный монополю (заряд) — источник сферически симметричного магнитного поля, напряженность которого спадает с расстоянием как $1/r^2$. До 1975 г. искали лишь «легкие» релятивистские магнитные монополю с $m_\mu c^2 < 10$ ГэВ. Результаты этих поисков оказались отрицательными. В 1974 г. было показано, что теории Великого объединения (в частности, SU_5 -модель) содержат в качестве решения магнитные монополю, причем их масса должна быть огромна $m_\mu c^2 \approx 10^{16}–10^{17}$ ГэВ, т. е. около $10^{-8}–10^{-7}$ г (подобные массы имеют бактерии). Столь большие массы монополей исключают возможность получения их на ускорителях и объясняют безрезультатность их поисков в прошлом.

В ТВО монополю возникают при разрушении симметрии, присущей Великому объединению, при температурах $\approx 10^{28}$ К, и их появление тесно связано с хиггсовским полем. Монополю не являются точечными объектами. Они протяженны, имеют сложную слоистую структуру и содержат практически весь спектр частиц ТВО. В центре монополю ($r < 10^{-29}$ см) находится вакуум ТВО. За ним ($r < 10^{-16}$ см) — область электрослабого объединения. Далее ($r < 10^{-15}$ см) — оболочка конфайнмента, содержащая фотоны и глюоны. Снаружи ($r < 10^{-13}$ см) — область фермион-антифермионных пар. При расстояниях, больших нескольких ферми, такой монополю подобен дираковскому.

Благодаря сложному строению монополю ТВО могут служить катализаторами распада протона (*эффект Рубакова*). Из ненаблюдаемости распада протона найдено ограничение на поток монополей $< 10^{-14}$ см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$ ·с $^{-1}$. Слишком большой поток монополей мог бы разрушить галактическое магнитное поле (порядка нескольких микрогаусс). Сохранение этого поля ограничивает верхний предел потока монополей величиной 10^{-15} см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$ ·с $^{-1}$. Магнитные монополю могли бы сохраниться во Вселенной как реликты эпохи Большого взрыва.

Если простейшие варианты ТВО справедливы, то в области от 100 до 10^{15} ГэВ не происходит ничего неожиданного и не появятся новые частицы (т. е. не предсказываемые ТВО). Эту область иногда называют *Великой пустыней*, имея в виду отсутствие новой физики в столь огромном энергетическом интервале.

§ 5. Суперсимметрия

Хотя понятие спина имеет поверхностное сходство с образом вращающегося волчка, оно имеет и значительные отличия, связанные с квантовой природой спина. Открытие спина показало, что имеется еще один вид движения, которого не существует в классической физике. Можно поставить вопрос: если обычное вращательное движение приводит к изотропной симметрии пространства, нет ли еще одной симметрии законов природы, связанной со спином? Такую симметрию предполагают и называют *суперсимметрией*. Суперсимметрия — это симметрии между частицами с полуцелым спином (фермионы — кварки, лептоны) и частицами с целым спином (бозоны — фотоны, глюоны, W, Z, \dots). Если во Вселенной действительно реализуется принцип суперсимметрии, то каждой известной частице должен соответствовать суперсимметричный партнер, спин которого отличается на $1/2$. Так, например, электрон должен иметь суперсимметричного партнера со спином, равным 0.

Там, где проявляется суперсимметрия, массы частицы и ее суперсимметричного партнера должны быть равны нулю. В модели нарушенной суперсимметрии частицам приписываются массы. При этом считается, что суперпартнеры имеют массы гораздо большие, чем у наблюдаемых сейчас частиц. Так, например, суперпартнер электрона должен иметь массу в миллион раз большую, чем электрон.

Теории суперсимметрии (*SUSY-теории*) служат еще одним возможным кандидатом на единую теорию взаимодействия фундаментальных частиц. В *SUSY-теориях* не делается различия между частицами с целым и полуцелым спинами, т. е. не делается различия между суперпартнерами.

Объединение всех четырех фундаментальных взаимодействий, включая гравитацию, как полагают, должно происходить при энергиях на 3-4 порядка выше точки Великого объединения, т. е. при энергиях $\approx 10^{19}$ ГэВ. Эту энергию называют *планковской*, и она получается следующей комбинацией трех мировых констант (гравитационной постоянной G , постоянной Планка \hbar и скорости света c):

$$E_{\text{Pl}} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} \approx 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ.} \quad (11.14)$$

Планковской энергии отвечают *планковская масса*

$$m_{\text{Pl}} = \frac{E_{\text{Pl}}}{c^2} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ}/c^2$$

и *планковская длина*

$$r_{\text{Pl}} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 10^{-33} \text{ см.}$$

При планковской энергии к трем уже объединенным при более низких энергиях сильному, электромагнитному и слабому взаимодействиям

Таблица 11.3

Основные *SUSY*-партнеры

№	Частица	спин	<i>SUSY</i> -партнер	спин
1	кварк	1/2	скварк	0
2	лептон	1/2	слептон	0
3	нейтрино	1/2	снейтрино	0
4	фотон	1	фотино	1/2
5	глюон	1	глюино	1/2
6	<i>W</i> -бозон	1	вино	1/2
7	<i>Z</i> -бозон	1	зино	1/2
8	бозон Хиггса	0	хиггсино	1/2
9	гравитон	2	гравитино	3/2

присоединяется гравитационное, образуя единое универсальное взаимодействие. Именно такое взаимодействие, как полагают, и характеризуется суперсимметрией — симметрией между фермионами и бозонами (модели Великого объединения рассматривали симметрию между кварками и лептонами). Этой новой более высокого ранга симметрии отвечает инвариантность к преобразованию, изменяющему спин частицы. Любая модель Великого объединения может быть расширена за счет включения в нее суперсимметрии.

В *SUSY*-моделях фермионы и бозоны собраны в супермультиплеты. Симметрия между фермионами и бозонами в супермультиплете такова, что каждый фермион имеет партнером бозон и наоборот. При этом число фундаментальных частиц практически удваивается — у каждого фундаментального фермиона (кварка или лептона) появляется бозонный партнер с нулевым спином (называемый скварком или слептоном). В свою очередь, каждый известный бозон (фотон, глюон, W^\pm , Z и бозон Хиггса) имеет в качестве суперпартнера фермион (соответственно фотино, глюино, вино, зино, хиггсино). Основные *SUSY*-партнеры перечислены в табл. 11.3. Лишенные заряда суперчастицы 3, 7, 8 часто называют *нейтралينو*. Самая легкая из суперчастиц должна быть стабильна. Такие частицы могут составлять значительную часть невидимой (темной) материи Вселенной.

При точной суперсимметрии, как отмечалось, *SUSY*-партнеры имеют одинаковые массы. Пока не найдено ни одной суперсимметричной частицы (их поиск — важная задача физики высоких энергий), что свидетельствует о нарушении суперсимметрии. Масштаб этого нарушения определяет массы суперчастиц.

В ЦЕРНе с осени 1995 г. велись эксперименты по обнаружению суперпартнеров *W*-бозонов, а в лаборатории им. Ферми — кварков и глюонов. Если какая-либо из *SUSY*-теорий верна, то в будущих экспериментах становится возможным обнаружить некоторые легчайшие суперсимметричные частицы.

§ 6. Смешивание кварков

В Стандартной модели лептоны и кварки группируются в левоспиральные дублеты — поколения:

1 поколение	2 поколение	3 поколение
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$

Заряженные слабые токи в лептонных процессах получаются при движении по столбцам этой таблицы. Переходов между поколениями лептонов до сих пор не наблюдалось, что отражается в законе сохранения лептонных зарядов L_e , L_μ и L_τ . Константы слабых переходов внутри поколений лептонов $\nu_e \leftrightarrow e^-$, $\nu_\mu \leftrightarrow \mu^-$, $\nu_\tau \leftrightarrow \tau^-$ одинаковы или пока не различимы. Заряженные токи в процессах с кварками возможны не только при движении по столбцам, но и между поколениями, т. е. слабое взаимодействие смешивает кварки. Слабые константы кварковых процессов

$$d \rightarrow u + W^- \quad \text{и} \quad s \rightarrow u + W^-$$

отличаются друг от друга и от констант лептонных процессов. Казалось, что универсальность слабого взаимодействия нарушается. Однако оказалось, что эти константы можно связать между собой. Это уже в 1963 г. было сделано Н. Кабиббо, который для связи констант β -распада и распада странных частиц ввел параметр θ_C , названный *углом Кабиббо* (рис. 11.7).

Универсальность слабого взаимодействия была сохранена. Но открытие нейтральных слабых токов поставило новую проблему: теория Кабиббо в этом случае предсказывает наличие нейтральных токов с изменением странности, что противоречит эксперименту. Для выхода из этого

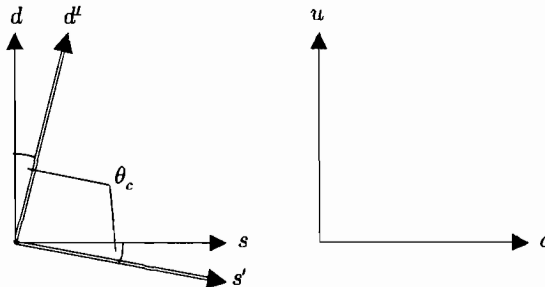


Рис. 11.7. Угол Кабиббо θ_C

затруднения Ш. Глэшоу, Дж. Илиопулос и Л. Майани в 1970 г. предположили, что должен существовать 4-й кварк — c -кварк с тем же зарядом, что и u -кварк. Для четырехкварковой схемы столбцы для кварков, участвующих в слабом взаимодействии, записываются следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad (11.15)$$

где состояния d' и s' есть следующие смеси чистых кварковых состояний:

$$d' = d \cdot \cos \theta_C + s \cdot \sin \theta_C, \quad s' = -d \cdot \sin \theta_C + s \cdot \cos \theta_C. \quad (11.16)$$

Эту связь состояний d' и s' с состояниями d и s можно представить в виде следующего матричного преобразования:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (11.17)$$

Таким образом, d - и s -кварки, имеющие заряд $-\frac{1}{3}e$, участвуя в слабом взаимодействии, как бы поворачиваются на угол θ_C относительно тех же кварков, участвующих в сильном взаимодействии, образуя смеси (11.16). Кварки u и c , имеющие заряд $+\frac{2}{3}e$, в слабом взаимодействии остаются теми же, что и в сильном взаимодействии («не поворачиваются»). Эксперимент дает для угла Кабиббо значение $\theta_C = 13^\circ$. При этом предсказывается, что основными каналами распада очарованных кварков являются каналы $c \rightarrow se^+\nu_e$ и $c \rightarrow s\mu^+\nu_\mu$, вероятность этих распадов пропорциональна $\cos^2 \theta_C$, и подавлены каналы $c \rightarrow de^+\nu_e$ и $c \rightarrow d\mu^+\nu_\mu$, вероятность которых пропорциональна $\sin^2 \theta_C$.

Включение в эту схему трех кварковых поколений приводит к смешанным слабыми силами кварковым состояниям d', s', b' , связанным с чистыми кварковыми состояниями d, s, b посредством матрицы 3×3 Кабиббо—Кабаяши—Маскава:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (11.18)$$

Эту матрицу можно параметризовать с помощью трех углов и одной фазы. Последняя связана с нарушением CP -инвариантности. Для определенных таким образом d' -, s' -, b' -кварков константа слабого взаимодействия имеет одинаковое значение для лептонных и кварковых семейств.

Численные значения всех входящих в матрицу Кабиббо—Кабаяши—Маскава величин (матричных элементов) определяются из слабых распадов и реакций. Эти значения таковы

$$(|V_{ij}|) = \begin{pmatrix} 0,974 & 0,227 & 0,0040 \\ 0,227 & 0,973 & 0,042 \\ 0,008 & 0,04 & 0,9991 \end{pmatrix}. \quad (11.19)$$

Квадраты матричных элементов дают относительную вероятность перехода одного кварка в другой. Так, $|V_{us}|^2$ дает относительную вероятность переходов $u \leftrightarrow s$. Численные значения, приведенные в (11.19), показывают, что наиболее сильна «слабая связь» (степень взаимодействия) между кварками одного поколения. Чем дальше отстоят поколения друг от друга, тем слабее эта связь между кварками. Слабее всего связь между кварками 1-го и 3-го поколений.

§ 7. Нейтринные осцилляции

Известно три различных типа (аромата) нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , соответствующих трем заряженным лептонам:

$$\nu_e \leftrightarrow e^-, \quad \nu_\mu \leftrightarrow \mu^-, \quad \nu_\tau \leftrightarrow \tau^-.$$

В Стандартной модели предполагается, что масса нейтрино равна нулю. Прямые измерения массы нейтрино дают только верхний предел этой массы. В 1957 г. Б. Понтекорво показал, что доказательство ненулевой массы нейтрино можно получить, наблюдая осцилляции между различными типами нейтрино.

Если нейтрино обладают массами, то в общем случае их состояния, характеризуемые определенными значениями масс (собственные состояния массового оператора) не совпадают с состояниями, характеризуемыми определенными ароматами (собственными состояниями оператора слабого взаимодействия). Ситуация здесь такая же, как в только что рассмотренном кварковом секторе, где слабое взаимодействие смешивает чистые по массам кварковые состояния. Нейтринные осцилляции представляют собой периодический процесс изменения типа (аромата) нейтринного пучка. Наиболее наглядно рассмотреть ситуацию в случае двух ароматов нейтрино ν_α и ν_β . В этом случае нейтринные состояния ν_α и ν_β являются суперпозицией двух других нейтринных состояний ν_1 и ν_2 , характеризуемых определенными массами m_1 и m_2 :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{\alpha 1} & V_{\alpha 2} \\ V_{\beta 1} & V_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (11.20)$$

Так как матрица V должна быть унитарной ($VV^+ = I$), ее элементы в полной аналогии с (11.17) можно выразить через один параметр θ , так же как и угол Каббиво, называемый углом смешивания:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (11.21)$$

Исследование нейтринных осцилляций основано на использовании нейтринных пучков, образующихся в различных слабых распадах (β -распад, распады π - и K -мезонов) и имеющих в начальный момент времени $t = 0$ определенный аромат ν_α . Предположим, что создан моноэнергетический пучок нейтрино ν_α с энергией E . В этом случае каждое из двух

собственных массовых состояний ν_1 и ν_2 будет распространяться со своей скоростью, и соотношение между нейтринными компонентами ν_α и ν_β в пучке будет периодически изменяться. Это и есть нейтринные осцилляции.

Расчеты показывают, что вероятность регистрации ν_β в пучке, первоначально состоящем только из ν_α , при длине пробега L определяется соотношением

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(1,27 \cdot (\Delta mc^2)^2 \frac{L}{E} \right), \quad (11.22)$$

где $(\Delta mc^2)^2 = (m_2^2 - m_1^2)c^4$ — разность квадратов масс нейтрино ν_2 и ν_1 , измеряемая в эВ^2 , L — длина пробега, измеряемая в км, E — энергия нейтрино, измеряемая в ГэВ.

Из соотношения (11.22) следует:

1. В экспериментах по наблюдению осцилляций нейтрино определяется не масса нейтрино, а разность квадратов масс нейтрино.
2. Амплитуда осцилляций определяется параметром $\sin^2 2\theta$, а осциллирующая часть вероятности — величиной $(\Delta mc^2)^2 \frac{L}{E}$.
3. Первый минимум осцилляций должен наблюдаться при

$$\frac{L[\text{км}]}{E[\text{ГэВ}]} = \frac{\pi}{2 \cdot 1,27} \frac{1}{(\Delta mc^2)^2} \approx \frac{1}{(\Delta mc^2)^2 [\text{эВ}^2]}.$$

4. Результаты наблюдений осцилляций удобно представлять в координатах параметров $(\Delta mc^2)^2$ и $\sin^2 2\theta$.

Поиски осцилляций нейтрино осуществляются в экспериментах двух типов — по «исчезновению» исходного аромата нейтрино, образующегося в источнике, и по «появлению» других ароматов нейтрино. В первом случае это наблюдение лептонов того же типа, что и исходное нейтрино, во втором — это регистрация лептонов, не соответствующих аромату исходного нейтрино.

Эксперименты, выполненные с солнечными нейтрино, показывают, что нейтринные детекторы на Земле, которые чувствительны только к ν_e , регистрируют лишь часть электронных нейтрино, образовавшихся на Солнце. Таким образом, на пути к Земле ν_e частично исчезают. При этом полный поток нейтрино всех ароматов от Солнца сохраняется. Эта аномалия солнечных нейтрино интерпретируется следующим образом. Электронные нейтрино, рождающиеся на Солнце, на пути к Земле частично превращаются в мюонные и тау-нейтрино:

$$\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau. \quad (11.23)$$

Аналогично, наблюдается исчезновение части реакторных антинейтрино $\bar{\nu}_e$ при пролете ими расстояния ≈ 200 км. Данные по солнечным и реакторным нейтрино наилучшим образом согласуются при

$$(\Delta mc^2)^2 = 7,1 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2 \quad \text{и} \quad \sin^2 2\theta = 0,82.$$

Наилучшее описание дефицита атмосферных нейтрино (нейтрино ν_μ , генерируемых космическими лучами в атмосфере Земли) дает гипотеза о превращении $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ при следующих значениях параметров:

$$1,3 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2 \leq (\Delta m c^2)^2 \leq 3 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2 \quad \text{и} \quad \sin^2 2\theta > 0,9.$$

При этом, по крайней мере одно из массовых состояний нейтрино заведомо тяжелее 0,036 эВ.

Обнаружение нейтринных осцилляций показывает, что нейтрино имеют ненулевую массу и что лептонные квантовые числа не сохраняются. Все это указывает на существование явлений, не укладывающихся в рамки Стандартной модели, и открывает новые направления исследований.

§ 8. Кварк-глюонная плазма

По современным представлениям при высоких температурах и/или больших плотностях адронной материи может образовываться *кварк-глюонная плазма*. Предполагается, что в естественных условиях кварк-глюонная плазма существовала в первые 10^{-5} с после Большого взрыва (рис. 11.8).

Условия для образования кварк-глюонной плазмы могут существовать и в центре нейтронных звезд. Численные оценки показывают, что переход в состояние кварк-глюонной плазмы происходит как фазовый переход 1-го рода при температуре $T \approx 200/k$ МэВ ($k = 8,62 \cdot 10^{-11}$ МэВ/К).

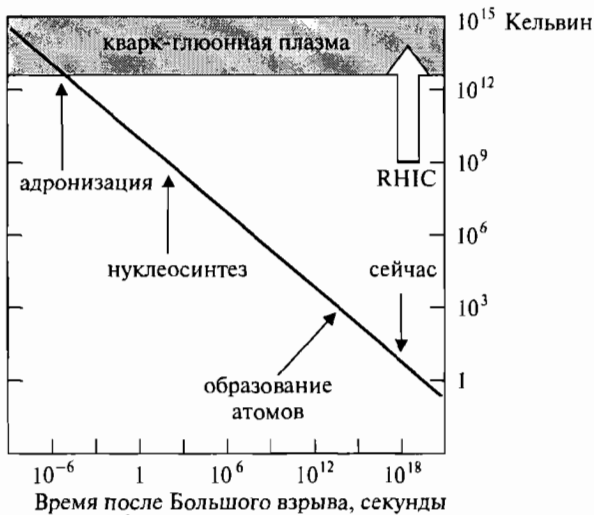


Рис. 11.8. Эволюция Вселенной. По вертикальной оси отложена температура

Экспериментальное наблюдение кварк-глюонной плазмы — одна из приоритетных задач современной ядерной физики. Наиболее перспективным методом получения кварк-глюонной плазмы является соударение релятивистских тяжелых ионов. Образующееся в области столкновения сжатие и нагрев материи могут оказаться достаточными для фазового перехода. Одна из основных проблем — идентификация состояния кварк-глюонной плазмы. Это может быть сделано по аномальному выходу лептонных пар, эмиссии фотонов, аномально большому выходу странных частиц. Трудности идентификации связаны с тем, что, во-первых, существует большой фон за счет событий сильного взаимодействия нуклонов, во-вторых, длительность кварк-глюонной стадии эволюции ядерной системы составляет малую часть общего времени эволюции.

На рис. 11.9 приведена фазовая диаграмма, из которой видно, в области каких плотностей и температур можно ожидать образования кварк-глюонной плазмы. На рис. 11.8 показана возможность ее наблюдения на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвене, США.

В начале 2000 г. в ЦЕРНе было официально объявлено о том, что новое состояние материи — кварк-глюонная плазма — было получено в столкновениях ионов свинца с ионами свинца и золота. Полная энергия сталкивающихся ионов составила ≈ 33 ТэВ (для образования кварк-глюонной плазмы необходимо $\approx 3-4$ ТэВ). Плотность образовавшейся материи превышала плотность ядерной материи (ядерную плотность) приблизительно в 20 раз. В соответствии с предсказаниями теории в момент образования кварк-глюонной плазмы наблюдались повышенный выход странных мезонов, уменьшение выхода тяжелых ψ -мезонов, увеличение выхода фотонов и лептон-антилептонных пар.

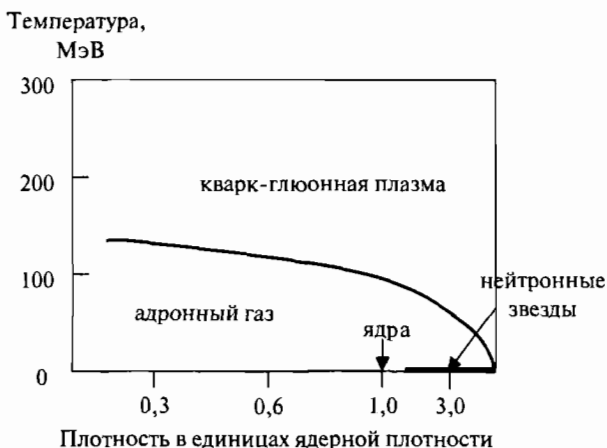


Рис. 11.9. Фазовая диаграмма адронной материи

Один из интересных выводов, который можно сделать при изучении эволюции Вселенной, заключается в том, что привычные для нас «кирпичики» материи — протоны и нейтроны — существовали не всегда. Они появились примерно через $(10^{-6}-10^{-3})$ с после Большого взрыва, когда температура понизилась настолько, что стало возможно образование адронов из кварков, входивших в состав кварк-глюонной плазмы. Вначале это были высоковозбужденные нуклонные состояния — нуклонные резонансы, которые затем в результате охлаждения превратились в протоны и нейтроны.

§ 9. Космология

В основе современной физики лежат две фундаментальные теории:

1. Общая теория относительности, описывающая Вселенную в наиболее крупных масштабах — динамику звезд, галактик и даже всю Вселенную в целом.
2. Квантовая теория, описывающая Вселенную в ее наиболее мелких масштабах — молекулы, атомы, кварки, электроны.

Согласно общей теории относительности, разработанной Эйнштейном, геометрия пространства-времени (тензор кривизны пространства-времени Риччи $R_{\mu\nu}$) связана с распределением в пространстве вещества и энергии (тензор энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$) соотношением

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu} \cdot R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (11.24)$$

где G — гравитационная постоянная Ньютона, $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор, $R = R_{\nu\sigma}g^{\nu\sigma}$. По образному выражению Дж. Уилера, «масса управляет пространством, говоря ему, как искривляться, а пространство управляет массой, говоря ей, как двигаться».

Эйнштейн рассчитал скорость, с которой распространяется возмущение структуры Вселенной, и оказалось, что она в точности равна скорости света, что хорошо согласовывалось с общими положениями специальной теории относительности.

Гравитационное взаимодействие — это универсальное взаимодействие тел, приводящее к притяжению их друг к другу. В своей модели Вселенной Эйнштейн исходил из казавшегося ему очевидным факта ее стационарности.

Однако применение уравнения (11.24) к Вселенной в целом приводило к поразительному выводу: общий пространственный размер Вселенной должен изменяться с течением времени. Поэтому Эйнштейн модифицировал уравнение (11.24), добавив в него справа космологический член $\Lambda g_{\mu\nu}$ со знаком минус ($\Lambda > 0$), который, уравновешивал силы притяжения обычной материи силами гравитационного отталкивания. Эти дополнительные силы пропорциональны расстоянию между точками и их теперь

часто называют гравитацией вакуума. С космологическим членом уравнение Эйнштейна приобрело вид

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu} \cdot R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (11.25)$$

а Вселенная — статичность.

Постоянную

$$\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}(\rho c^2),$$

где ρc^2 — плотность энергии (включая массу покоя частиц), называют *космологической постоянной*. Космологической постоянной в настоящее время придают смысл величины, описывающей плотность энергии и давление (натяжение) p вакуума, характеризуемого уравнением состояния

$$\rho c^2 = -p. \quad (11.26)$$

В частном случае при $\rho c^2 = -p = \text{const}$ тензор энергии-импульса можно записать в виде $T_{\mu\nu} = \rho c^2 g_{\mu\nu}$, и справа в уравнении (11.25) получим нуль. Вселенная становится статичной.

В 1922–1924 гг. А. А. Фридман получил решения уравнений общей теории относительности, отвечающие эволюционирующей (нестационарной) Вселенной. Эти решения описывают расширение или сжатие всего вещества Вселенной. Фридмановские модели являются основой современной космологии.

В 1929 г. Э. Хаббл установил, что Вселенная расширяется, обнаружив красное смещение видимого излучения галактик за счет эффекта Доплера. Скорость разлета v двух галактик и расстояние R между ними, как уже отмечалось в главе 10, связаны законом Хаббла

$$v = HR, \quad (11.27)$$

где постоянная Хаббла $H = 73 \pm 4 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{мегапарсек})$.

Оказалось, что Эйнштейн ввел космологическую постоянную для решения несуществующей проблемы — объяснения статичности Вселенной. Поэтому Эйнштейн вернул первоначальную форму уравнения (11.24), признав ее временную модификацию величайшим заблуждением своей жизни.

Согласно космологической модели Большого взрыва Вселенная образовалась около 14 млрд лет назад. «Осколки» этого взрыва представляют собой тысячи миллиардов разлетающихся галактик. Вселенная продолжает расширяться и в настоящую эпоху.

В теории Эйнштейна кривизна пространства определяется средней плотностью вещества-энергии во Вселенной. Соотношение между средней плотностью ρ вещества-энергии во Вселенной и *критической плотностью* ρ_k определяет судьбу Вселенной. Критическая плотность вещества во Вселенной ρ_k связана с постоянной Хаббла H и гравитационной постоянной

G соотношением

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G} = 10^{-29} \text{ г/см}^3. \quad (11.28)$$

Если $\rho \leq \rho_k$, то Вселенная будет постоянно расширяться, и радиус ее будет возрастать неограниченно. Если $\rho > \rho_k$, гравитационное взаимодействие будет замедлять расширение, и оно сменится ускоряющимся сжатием.

Средняя плотность наблюдаемого вещества во Вселенной — (3,2–4,5) $\times 10^{-31}$ г/см³, что составляет $\approx 4\%$ от средней величины критической плотности. Это вещество, как отмечалось в гл. 10, состоит из оптически ярких звезд (на их долю приходится лишь около 1/10 массы наблюдаемого вещества), межзвездной пыли и газа, молекулярных облаков, остатков звездной эволюции (включая черные дыры), планет и очень маленьких звезд, массы которых недостаточны для ядерных реакций синтеза. При вышеуказанной средней плотности наблюдаемого вещества Вселенная, казалось бы, обречена на замедляющееся расширение. Однако установлено, что во Вселенной имеется большое количество неизвестной оптически невидимой материи, которую принято называть *темной материей*. Темная материя увеличивает массу Вселенной. Эта материя не участвует в ядерном синтезе, происходящем в звездах, не излучает и не поглощает фотоны. Следовательно, ее невозможно обнаружить с помощью телескопов. Тем не менее практически нет сомнений, что во Вселенной присутствует темная материя.

Как же была обнаружена темная материя? Астрономические наблюдения показывают, что скорости движения галактик составляют тысячи километров в секунду и удержат их в наблюдаемых скоплениях галактик можно только при условии, что полная масса вещества в скоплении примерно в десять раз больше их видимой массы. В нашей галактике Млечный Путь темного вещества также примерно в 10 раз больше видимого. Оно образует обширное гало вокруг диска Млечного Пути. Не меньше темной материи и в межгалактическом пространстве. Средняя плотность темной материи приближается к критической плотности Вселенной, т. е. составляет $\approx 10^{-29}$ г/см³, что в десятки раз больше плотности видимого вещества.

Какова природа темной материи? Пока это никому не удалось выяснить. Известно лишь то, что это не барионная материя. Это могут быть новые неизвестные пока массивные частицы, массы которых в тысячи раз больше массы протона, практически не взаимодействующие с известной нам материей (эту часть темной материи называют *холодной темной материей*). Но наибольший вклад в темную материю дает так называемая *темная энергия*, которую интерпретируют как вакуум. Имеется в виду особая форма материи — *физический вакуум*, т. е. наинищее энергетическое состояние физических полей, пронизывающих пространство. Уравнение состояния вакуума имеет вид (11.26) и именно вакуум может создавать гравитационное отталкивание во Вселенной.

В начале 1998 г. было сделано сенсационное открытие. Оказалось, что последние пять миллиардов лет расширение Вселенной не замедлялось, как следует из модели Большого взрыва, а ускорялось (рис. 11.10). Это

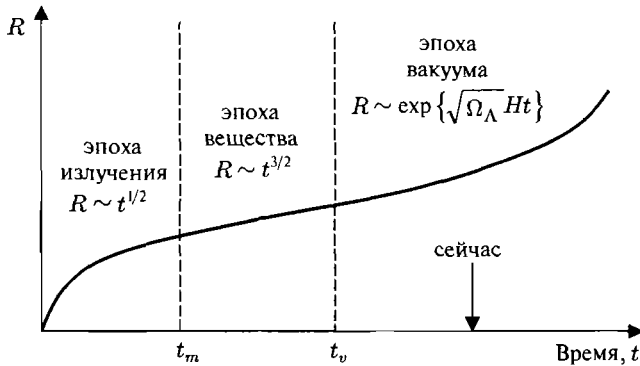


Рис. 11.10. Изменение расстояний в реальном мире; $t_m \approx 100\,000$ лет, $t_v = 6-8$ млрд лет

открытие сделано в результате анализа спектров излучения взрывающихся сверхновых, расположенных от Земли на расстоянии 5–10 млрд световых лет. Таким образом, было доказано наличие в космосе гравитационного отталкивания, присущего физическому вакууму. Одновременно с этим получила подтверждение и форма записи гравитационного уравнения Эйнштейна в виде (11.25). По ускорению космологического расширения удалось измерить плотность энергии вакуума, входящую во второе слагаемое правой части уравнения (11.25).



Рис. 11.11. Вещество и вакуум в расширяющейся Вселенной

Эффективная энергия вакуума отрицательна при положительной плотности. Космологический вакуум обладает довольно удивительными свойствами. Плотность энергии вакуума со временем не изменяется, в то время как плотности обычного вещества и холодной темной материи уменьшаются из-за расширения Вселенной (рис. 11.11). В отличие от сил гравитации силы, обусловленные темной энергией, стремятся удалить космические объекты друг от друга. Вакуум создает антигравитацию, которая определяет динамику Вселенной в современную эпоху. Средняя плотность энергии вакуума в единицах плотности массы

$$\rho_{\text{вакуум}} \approx 0,76 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$$

и не изменяется со временем.

Таким образом, в первой половине своего существования Вселенная расширялась вследствие инерции Большого взрыва. Во Вселенной доминировало вещество, и скорость ее расширения замедлялась. Галактики и звезды все дальше удалялись друг от друга, и плотность материи во Вселенной падала. Со временем галактики и звезды стали редкими вкраплениями в космологическом вакууме, и Вселенная перешла из состояния доминирования вещества в состояние доминирования вакуума, обеспечившее ей «переключение» в режим дальнейшего ускоренного расширения. Так как вакуум статичен, то и окружающий мир станет тоже статичным, но в отличие от статичного мира Эйнштейна, в котором состояние равновесия достигалось уравниванием сил гравитации и космологического Λ -члена, теперь равновесие достигается постоянной плотностью вакуума.

Как образуется космологический вакуум и какова его природа, еще предстоит выяснить. Важно отметить, что физический вакуум — особое состояние квантового поля, в котором при нулевых квантовых числах суммарных зарядов, импульсов и других переменных могут возникать виртуальные частицы. Диаграммы таких процессов — образование пар электрон—позитрон и кварк—антикварк — показаны на рис. 11.12.

Образовавшиеся виртуальные частицы могут создавать в пустом пространстве ненулевую энергию вакуума. Во всех областях физики, не связанных с гравитацией, абсолютная величина энергии системы не имеет значения, важна лишь разность энергий состояний. В гравитации, однако, это

не так — необходимо учитывать все формы энергии. Однозначного ответа на вопрос о тождественности физического вакуума и темной энергии Вселенной пока нет. Другой причиной обсуждаемых эффектов могут быть дополнительные измерения пространства.

Одно несомненно, что достаточно надежно описываемые формы материи, которые хорошо известны, составляют всего несколько процентов от общей плотности космологической материи. Изучение этих новых форм материи, безусловно, важнейшая проблема. Природа бросила очередную вызов человеку.

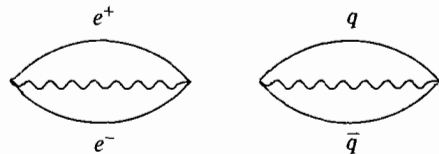


Рис. 11.12. Образование в вакууме пар электрон—позитрон и кварк—антикварк

§ 10. Элементарные частицы — струны?

Практически все предсказания Стандартной модели подтвердились с большой точностью. Стандартная модель, тем не менее, не может быть окончательной теорией, так как она не включает гравитационное взаимодействие.

Кроме того, Стандартная модель не дает описания объектов, с которыми работает. Почему природа выбрала именно такой набор фундаментальных частиц и взаимодействий, из которых мы выстраиваем иерархическую структуру Вселенной? В Стандартной модели они являются входными параметрами. Успех квантовой теории сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий является сильнейшим стимулом в создании квантовой теории гравитации. Гладкость пространства-времени, лежащая в основе общей теории относительности, разрушается под действием квантовых флуктуаций в ультрамикроскопических масштабах. На практике этот конфликт проявляется в том, что расчеты, основанные на совместном использовании теории гравитации и квантовой механики, приводят к бесконечностям.

Таким образом, на пути создания единой теории всех взаимодействий должна быть решена задача построения последовательной теории гравитации, соединяющей принципы квантовой теории поля и суперсимметрии. Возможно, решение проблемы будет достигнуто в *теории струн* — гипотетических одномерных объектов, имеющих линейные размеры порядка планковской длины (10^{-33} см) и натяжение (энергию на единицу длины) планковского масштаба.

Ниже планковской энергии теория струн не отличается от суперсимметричной квантовой теории поля с точечными фермионами. Струнная природа частиц должна проявляться при энергиях выше планковской. Минимальная размерность пространства-времени, в котором может быть построена теория струн, равна 10 — одна временная координата и 9 пространственных. Это пространство при энергиях ниже планковской должно «свертываться» (компактифицироваться) в наблюдаемое четырехмерное пространство-время.

Итак, в теории струн, претендующей на объединение теории гравитации и квантовой теории поля, утверждается, что если бы мы могли исследовать фундаментальные частицы (кварки и лептоны) с более высокой точностью, на много порядков превосходящей наши современные возможности, то обнаружили бы, что каждая частица является не точечным объектом, а состоит из одномерной петли микроскопических размеров — струны. Все наблюдаемые свойства частиц являются проявлением различных типов колебания струн. Электрон представляет собой один тип колебаний, *u*-кварк — другой и т. д.

Поскольку масса частицы определяет ее гравитационные характеристики, существует прямая связь между типом колебаний струны и откликом частицы на действие гравитационной силы. Электрический заряд, константы взаимодействий определяются типом ее колебаний. Тот же самый принцип справедлив и для частиц, переносящих взаимодействие. Фотоны, калибровочные бозоны, глюоны представляют собой всего лишь разные варианты колебаний абсолютно идентичных струн. Материал всего вещества и всех взаимодействий один и тот же — колеблющиеся струны.

Теория струн, как отмечалось, предсказывает, что пространство не является четырехмерным (три пространственных измерения и одно времен-

ное), а имеет дополнительные измерения, которые свернуты до очень маленьких размеров. Струны могут двигаться в этих дополнительных пространствах. Когда струна перемещается, осциллируя по ходу своего движения, геометрическая форма дополнительных измерений играет решающую роль, определяя типы резонансных колебаний. Поскольку типы резонансных колебаний проявляются в виде масс и зарядов элементарных частиц, утверждается, что эти фундаментальные свойства Вселенной в значительной степени определяются размерами и формой дополнительных измерений.

Когда струны закручиваются и вибрируют в развернутых и свернутых измерениях, часть их обширного спектра колебаний представлена такими типами, которые соответствуют спину $J = 1$ или $J = 2$. Эти типы являются кандидатами на роль переносчиков фундаментальных взаимодействий.

Дополнительные пространственные измерения теории струн не могут быть свернуты произвольным образом: уравнения, следующие из теории струн, существенно ограничивают геометрическую форму, которую они могут принимать. Они носят названия пространств Калаби—Яу. В каждой точке нашего привычного трехмерного пространства, согласно теории струн, имеется шесть невидимых измерений, тесно свернутых в одну из этих причудливых форм шестимерного многообразия.

Физические законы, действующие в трех больших измерениях, зависят от структуры, размеров и формы этого шестимерного многообразия. Каждая конфигурация имеет свою потенциальную энергию. В отсутствие материи это энергия вакуума. Дополнительные измерения стремятся принять форму, обеспечивающую минимальную энергию вакуума.

Предполагается, что в нашей Вселенной размер скрытых измерений с течением времени не меняется, так как это привело бы к изменению физических постоянных. В теории струн многомерный ландшафт с большим числом переменных характеризует геометрию пространства. В минимумах ландшафта могут располагаться устойчивые вселенные. Каждому решению соответствует свой закон в четырехмерном макроскопическом пространстве, свой набор частиц и законов их взаимодействия. В результате квантовых флуктуаций вселенные могут переходить из одного квантового состояния в другое. Такое описание приводит к радикально новой картине Вселенной. Большой взрыв может быть одним из таких квантовых переходов в новую конфигурацию пространства. В целом в такой модели Вселенная представляет собой пену из вложенных друг в друга расширяющихся пузырей. А наблюдаемые нами законы природы зависят от скрытых измерений, т. е. от того, в каком из множества вселенских пузырей мы находимся.

Как в теории струн удается примирить противоречие теории гравитации и квантовой теории? Струна в отличие от точечной частицы сглаживает квантовые флуктуации. Разрешающая способность точечной частицы определяется ассоциированной с ней длиной волны. Увеличение энергии струны не приводит к увеличению ее разрешающей способности. Когда энергия струны превышает значение, необходимое для исследования

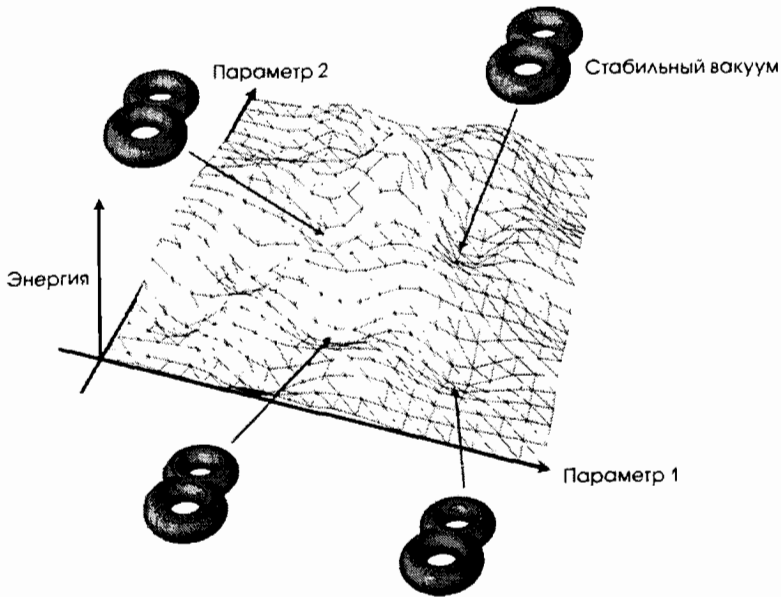


Рис. 11.13. Состояние физического вакуума в теории струн

размеров в масштабе планковской длины, дополнительная энергия идет на увеличение размеров струны, тем самым уменьшая ее разрешающую способность, сглаживая квантовые флуктуации пространства-времени.

Как известно, фундаментальные частицы — кварки и лептоны — разделяются на три семейства с идентичной организацией, при этом частицы каждого следующего семейства имеют все большую массу. Вопросы, на которые до появления теории струн не было ответа: почему семейств три? С чем связано существование семейств?

Число семейств в теории струн ассоциируется с числом отверстий в геометрической форме, которую образуют дополнительные измерения. В некоторых вариантах теории струн число отверстий может достигать 480. Проблема состоит в том, что никто в настоящее время не знает, как из уравнений теории струн установить, какое из многообразий Калаби—Яу определяет число дополнительных пространственных измерений.

Большинство вариантов теории струн дают картину, существенно отличающуюся от нашего мира. В нем, помимо всего прочего, другое число семейств элементарных частиц, иные типы и константы фундаментальных взаимодействий.

Теория струн допускает существование типов резонансных колебаний, которым соответствуют частицы с существенно иными, чем известные, электрическими зарядами, например, $1/5$, $1/11$, $1/53$ в единицах элементарного заряда. Если в общей теории относительности постулируется,

что свойство искривленного пространства Вселенной описывается геометрией Римана, то в теории струн утверждается, что этот постулат справедлив лишь для больших масштабов. На длинах порядка планковской должна вступить в игру новая геометрия — квантовая геометрия.

Теория струн предсказывает во многом непривычный для нас мир. В отличие от общей теории относительности, описываемой точными уравнениями, основанными на понятных физических принципах, теория струн еще окончательно не сформировалась. Истинна ли теория струн? Никто этого не знает. Поэтому пока рано прекращать поиск других альтернативных гипотез.

В рассмотренных теоретических концепциях предсказывается объединение всех фундаментальных взаимодействий в единое универсальное взаимодействие при энергиях выше планковской (10^{19} ГэВ). Такие энергии соответствуют характерным расстояниям $< 10^{-33}$ см. Единому взаимодействию отвечает наивысшая симметрия. С уменьшением энергии симметрия в системе частиц снижается путем ее последовательного спонтанного нарушения. При этом от единой силы отщепляются («вымораживаются») ее отдельные хорошо нам известные составляющие — гравитационная, сильная, слабая и электромагнитная (рис. 11.14).

Фантастические значения энергии Великого объединения (10^{15} – 10^{16} ГэВ) и планковской энергии (10^{19} ГэВ) исключают полноценную проверку вышеупомянутых концепций в ускорительных экспериментах. Даже если построить сверхпроводящее ускорительное кольцо с диаметром, равным диаметру Земли, то протон можно будет ускорить лишь до 10^8 ГэВ (синхротронное излучение не позволит превысить этот предел). В то же время достигнутые на сегодняшний день энергии ускорителей позволяют,



Рис. 11.14. Распад единого взаимодействия на его отдельные составляющие в процессе охлаждения материи от планковских температур до температур нынешней Вселенной. Указаны времена достижения соответствующих стадий после Большого взрыва

например, искать бозоны Хиггса и суперсимметричные частицы. Среди «неускорительных» экспериментов можно выделить опыты по поиску монополей Дирака и распада протона. Определенные надежды связаны с тем, что Вселенная должна была пройти все стадии, показанные на рис. 11.14, в процессе своего охлаждения после Большого взрыва (моменты достижения этих стадий после Большого взрыва указаны на рисунке).

Таким образом, возникает прямая связь между физикой частиц сверхвысоких энергий и космологией. Установление этой связи позволяет выявить те объекты нынешней Вселенной, которые несут «следы» ее самого раннего горячего состояния и, возможно, дадут недостающие подтверждения справедливости единых теорий.

Заключение

В самом конце XIX столетия, занимаясь довольно хорошо известным в то время процессом люминесценции, А. Беккерель неожиданно наткнулся на совершенно новое явление — радиоактивность. Природа преподнесла исследователю подарок — позволила заглянуть в новый, неизведанный мир субатомной физики. Перед исследователями, которые работали в этой области в XX веке, открылся совершенно иной мир, со своими закономерностями, так не похожий на привычный мир, описываемый классической физикой. Оказалось, что установленные новые законы физики частиц работают не только на очень малых расстояниях, но и определяют физические явления, происходящие в колоссальных масштабах Вселенной. Двадцатый век принес много неожиданностей, и вряд ли сегодня мы можем предсказать, что готовит нам век двадцать первый.

Наше сегодняшнее понимание окружающего мира сформировалось в результате планомерных исследований и неожиданных открытий большого числа ученых. Трудно упомянуть всех, кто оказал решающее влияние на развитие физики ядра и частиц. Для того чтобы частично восполнить этот недостаток, в Приложениях IV и V дана хронология основных событий в физике ядра и частиц, а также приведены списки лауреатов Нобелевской премии по физике и частично по химии.

Приложения

I. Взаимодействие частиц с веществом

Для анализа результатов различных экспериментов важно знать, какие процессы происходят при взаимодействии частицы с веществом мишени. Регистрация частиц также происходит в результате их взаимодействия с веществом детектора.

Взаимодействие частиц с веществом зависит от их типа, заряда, массы и энергии. Заряженные частицы ионизируют атомы вещества, взаимодействуя с атомными электронами. Нейтроны и гамма-кванты, сталкиваясь с частицами в веществе, передают им свою энергию, вызывая ионизацию за счет вторичных заряженных частиц. В случае гамма-квантов основными процессами, приводящими к образованию заряженных частиц, являются фотоэффект, эффект Комптона и рождение электрон-позитронных пар. Взаимодействие частиц с веществом зависит от таких характеристик вещества, как его плотность, атомный номер вещества, средний ионизационный потенциал вещества.

Каждое взаимодействие приводит к потере энергии частицей и к изменению траектории ее движения. В случае пучка заряженных частиц с кинетической энергией E , проходящих слой вещества, их энергия уменьшается по мере прохождения вещества, разброс энергий частиц пучка увеличивается. Пучок расширяется за счет многократного рассеяния.

Между проходящей в среде частицей и частицами вещества (электронами, атомными ядрами) могут происходить различные реакции. Как правило, их вероятность заметно меньше, чем вероятность ионизации. Однако реакции важны в тех случаях, когда взаимодействующая с веществом частица является нейтральной. Например, нейтрино можно зарегистрировать по их взаимодействию с электронами вещества детектора или в результате их взаимодействия с нуклонами ядра. Нейтроны регистрируются по протонам отдачи или по ядерным реакциям, которые они вызывают.

Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом

Удельные потери энергии заряженной частицей. Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов. Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной *удельных потерь энергии* dE/dx , где dE — энергия, теряемая частицей в слое вещества толщиной dx . Если энергия заряженной частицы теряется на ионизацию среды, то говорят об удельных ионизационных потерях. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (рис. I.1) и особенно резко перед остановкой в веществе (пик Брэгга).

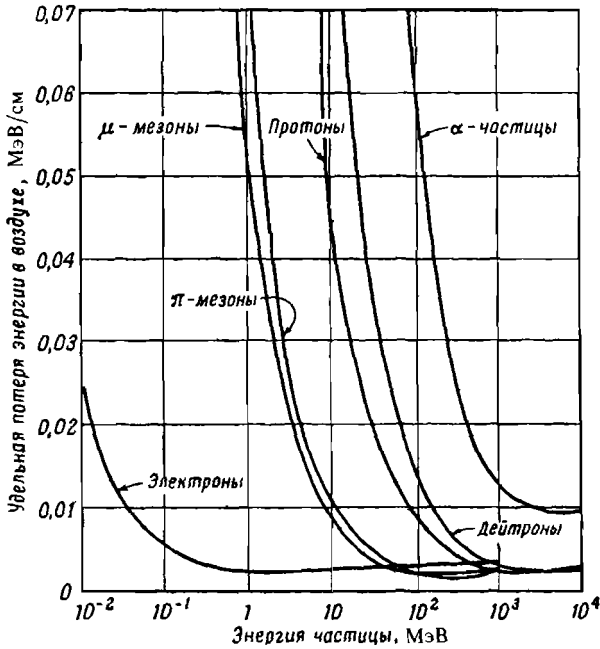


Рис. I.1. Зависимость удельной потери энергии в воздухе от энергии частицы для нескольких типов частиц

Элементарные оценки потерь энергии заряженной частицей. Рассмотрим тяжелую нерелятивистскую заряженную частицу с зарядом Ze и скоростью v , пролетающую вдоль оси x на расстоянии ρ от электрона (рис. I.2).

Максимальная сила взаимодействия в момент наибольшего сближения частиц равна $F = Ze^2/\rho^2$. Если время взаимодействия взять приближенно равным $\Delta t \approx 2\rho/v$, то переданный электрону импульс равен

$$\Delta p \approx F \Delta t = \frac{2Ze^2}{\rho v},$$

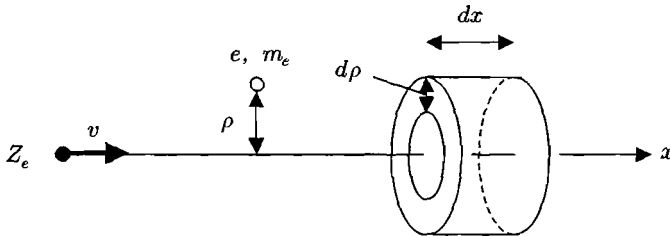


Рис. I.2. Тяжелая нерелятивистская заряженная частица с зарядом Ze и скоростью v пролетает вдоль оси x на расстоянии ρ от электрона

а переданная ему энергия

$$\Delta E \approx \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2Z^2 e^4}{m_e v^2 \rho^2}$$

(m_e — масса электрона). В элементе объема dV содержится число электронов

$$dN = n_e dV,$$

где n_e — плотность электронов. Так как

$$dV = 2\pi \cdot d\rho \cdot dx,$$

то суммарная энергия dE , переданная этим электронам частицей, дается выражением

$$dE = \Delta E \cdot dN = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{d\rho}{\rho} dx.$$

Интегрируя по ρ от ρ_{\min} до ρ_{\max} , получим величину удельных ионизационных потерь

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}. \quad (1.1)$$

При $\rho_{\max} \rightarrow \infty$ и $\rho_{\min} \rightarrow 0$ интеграл расходится. Реально величина ρ_{\max} ограничена тем, что при больших ρ и малых E атомный электрон уже не может рассматриваться как свободный, так как энергия взаимодействия будет сравнима с потенциалом ионизации. Ограничение на нижний предел интегрирования ρ_{\min} связано с тем, что электрону тяжелой нерелятивистской заряженной частицей может быть передана максимальная энергия

$$\Delta E_{\max} = 2m_e v^2.$$

Пробег заряженной частицы. Для определенной среды и частицы с данным зарядом Z величина dE/dx является функцией только ее кинетической энергии E :

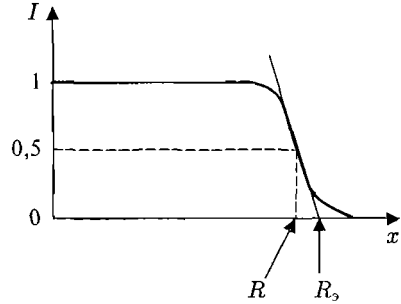
$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E).$$

Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до начальной энергии частицы E_0 , можно получить полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки:

$$R = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)}. \quad (1.2)$$

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробеги тяжелых частиц измеряют расстоянием по прямой от точки входа частиц в среду до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность вещества (г/см^2). Зависимость интенсивности I частиц, проходящих через единицу площади в единицу времени, от пройденного расстояния x для первоначально моноэнергетичного параллельного пучка α -частиц показана на рис. 1.3. Пробеги α -частиц имеют разброс значений, описываемый функцией Гаусса. Он обусловлен, в частности, статистическими флуктуациями ионизационных потерь. Альфа-частица, проходя через среду, может испытывать перезарядку, превращаясь в однозарядный ион гелия ${}^4\text{He}^+$ или атом гелия ${}^4\text{He}$. В силу статистических флуктуаций пробег тяжелой частицы определяется как расстояние, на котором

Рис. 1.3. Зависимость изменения интенсивности I первоначально моноэнергетичных альфа-частиц от пути x , пройденного ими в веществе; R — пробег частиц, определяемый как расстояние, на котором интенсивность пучка частиц составляет половину начальной; R_3 — экстраполированный пробег, определяемый как расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось x



интенсивность пучка частиц составляет половину от начальной интенсивности. Кроме того, вводится понятие *экстраполированного пробега*, который определяется как расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось x (рис. 1.3).

Удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц при энергиях $E \ll (Mc)^2/m_e$

Точный расчет дает при

$$E \ll \frac{(Mc)^2}{m_e}$$

(E и M — кинетическая энергия и масса частицы):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = -\frac{4\pi Z^2}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right],$$

где m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона); c — скорость света; $\beta = v/c$; v — скорость частицы; Z — заряд частицы в единицах заряда позитрона; n_e — плотность электронов вещества; \bar{I} — средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица; $\bar{I} = 13,5 \cdot Z' \text{ эВ}$, где Z' — заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона; $r_0 = e^2/m_e c^2 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона.

Пробеги альфа-частиц и протонов в некоторых средах приведены в табл. 1.1 и 1.2.

Таблица 1.1

Пробег α -частиц в различных веществах в зависимости от энергии E_α

E_α , МэВ	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
Воздух, см	2,5	3,5	4,6	5,9	7,4	8,9	10,6
Al, мкм	16	23	30	38	48	58	69
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130

Таблица I.2

Пробег протонов в алюминии в зависимости от их энергии E_p

E_p , МэВ	1	3	5	10
Пробег, см	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
Пробег, мг/см ²	3,45	21	50	170
E_p , МэВ	20	40	100	1 000
Пробег, см	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$	3,6	148
Пробег, мг/см ²	560	$1,9 \cdot 10^3$	$9,8 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^5$

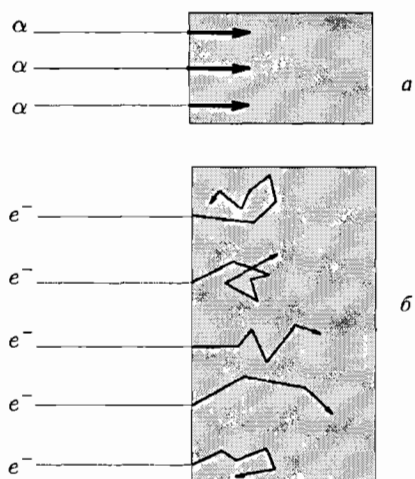


Рис. I.4. Схематическое представление поведения траекторий первоначально параллельного пучка нерелятивистских частиц в веществе: а — α -частицы; б — электроны

Многократное рассеяние. Заряженная частица, движущаяся в веществе, испытывает большое число столкновений, приводящих к изменению направления ее движения. Этот процесс называется *многократным кулоновским рассеянием*.

В рассмотренной выше элементарной модели рассеяния можно оценить угол рассеяния θ частицы с импульсом p , скоростью v и зарядом Ze на неподвижном ядре с зарядом ze

$$\operatorname{tg} \theta \approx \frac{\Delta p}{p} = \frac{2Zze^2}{pv} \frac{1}{\rho}. \quad (I.3)$$

Отсюда для среднего квадрата угла многократного рассеяния на пути x в веществе с плотностью ядер n можно получить выражение

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi Z^2 z^2 e^4 n x}{(pv)^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}. \quad (I.4)$$

Если выбрать для оценки в качестве ρ_{\max} и ρ_{\min} размеры атома и ядра, то эта формула приобретает вид

$$\langle \theta^2 \rangle = 0,157 \frac{Z(Z+1)}{A} \frac{z^2 x}{(pv)^2} \ln \left[1,13 \cdot 10^4 \frac{Z^{4/3}}{A} \frac{z^2 x}{\beta^2} \right], \quad (I.5)$$

где A — атомная масса вещества в а. е. м., pv — в МэВ, x — в см. Логарифм является слабоменяющейся функцией, так что основную роль играет множитель, стоящий перед ним.

Для тяжелой нерелятивистской заряженной частицы $p = mv$ и, ввиду большой величины ее массы m и малости пробега x , средний угол рассеяния невелик и траектория практически прямолинейна (рис. I.4 а).

Для α -частиц с энергией 2 и 5 МэВ среднеквадратичный угол многократного рассеяния $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ составляет 0,054 радиан и 0,040 радиан соответственно.

Взаимодействие электронов с веществом

Удельные потери энергии электронами. Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина — малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса электрона при каждом его столкновении с частицами среды, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и, как результат, — электромагнитное радиационное излучение.

Удельные потери энергии электронов с кинетической энергией

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right)$$

являются суммой ионизационных и радиационных потерь:

Ионизационные потери энергии электронов

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = - \frac{2\pi}{\beta^2} n_e r_0^2 m_e c^2 \times \\ \times \left[\ln \left(\frac{m_e c^2}{\bar{I}^2} \frac{\beta^2}{2(1 - \beta^2)} \right) - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right],$$

где m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона); c — скорость света; $\beta = v/c$; v — скорость электрона; Z — заряд частицы в единицах заряда позитрона; n_e — плотность электронов вещества; \bar{I} — средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица: $\bar{I} = 13,5 \cdot Z' \text{ эВ}$, где Z' — заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона; $r_0 = e^2/(m_e c^2) = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона.

Ионизационные потери энергии электронами. В области низких энергий электронов ($E < 1$ МэВ) определяющий вклад в потери энергии дают неупругие ионизационные процессы взаимодействия с атомными электронами, включающие ионизацию атомов. Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала, и при движении в веществе потери складываются из очень большого числа таких малых потерь. Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов.

В нерелятивистской области ионизационные потери быстро уменьшаются при увеличении энергии и достигают минимума при энергии $E \approx 1,5$ МэВ. Далее потери очень медленно (логарифмически) растут с энергией, выходя на плато. Причиной такой зависимости является поляризация среды пролетающим электроном (эффект плотности). В результате ослабляется кулоновское поле релятивистского электрона, и в плотных средах (твердые тела, жидкости) потери не растут. В газах рост потерь может достигать нескольких десятков процентов.

При расчетах зависимости потерь учитывается движение обоих электронов после взаимодействия и то, что приведенная масса взаимодействующих электронов равна $m_e/2$. Принимаются в расчет также квантово-механические эффекты тождественности электронов. Относительная величина этих поправок составляет несколько процентов.

Радиационные потери энергии электронов

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} = -\frac{16}{3}nE\frac{Z^2r_0^2}{137} \quad E \ll m_e c^2 = 511 \text{ кэВ},$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} = -nE\frac{Z^2r_0^2}{137}\left(4\ln\frac{2E}{mc^2} - \frac{4}{3}\right) \quad 1 \ll \frac{E}{m_e c^2} \ll \frac{137}{Z^{1/3}},$$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад.}} = -nE\frac{Z^2r_0^2}{137}\left(4\ln\frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9}\right) \quad \frac{E}{m_e c^2} \gg \frac{137}{Z^{1/3}},$$

где m_e — масса электрона ($m_e c^2 = 511$ кэВ — энергия покоя электрона); c — скорость света; Z — заряд ядра в единицах заряда позитрона; n — концентрация атомов вещества; $r_0 = e^2/(m_e c^2) = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона.

Радиационные потери энергии электронов. Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона E растут радиационные потери. Согласно классической электродинамике, заряд, испытывающий ускорение a , излучает энергию. Мощность излучения W определяется соотношением

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 a^2}{c^3}. \quad (1.6)$$

Ускорение заряженной частицы в поле атомного ядра можно оценить как

$$a \approx \frac{1}{m} \frac{Zze^2}{\rho^2}.$$

Оно пропорционально произведению заряда ядра на заряд частицы и обратно пропорционально массе частицы. Поэтому энергия, излучаемая при торможении протона, меньше энергии, излученной электроном в том же поле, примерно в $3,5 \cdot 10^6$ раз. По этой причине радиационные потери, играющие важную роль в торможении электронов высокой энергии, практически не возникают при прохождении через вещество тяжелых заряженных частиц.

Критическая энергия. Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии K определяется зависимостью:

$$K = \frac{(dE/dx)_{\text{рад.}}}{(dE/dx)_{\text{ион.}}} = 1,25 \cdot 10^{-3} ZE, \quad (1.7)$$

где E выражается в мегаэлектронвольтах, Z — средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов $E_{\text{крит.}}$, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь, называется *критической*. Критические энергии электронов для различных веществ приведены в табл. 1.3.

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными. Так, для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз. В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

$$E = E_0 e^{-x/L_r}, \quad (1.8)$$

Таблица I.3

Критические энергии электронов $E_{\text{крит}}$ и радиационные длины L_r для различных веществ

Вещество	Критическая энергия $E_{\text{крит}}$, МэВ	Радиационная длина L_r	
		г/см ²	см
H (водород)	340	63,1	$7 \cdot 10^5$
C (углерод)	103	42,7	19,4
Воздух	83	36,2	$3 \cdot 10^4$
Al (алюминий)	47	24	8,9
Fe (железо)	24	13,8	1,77
Cu (медь)	21,5	12,9	1,4
Pb (свинец)	6,9	6,4	0,5

где E_0 — начальная энергия электрона, E — энергия электрона после прохождения длины x , L_r — радиационная длина.

Рассеяние электронов. Как мы видели выше, сравнительно небольшая масса электронов существенно сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны часто и значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории (рис. 1.4 б). Таким образом, для электронов процесс многократного рассеяния на атомах вещества должен существенно сказываться на их пробеге. Как показано выше, при многократном рассеянии зависимость среднего квадрата угла отклонения $\langle \theta^2 \rangle$ заряженной частицы от ее импульса p , скорости v и пройденного в веществе расстояния x имеет вид

$$\langle \theta^2 \rangle \sim \frac{x}{(pv)^2}.$$

Поскольку масса электронов мала, то углы их рассеяния, особенно при небольших энергиях, значительно больше, чем у тяжелых частиц. Так, для электронов с энергией 2 и 5 МэВ среднеквадратичный угол многократного рассеяния составляет $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \approx 1,27$ радиан и 1,00 радиан соответственно, т. е. примерно в 25 раз больше угла рассеяния α -частиц с такой же энергией. Увеличению среднего угла способствует и большая величина пробега x . В результате многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного, и полная длина пути электрона может в 1,5–4 раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения.

На рис. 1.5 показано, как меняется интенсивность I пучка первоначально моноэнергетичных электронов от длины пути x , пройденного ими в алюминии в направлении первоначального движения, для разных начальных энергий электронов. При больших энергиях ($E \gg m_e c^2 = 511$ кэВ) рассеяние сравнительно невелико и основная часть электронов движется в первоначальном направлении. Их интенсивность на начальных отрезках пути практически не меняется, что соответствует участкам плато на кривых поглощения. Это похоже на поведение слабоссеивающихся α -частиц (рис. 1.3). По мере увеличения пройденного

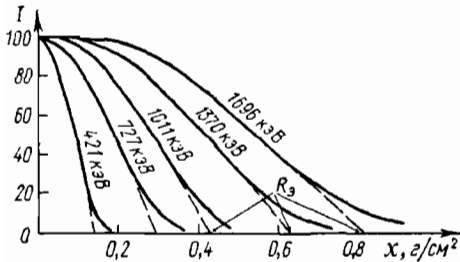


Рис. 1.5. Зависимость изменения интенсивности I первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка; R_3 — экстраполированный пробег для моноэнергетических электронов

расстояния и уменьшения энергии угол рассеяния электронов растет, и их интенсивность в первоначальном направлении уменьшается. При малых энергиях направления движений электронов приобретают хаотический характер, а распространение пучка — характер диффузии (рис. 1.4 б).

Экстраполированный пробег электронов. Процессы рассеяния электронов и потери ими энергии, ведущие к уменьшению интенсивности, носят вероятностный характер, что приводит к значительному разбросу величин пробегов отдельных частиц. Для электронов в качестве средней величины пробегов, как правило, используют экстраполированный пробег, т. е. такую толщину поглотителя, при которой продолжение линейно спадающего участка зависимости интенсивности электронного пучка $I(x)$ пересекает уровень нулевой интенсивности (рис. 1.5).

Экстраполированные пробеги в $г/см^2$ электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно определить по формулам:

$$R_3(Al) = 0,4E^{1,4} \quad \text{при } E < 0,8 \text{ МэВ,}$$

$$R_3(Al) = 0,54E - 0,133 \quad \text{при } E > 0,8 \text{ МэВ.}$$

Экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R_3(A, Z) = R_3(Al) \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)}.$$

Таблица 1.4

Экстраполированные пробеги электронов (в см) в различных веществах в зависимости от их энергии

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0,05	0,5	5	50	500
Воздух	4,1	160	$2 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$
Вода	$4,7 \cdot 10^{-3}$	0,19	2,6	19	78
Al (алюминий)	$2 \cdot 10^{-3}$	0,056	0,95	4,3	8,6
Pb (свинец)	$5 \cdot 10^{-4}$	0,026	0,30	1,25	2,5

Экстраполированные пробеги электронов в различных веществах приведены в табл. I.4.

Электроны высоких энергий. Электроны высоких энергий ($E > 100$ МэВ) образуют в результате последовательных актов испускания γ -квантов (которые рожают затем электрон-позитронные пары) каскадные ливни (рис. I.6). Каскадный ливень может быть инициирован и γ -квантом высокой энергии. В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. Однако по мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон-позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергичных электронов может достигать 10^6 .

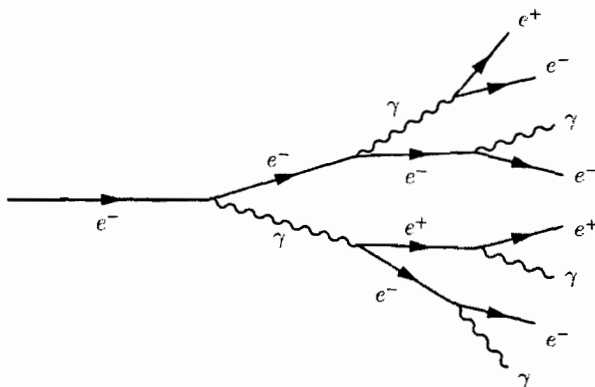


Рис. I.6. Каскадный ливень, вызванный высокоэнергичным электроном

Для высокоэнергичных электронов ионизация атомов является лишь одним из способов их взаимодействия со средой. При энергиях электронов $E \approx 50$ МэВ вероятности различных процессов составляют соответственно:

- упругие столкновения — 5 %;
- ионизация — 35 %;
- возбуждение атомов — 60 %.

Взаимодействие позитронов с веществом

Взаимодействие позитронов в веществе описывается теми же соотношениями, что и для электронов. Необходимо также дополнительно учесть эффекты аннигиляции налетающего позитрона с электроном вещества и исключить из расчетов эффект обмена. Сечение аннигиляции обратно пропорционально скорости позитронов: $\sigma_{\text{анниг}} \sim 1/v$, поэтому позитроны аннигилируют, практически потеряв всю свою энергию.

Взаимодействие γ -квантов с веществом

При прохождении γ -излучения через вещество происходит ослабление интенсивности пучка γ -квантов, что является результатом их взаимодействия с атомами вещества.

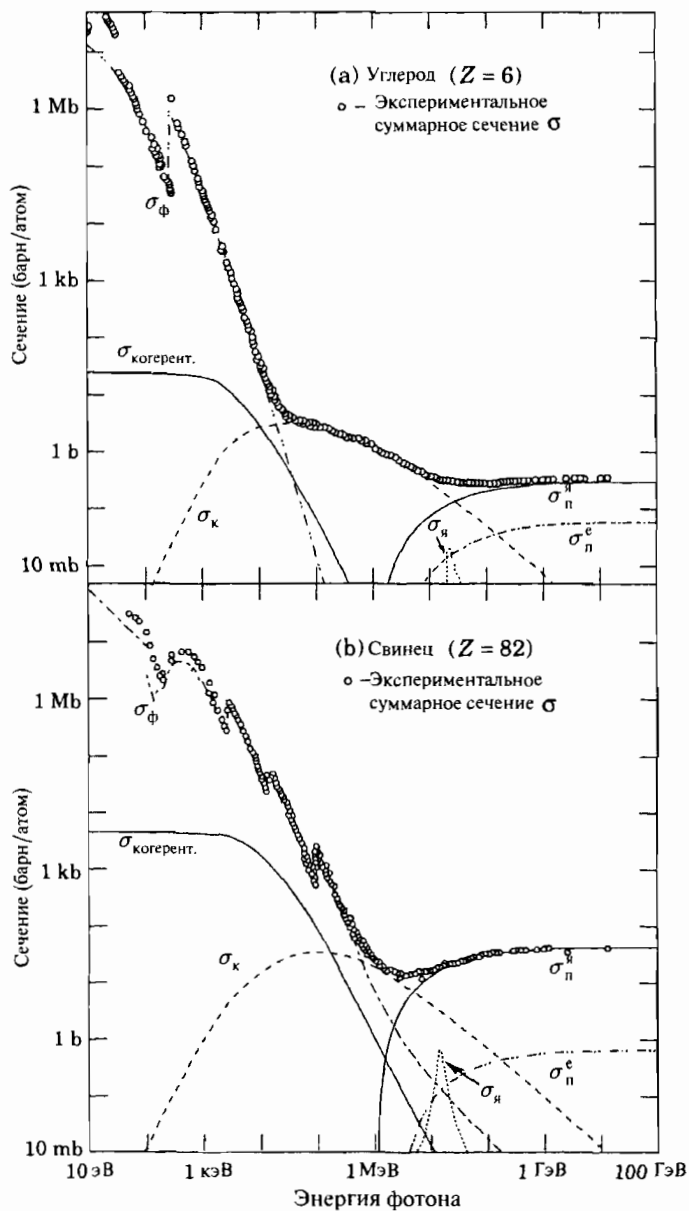


Рис. 1.7. Сечение взаимодействия фотонов с углеродом ($Z = 6$) и свинцом ($Z = 82$) при энергиях фотона от 10 эВ до 100 ГэВ, отнесенное к одному атому поглотителя

На рис. 1.7 показано полное эффективное сечение взаимодействия с веществом фотонов с энергиями от 10 эВ до 100 ГэВ для двух поглощающих материалов — углерода ($Z = 6$) и свинца ($Z = 82$). Выделены вклады различных физических процессов в полное сечение поглощения.

Как видно из этих рисунков, эффективное сечение фотоэффекта ($\sigma_{\text{ф}}$) на атомах вещества доминирует при энергиях фотонов ниже $\approx 0,1$ МэВ в углероде и ниже ≈ 1 МэВ в свинце.

Вторым по величине вклада в полное сечение в этой же области энергий γ -квантов является когерентное рассеяние фотонов на атомах вещества (релеевское рассеяние). Ни ионизации, ни возбуждения атомов при релеевском рассеянии не происходит, γ -квант рассеивается упруго.

При энергиях γ -кванта выше $\approx 0,1$ МэВ в веществе с малыми значениями Z и выше ≈ 1 МэВ в веществах с большим Z главным механизмом ослабления первичного пучка γ -квантов становится некогерентное рассеяние фотонов на электронах вещества (эффект Комптона).

Если энергия γ -кванта превышает удвоенную массу электрона $2m_e c^2 = 1,02$ МэВ, становится возможным процесс образования пары, состоящей из электрона и позитрона. Сечение рождения пары в поле ядра ($\sigma_{\text{п}}^{\text{я}}$ на рис. 1.7) доминирует в области высоких энергий фотонов. На рис. 1.7 показано также сечение образования пар в поле атомных электронов ($\sigma_{\text{п}}^{\text{е}}$).

Перечисленные выше механизмы взаимодействия γ -квантов с веществом не затрагивали внутренней структуры атомных ядер.

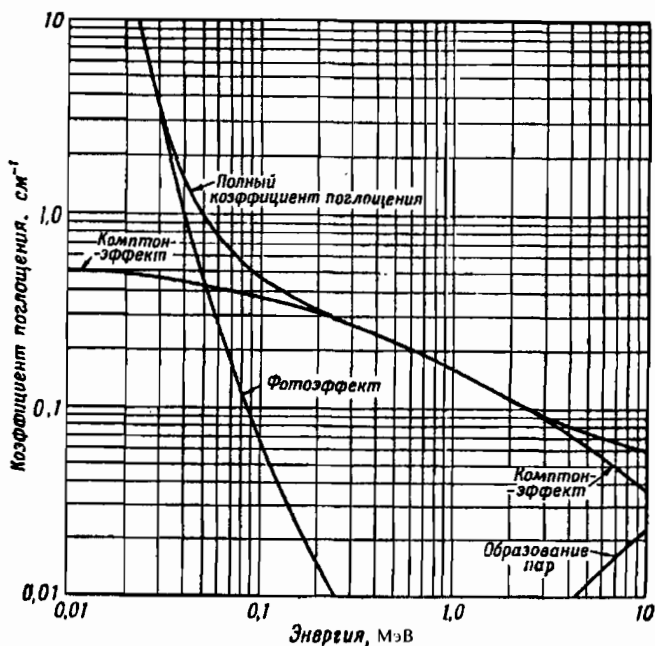


Рис. 1.8. Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в алюминии от их энергии

При больших энергиях гамма-квантов ($E > 10$ МэВ) увеличивается вероятность процесса взаимодействия фотона с ядрами вещества с возбуждением ядерных состояний. Если энергия кванта больше энергии связи нуклона в ядре, поглощение γ -кванта высокой энергии будет сопровождаться вылетом нуклона из ядра. При энергиях γ -квантов около 20–25 МэВ для легких ядер ($A < 40$) и 13–15 МэВ для тяжелых ядер в эффективном сечении ядерного фотопоглощения наблюдается максимум, который называется *гигантским дипольным резонансом* (σ_n на графиках рис. 1.7).

В области энергий γ -квантов, излучаемых возбужденными ядрами при переходах в основное и низшие возбужденные состояния, т. е. при E_γ от 10 кэВ до примерно 10 МэВ наиболее существенны три процесса взаимодействия фотонов с веществом: комптоновское (некогерентное) рассеяние, фотоэффект и образование пар электрон—позитрон. Суммарное эффективное сечение в этой области энергий является суммой эффективных сечений отдельных процессов, участвующих в ослаблении первичного потока:

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_\kappa + \sigma_\pi. \quad (1.9)$$

Эффективное сечение каждого из процессов, рассчитанное на один атом поглотителя, является функцией как энергии гамма-излучения, так и атомного номера Z вещества поглотителя.

Уменьшение интенсивности $I(x)$ моноэнергетичного коллимированного пучка γ -квантов не слишком толстым слоем x однородного вещества происходит

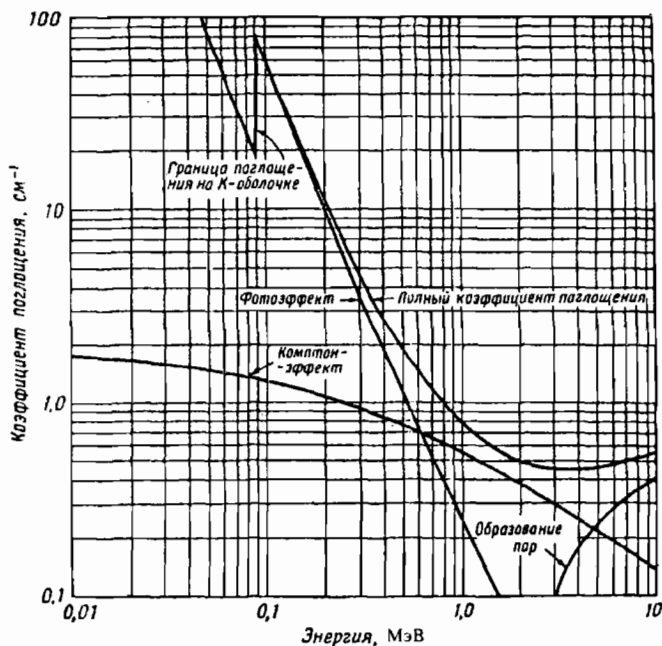


Рис. 1.9. Зависимость линейного коэффициента поглощения фотонов в свинце от их энергии

экспоненциально:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-nx} = I(0) \cdot e^{-\tau x}, \quad (1.10)$$

где n — концентрация атомов поглотителя. Величину τ (она обычно выражается в см^{-1}) называют *линейным коэффициентом поглощения*. На рис. 1.8 и 1.9 показаны зависимости линейного коэффициента поглощения фотонов в алюминии и свинце от энергии фотонов.

Фотоэффект. Если энергия γ -кванта больше энергии связи электрона оболочки атома, происходит фотоэффект. Это явление состоит в том, что фотон целиком поглощается атомом, а один из электронов атомной оболочки выбрасывается за пределы атома. Используя закон сохранения энергии, можно определить кинетическую энергию фотоэлектрона E_e :

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_n,$$

где I_i — ионизационный потенциал оболочки атома, из которой выбивается электрон; E_n — энергия отдачи ядра, E_γ — энергия γ -кванта. Величина энергии отдачи ядра обычно мала, поэтому ею можно пренебречь. Тогда энергия фотоэлектрона определится соотношением $E_e = E_\gamma - I_i$, где $i = K, L, M, \dots$ — индекс электронной оболочки. Хорошо видные на рис. 1.7 «зубцы» в кривой эффективного сечения являются следствием скачков сечения фотоэффекта при росте энергии фотона выше различных ионизационных потенциалов электронных оболочек атома. Эффективное сечение фотоэффекта является суммой эффективных сечений фотоэффекта на отдельных электронных оболочках атома. Существенной особенностью фотоэффекта является то, что он не может происходить на свободном электроне, так как законы сохранения импульса и энергии в случае фотоэффекта на свободном электроне оказываются несовместимыми.

Фотоэффект происходит с наибольшей вероятностью (около 80 %) на электронах атомной оболочки, наиболее сильно связанной с ядром атома, т. е. на K -оболочке.

Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера Z вещества поглотителя сильное: $\sigma_\phi \sim Z^5$. Фотоэффект является главным процессом, ответственным за поглощение γ -квантов в области малых энергий. В области энергий $E_\gamma < 0,5$ МэВ величина эффективного сечения фотоэффекта очень резко падает с ростом энергии γ -квантов: $\sigma_\phi \sim 1/E_\gamma^{7/2}$.

Комптон-эффект — это рассеяние γ -квантов на свободных электронах. Электрон можно считать свободным, если энергия γ -квантов во много раз превышает энергию связи электрона. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_γ появляется рассеянный фотон с энергией $E'_\gamma < E_\gamma$, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$. На рис. 1.10 показана схема рассеяния γ -квантов на электроне.

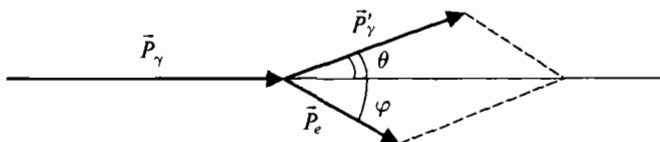


Рис. 1.10. Схема рассеяния γ -квантов на свободном электроне: P_γ и P'_γ — импульсы первичного и рассеянного γ -квантов, P_e — импульс электрона

Пользуясь законами сохранения импульса и энергии можно записать

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}'_\gamma + \vec{P}_e, \quad m_e c^2 + E_\gamma = E'_\gamma + E_e, \quad (I.11)$$

где $m_e c^2 = 0,511$ МэВ — энергия покоя электрона, E_e — полная энергия электрона, E_γ и E'_γ — энергии падающего и рассеянного γ -квантов. Можно показать, что изменение длины волны γ -кванта при комптоновском рассеянии дается выражением

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta), \quad (I.12)$$

где λ и λ' — длины волн первичного и рассеянного γ -кванта; $\lambda_0 = h/(m_e c)$ — комптоновская длина волны электрона; θ — угол между направлениями импульсов \vec{P}_γ и \vec{P}'_γ падающего и рассеянного γ -квантов.

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом θ рассеяния γ -кванта. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \sin^2(\theta/2)}. \quad (I.13)$$

Эффективное сечение рассеяния γ -кванта на электроне не зависит от характеристик вещества поглотителя. Эффективное сечение этого же процесса, *расчитанное на один атом*, пропорционально атомному номеру (или числу электронов в атоме) Z .

Сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии γ -кванта:

$$\sigma_k \sim \frac{1}{E_\gamma}.$$

При комптоновском рассеянии γ -квантов, возникших в результате переходов атомных ядер из возбужденных состояний в основное и низшие возбужденные, энергии γ -квантов, как правило, много больше как энергии связи электронов в атоме, так и кинетических энергий этих электронов. Поэтому в формулах (I.11)–(I.13) первичный электрон считался покоящимся. Некогерентное рассеяние γ -кванта приводит в этом случае к передаче части энергии кванта электрону и появлению γ -кванта с меньшей энергией (и большей длиной волны). Однако этот же процесс некогерентного рассеяния используется в современной физике для получения моноэнергетических пучков γ -квантов высоких энергий. С этой целью поток фотонов от лазера рассеивают на большие углы на пучке ускоренных электронов высокой энергии, выведенных из ускорителя. Такой источник γ -квантов высокой энергии и плотности называется Laser-Electron-Gamma-Source (LEGS). В одном из работающих в настоящее время LEGS лазерное излучение в результате рассеяния на электронах, ускоренных до энергий 3 ГэВ, превращается в поток γ -квантов с энергиями 400 МэВ.

Образование пары электрон–позитрон. Можно показать, что одиночный квант любой энергии не может в вакууме превратиться в электрон-позитронную пару, так как при этом не выполняются одновременно законы сохранения энергии и импульса. Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса.

Образование пар в поле ядра может иметь место, если энергия кванта удовлетворяет соотношению

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + E_n, \quad (I.14)$$

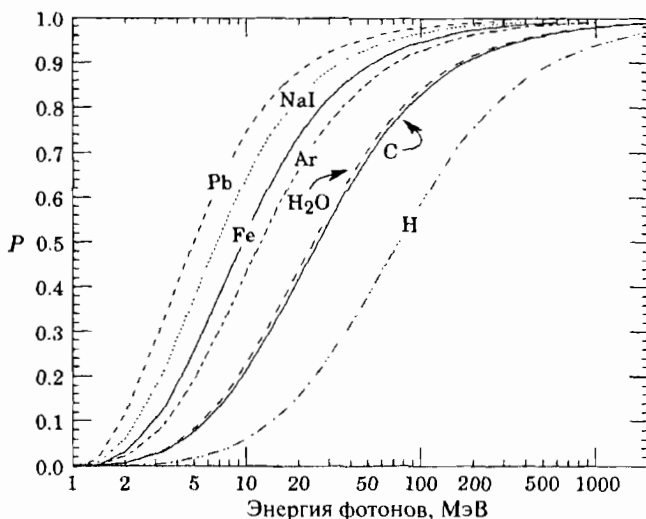


Рис. I.11. Вероятность образования фотоном электрон-позитронной пары в различных материалах

где первый член справа соответствует энергии покоя пары электрон—позитрон, а второй — энергии отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра сравнительно мала, то энергия, определяемая первым членом, является порогом рождения пар ($2m_e c^2 \approx 1,022$ МэВ). В основном образование $e^+ e^-$ -пар происходит в кулоновском поле ядер атомов и эффективное сечение этого процесса (σ_n^a на рис. I.7) пропорционально квадрату заряда ядра Z^2 .

Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$. Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона характеризуется сравнительно малым сечением (σ_n^e на рис. I.7).

На рис. I.11 показана вероятность P того, что фотон, взаимодействуя с веществом, образует электрон-позитронную пару. Видно, что вероятность образования электрон-позитронной пары растет с ростом энергии фотона и с увеличением заряда ядра (это видно также из рис. I.7–I.9).

Используя графики для разных веществ, аналогичные изображенным на рис. I.7–I.9, можно приблизительно определить границы областей энергии γ -квантов и значений Z , в которых наибольшее значение имеет тот или иной механизм взаимодействия γ -излучения с веществом.

Комптон-эффект играет основную роль в ослаблении интенсивности γ -излучения в алюминии при $60 \text{ кэВ} < E_\gamma < 15 \text{ МэВ}$ и в свинце при $0,7 \text{ МэВ} < E_\gamma < 5 \text{ МэВ}$.

Фотоэлектрическое поглощение в алюминии наиболее существенно при $E_\gamma < 50 \text{ кэВ}$ и в свинце при $E_\gamma < 0,5 \text{ МэВ}$. Образование пар доминирует над этими двумя процессами при больших энергиях γ -квантов: в алюминии при $E_\gamma > 15 \text{ МэВ}$ и в свинце при $E_\gamma > 6 \text{ МэВ}$.

Взаимодействие нейтронов с веществом

Свойства нейтронов различных энергий. Проходя сквозь вещество, нейтроны вызывают различные ядерные реакции и упруго рассеиваются на ядрах. Интенсивностью этих микроскопических процессов в конечном счете определяются все макроскопические свойства прохождения нейтронов через вещество, такие как замедление, диффузия, поглощение и т. д. Так как нейтрон имеет нулевой электрический заряд, он практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс.

Сечения различных нейтрон-ядерных реакций зависят от энергии нейтронов, сильно и нерегулярно изменяются от ядра к ядру при изменении A или Z . Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в среднем растут с уменьшением скорости v (энергии) нейтронов. Этот рост для нейтронов низких энергий описывается законом « $1/v$ ». Нейтроны делятся на две большие группы — *медленные* и *быстрые*. Граница между этими группами не является строго определенной. Она лежит в области десятков кэВ. Заметим, что «медленность» медленных нейтронов весьма относительна. Даже нейтрон с энергией 0,025 эВ имеет скорость 2 км/с.

В свою очередь медленные нейтроны принято подразделять на *холодные*, *тепловые* и *резонансные*.

Холодными называют нейтроны с энергиями ниже 0,025 эВ:

$$E_{\text{хол}} < 0,025 \text{ эВ.} \quad (I.15)$$

У холодных нейтронов очень сильно проявляются волновые свойства, так как длина волны холодного нейтрона намного больше межатомных расстояний.

Энергия $E_{\text{тепл}} = 0,025$ эВ определяет порядок энергий *тепловых* нейтронов. В температурной шкале

$$E_{\text{тепл}} = kT, \quad (I.16)$$

где k — постоянная Больцмана. Для абсолютной температуры, соответствующей энергии тепловых нейтронов, получается значение $T \approx 300$ К, т. е. комнатная температура. Таким образом, энергия $E_{\text{тепл}}$ соответствует наиболее вероятной скорости нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой при комнатной температуре.

Нейтроны с энергиями от 0,5 эВ до 1 кэВ называют *резонансными*, потому что в этой области энергий для средних и тяжелых ядер полное нейтронное сечение велико и его зависимость от энергии представляет собой густой частотол резонансов.

Нейтроны с энергиями от 1 до 100 кэВ называют *промежуточными*. Часто в промежуточные включают и резонансные нейтроны. В этой области энергий отдельные резонансы сливаются (исключением являются легкие ядра) и сечения в среднем падают с ростом энергии.

K *быстрым* относят нейтроны с энергиями от 100 кэВ до 14 МэВ. В табл. I.5 приведены области энергий и порядки величин сечений различных ядерных реакций под действием нейтронов.

Замедление нейтронов. Замедление нейтронов происходит при упругих столкновениях с ядрами, так как если до столкновения ядро покоилось, то после столкновения оно приходит в движение, получая от нейтрона некоторую энергию. Поэтому нейтрон замедляется. Однако это замедление не может привести к их полной остановке из-за теплового движения ядер. Энергия теплового движения порядка kT . Если нейтрон замедлился до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию.

Таблица I.5

Типы нейтронных реакций и их сечения

Тип реакции	Сечение реакции
Реакционный захват (n, γ)	Идет на всех ядрах. Сечение для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и даже 10^4 барн ($^{135}_{54}\text{Xe}$); для быстрых нейтронов — от 0,1 до нескольких барн
Упругое рассеяние (n, n)	Сечение варьируется в интервале нескольких барн
Неупругое рассеяние (n, n')	Пороговая реакция. Сечение по порядку величины несколько барн
(n, p)	Наиболее важные реакции: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 5400 \text{ барн}$, $n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 1,75 \text{ барн}$
(n, α)	Наиболее важные реакции: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 945 \text{ барн}$, $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ}$, $\sigma_{\text{тепл. нейтр.}} = 3840 \text{ барн}$
$(n, 2n)$	Пороговая реакция. Порог $\approx 10\text{--}15 \text{ МэВ}$. Сечение несколько десятых барн
(n, f)	В подавляющем большинстве случаев пороговая реакция. Сечение мало, исключая отдельные случаи — $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$ и др.

Нейтроны с энергиями $\approx kT$ находятся в тепловом равновесии со средой. Поглощение и диффузия нейтронов происходят как во время замедления, так и после окончания этого процесса.

Практическая важность процесса замедления обусловлена тем, что в большинстве нейтронных источников (реактор, радон-бериллиевая ампула и т. д.) нейтроны рождаются в основном с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ, в то время как большинство важных в прикладном отношении нейтронных реакций, согласно закону « $1/v$ », наиболее интенсивно идет при низких энергиях нейтронов.

Для того чтобы понять основные закономерности процесса замедления нейтронов, рассмотрим сначала среднюю потерю энергии быстрого нейтрона при столкновении с ядром водорода — протоном. Так как массы нейтрона и протона примерно равны, то баланс энергии при столкновении имеет вид

$$E_0 = \frac{Mv^2}{2} = \frac{Mv_n^2}{2} + \frac{Mv_p^2}{2},$$

где E_0 , v — начальные энергия и скорость нейтрона, v_n , v_p — соответственно скорости нейтрона и протона после столкновения. Поскольку в системе центра инерции рассеяние изотропно, то в среднем протон и нейтрон и в лабораторной системе имеют после столкновения одинаковые энергии (благодаря равенству их масс):

$$E_1 = \frac{M v_n^2}{2} = \frac{M v_p^2}{2} = \frac{E_0}{2}, \quad (I.17)$$

где E_1 — средняя энергия нейтрона после столкновения. Таким образом, в водороде энергия нейтрона в среднем уменьшается вдвое при каждом столкновении. Если нейтрон сталкивается не с протоном, а с более тяжелым ядром, то средняя потеря энергии при столкновении уменьшается. При рассеянии нейтрона на ядре с массовым числом A средняя потеря энергии определяется соотношением

$$E_1 = \left(1 - \frac{a}{2}\right) E_0, \quad \text{где } a = \frac{4A}{(A+1)^2}. \quad (I.18)$$

Например, если замедлителем является углерод $^{12}_6\text{C}$, то $E_1 \approx (0,8-0,9)E_0$. Таким образом, в углероде энергия нейтрона в среднем будет уменьшаться вдвое лишь после трех столкновений. Замедление идет тем эффективнее, чем легче ядра замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны, т. е. имел малое сечение поглощения. Малые величины имеют сечения поглощения нейтронов дейтерием и кислородом. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжелая вода D_2O . Приемлемым, но не таким хорошим замедлителем является и обычная вода H_2O , так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также углерод, бериллий, двуокись бериллия.

Важной чертой процесса замедления является то, что потеря энергии на столкновение, согласно (I.17), (I.18), пропорциональна самой энергии. Так, при столкновении с атомом водорода нейтрон с энергией 1 МэВ в среднем теряет 0,5 МэВ, а нейтрон с энергией в 10 эВ — всего 5 эВ. Поэтому длительность замедления и проходимый при замедлении путь обычно слабо зависят от начальной энергии нейтрона. Некоторым исключением являются водородосодержащие вещества. Сечение взаимодействия нейтрон—протон резко падает при повышении энергии выше 100 кэВ. Поэтому длина замедления в водородосодержащих веществах относительно сильно зависит от энергии нейтрона. Время замедления нейтрона невелико. Даже в таком тяжелом замедлителе, как свинец, нейтрон замедляется от энергии 1 МэВ до 1 эВ в среднем за $4 \cdot 10^{-4}$ с.

Важнейшей характеристикой процесса замедления является *длина замедления*, обозначаемая через $\sqrt{\tau}$. Величина τ носит не соответствующее ее размерности название *возраста нейтронов*. Смысл этой величины состоит в том, что

$$\tau = \frac{1}{6} \overline{r_3^2}, \quad (I.19)$$

где $\overline{r_3^2}$ — среднеквадратичное расстояние, на которое нейтрон уходит от источника в процессе замедления в интервале энергий от 1 МэВ до 1 эВ. Длина замедления в хороших замедлителях имеет порядок десятков сантиметров (табл. I.6). Начиная с энергий 0,5–1 эВ, при столкновениях нейтронов с ядрами становится существенной тепловая энергия атомов. Распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, т. е. к максвелловскому:

$$\frac{dN}{dE} \approx e^{-E/(kT)} \sqrt{E}, \quad \text{где } E \leq 1 \text{ эВ}. \quad (I.20)$$

Этот процесс называется *термализацией* нейтронов.

Диффузия нейтронов. Замедленные до тепловых энергий нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс приближенно описывается обычным уравнением диффузии с обязательным учетом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Основной характеристикой среды, описывающей процесс диффузии, является длина диффузии L , определяемая соотношением

$$L^2 = \frac{1}{6} \overline{r_d^2}, \quad (1.21)$$

где $\overline{r_d^2}$ — среднеквадратичное расстояние, на которое уходит тепловой нейтрон в веществе от места рождения до поглощения. Длина диффузии имеет примерно тот же порядок, что и длина замедления $\sqrt{\tau}$. Обе эти величины определяют расстояние от источника, на котором будет заметное количество тепловых нейтронов.

В табл. I.6 приведены величины τ и L для наиболее часто используемых замедлителей. Из этой таблицы видно, что у обычной воды $\sqrt{\tau} > L$, что указывает на сильное поглощение. У тяжелой воды, наоборот, $L \gg \sqrt{\tau}$. Поэтому она является лучшим замедлителем.

Таблица I.6

Характеристики некоторых замедлителей

Замедлители	τ (см ²)	L (см)
H ₂ O (вода)	31	2,72
D ₂ O (тяжелая вода)	125	159
Be (бериллий)	86	21
C (графит)	313	58

Величина L зависит не только от собственно диффузии, но и от поглощающих свойств среды. Поэтому L не полностью характеризует процесс диффузии. Дополнительной независимой характеристикой диффузии является среднее время жизни диффундирующего нейтрона.

Альbedo нейтронов. Интересным свойством нейтронов является их способность отражаться от различных веществ. Это отражение не когерентное, а диффузное. Его механизм таков. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и при каждом столкновении с ядром может рассеяться в любую сторону. После ряда столкновений нейтрон может вылететь обратно, т. е. отразиться от среды (это может произойти сразу у поверхности среды или в результате многих столкновений). Вероятность такого вылета носит название *альbedo* нейтронов для данной среды. Очевидно, что альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели отражают до 90 % попадающих в них нейтронов, т. е. имеют альbedo до 0,9, в частности, для обычной воды альbedo равно 0,8. Неудивительно поэтому, что отражатели нейтронов широко применяются в ядерных реакторах и других нейтронных установках.

Только что описанный процесс приводит также к тому, что концентрация нейтронов резко снижается вблизи границы среды, в которой они рождаются, так как вероятность для нейтрона уйти наружу велика.

II. Таблица изотопов вблизи долины стабильности

Таблица содержит сведения о 217 нуклидах (118 стабильных и 99 радиоактивных). Приведено по крайней мере по одному изотопу каждого элемента, в числе которых указывается и наиболее распространенный стабильный изотоп. Указаны следующие характеристики: порядковый номер элемента Z (число протонов), массовое число A (число нуклонов), спин и четность основного состояния J^P , дефект (избыток) масс Δ , распространенность в естественной смеси изотопов (для стабильных нуклидов) и тип распада (для радиоактивных нуклидов). Для последней категории ядер в крайнем правом столбце дан период полураспада $t_{1/2}$.

Типы радиоактивного распада обозначаются следующим образом:

β — β^- -распад,

e — захват электрона или β^+ -распад,

α — испускание α -частиц,

f — спонтанное деление,

2β — двойной β^- -распад ($\beta^-\beta^-$).

Если указано более одного способа распада, то они приведены в порядке убывания их вероятности (доминирующий распад указан первым). Распады с относительной вероятностью $< 1\%$ не приводятся.

Данные для табл. II.1 взяты из: *Tuli J. K. Nuclear Wallet Cards. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory, USA, 2005.*

Таблица II.1

Z	Элемент	Символ	A	J^P	Дефект масс Δ , МэВ	Распространенность, % или тип распада	$t_{1/2}$
0	Нейтрон	n	1	$1/2^+$	8,071	β	10,24 мин
1	Водород	H	1	$1/2^+$	7,289	99,985	12,32 года
	Дейтерий	D	2	1^+	13,136	0,015	
	Тритий	T	3	$1/2^+$	14,950	β	
2	Гелий	He	3	$1/2^+$	14,931	0,000137	99,999863
			4	0^+	2,425		
3	Литий	Li	6	1^+	14,087	7,59	92,41
			7	$3/2^-$	14,908		
4	Бериллий	Be	7	$3/2^-$	15,770	e	53,22 сут $0,7 \cdot 10^{-16}$ с
			8	0^+	4,942	α	
			9	$3/2^-$	11,348	100	
5	Бор	B	10	3^+	12,051	19,8	80,2
			11	$3/2^-$	8,668		
			12	1^+	13,369	β	
6	Углерод	C	11	$3/2^-$	10,650	e	20,20 мс 20,334 мин
			12	0^+	0	98,89	
			13	$1/2^-$	3,125	1,11	
			14	0^+	3,020	β	
			16	0^+	13,694	β	

Продолжение таблицы II.1

Z	Элемент	Символ	A	J ^P	Дефект масс Δ, МэВ	Распростра- ненность, % или тип распада	t _{1/2}
7	Азот	N	13	1/2 ⁻	5,345	e	9,965 мин
			14	1 ⁺	2,863	99,634	
			15	1/2 ⁻	0,101	0,366	
8	Кислород	O	16	2 ⁻	5,684	β	7,13 с 122,24 с
			15	1/2 ⁻	2,856	e	
			16	0 ⁺	-4,737	99,762	
			17	5/2 ⁺	-0,809	0,038	
			18	0 ⁺	-0,781	0,200	
9	Фтор	F	19	1/2 ⁺	-1,487	100	
10	Неон	Ne	20	0 ⁺	-7,042	90,48	
			21	3/2 ⁺	-5,732	0,27	
			22	0 ⁺	-8,025	9,25	
11	Натрий	Na	22	3 ⁺	-5,182	e	2,6017 лет
			23	3/2 ⁺	-9,530	100	
12	Магний	Mg	23	3/2 ⁺	-5,474	e	11,317 с
			24	0 ⁺	-13,934	78,99	
			25	5/2 ⁺	-13,193	10,00	
			26	0 ⁺	-16,215	11,01	
			27	5/2 ⁺	-17,197	100	
13	Алюминий	Al	26	5 ⁺	-12,210	e	7,17 · 10 ⁵ лет
			27	5/2 ⁺	-17,197	100	
14	Кремний	Si	28	0 ⁺	-21,493	92,23	
			29	1/2 ⁺	-21,895	4,683	
			30	0 ⁺	-24,433	3,087	
			31	3/2 ⁺	-22,949	β	157,3 мин
15	Фосфор	P	31	1/2 ⁺	-24,441	100	
			32	1 ⁺	-24,305	β	14,262 сут
16	Сера	S	32	0 ⁺	-26,016	95,02	
			33	3/2 ⁺	-26,586	0,75	
			34	0 ⁺	-29,932	4,21	
			35	3/2 ⁺	-28,846	β	87,51 сут
17	Хлор	Cl	35	3/2 ⁺	-29,014	75,77	
			36	2 ⁺	-29,522	β	3,01 · 10 ⁵ лет
			37	3/2 ⁺	-31,761	24,23	
18	Аргон	Ar	36	0 ⁺	-30,232	0,3365	
			38	0 ⁺	-34,715	0,0632	
			40	0 ⁺	-35,040	99,6003	
19	Калий	K	39	3/2 ⁺	-33,807	93,2581	
			40	4 ⁻	-33,535	0,0117, β, e	1,248 · 10 ⁹ лет
			41	3/2 ⁺	-35,559	6,7302	
20	Кальций	Ca	40	0 ⁺	-34,846	96,94	
			41	7/2 ⁻	-35,138	e	1,02 · 10 ⁵ лет
			44	0 ⁺	-41,468	2,09	
21	Скандий	Sc	45	7/2 ⁻	-41,068	100	
			22	Титан	Ti	48	0 ⁺

Продолжение таблицы II.1

Z	Элемент	Символ	A	J ^p	Дефект масс Δ, МэВ	Распростра- ненность, % или тип распада	t _{1/2}
23	Ванадий	V	51	7/2 ⁻	-52,201	99,750	
24	Хром	Cr	52	0 ⁺	-55,417	83,789	
			53	3/2 ⁻	-55,285	9,501	
25	Марганец	Mn	55	5/2 ⁻	-57,711	100	
26	Железо	Fe	56	0 ⁺	-60,605	91,754	
			57	1/2 ⁻	-60,180	2,119	
27	Кобальт	Co	56	4 ⁺	-56,039	e	77,233 сут
			59	7/2 ⁻	-62,228	100	
			60	5 ⁺	-61,649	β	1 925,28 сут
28	Никель	Ni	56	0 ⁺	-53,900	e	6,075 сут
			58	0 ⁺	-60,228	68,077	
			60	0 ⁺	-64,472	26,223	
29	Медь	Cu	63	3/2 ⁻	-65,579	69,17	
			65	3/2 ⁻	-67,264	30,83	
30	Цинк	Zn	64	0 ⁺	-66,004	48,63	
			66	0 ⁺	-68,899	27,90	
			68	0 ⁺	-70,007	18,75	
31	Галлий	Ga	69	3/2 ⁻	-69,328	60,108	
			71	3/2 ⁻	-70,140	39,892	
32	Германий	Ge	70	0 ⁺	-70,563	20,37	
			72	0 ⁺	-72,586	27,31	
			74	0 ⁺	-73,422	36,73	
33	Мышьяк	As	75	3/2 ⁻	-73,032	100	
34	Селен	Se	78	0 ⁺	-77,026	23,77	
			80	0 ⁺	-77,760	49,61	
35	Бром	Br	79	3/2 ⁻	-76,068	50,69	
			81	3/2 ⁻	-77,975	49,31	
36	Криптон	Kr	84	0 ⁺	-82,431	57,00	
37	Рубидий	Rb	85	5/2 ⁻	-82,167	72,17	
38	Стронций	Sr	88	0 ⁺	-87,922	82,58	
			90	0 ⁺	-85,942	β	28,90 лет
			95	1/2 ⁺	-75,117	β	23,90 с
39	Иттрий	Y	89	1/2 ⁻	-87,702	100	
40	Цирконий	Zr	90	0 ⁺	-88,767	51,45	
41	Ниобий	Nb	93	9/2 ⁺	-87,208	100	
42	Молибден	Mo	98	0 ⁺	-88,112	24,13	
43	Технеций	Tc	98	(6) ⁺	-86,428	β	4,2 · 10 ⁶ лет
44	Рутений	Ru	102	0 ⁺	-89,098	31,55	
45	Родий	Rh	103	1/2 ⁻	-88,022	100	
			104	1 ⁺	-86,950	β	42,3 с
46	Палладий	Pd	106	0 ⁺	-89,902	27,33	
47	Серебро	Ag	107	1/2 ⁻	-88,402	51,839	
			108	1 ⁺	-87,602	β, e	2,37 мин
			109	1/2 ⁻	-88,723	48,161	

Продолжение таблицы II.1

Z	Элемент	Символ	A	J ^p	Дефект масс Δ, МэВ	Распростра- ненность, % или тип распада	t _{1/2}
48	Кадмий	Cd	110	1 ⁺	-87,461	β	24,6 с
			114	0 ⁺	-90,021	28,73	
49	Индий	In	114	1 ⁺	-88,572	β	71,9 с
			115	9/2 ⁺	-89,537	95,71, β	
50	Олово	Sn	114	0 ⁺	-90,561	0,66	4,41 · 10 ¹⁴ лет
			119	1/2 ⁺	-90,068	8,59	
			120	0 ⁺	-91,105	32,58	
			121	5/2 ⁺	-89,595	57,21	
51	Сурьма	Sb	123	7/2 ⁺	-89,224	42,79	> 5 · 10 ²³ лет
			130	0 ⁺	-87,351	34,08, 2β	
52	Теллур	Te	130	0 ⁺	-87,351	100	8,0207 сут
53	Йод	I	127	5/2 ⁺	-88,983	β	
54	Ксенон	Xe	131	7/2 ⁺	-87,444	β	> 2,4 · 10 ²¹ лет
			132	0 ⁺	-89,281	26,909	
			136	0 ⁺	-86,425	8,857, 2β	
			139	3/2 ⁻	-75,64	β	
55	Цезий	Cs	133	7/2 ⁺	-88,071	100	39,68 с
			137	7/2 ⁺	-86,546	β	
			138	0 ⁺	-88,262	71,698	
57	Лантан	La	139	7/2 ⁺	-87,231	99,910	30,03 лет
58	Церий	Ce	140	0 ⁺	-88,083	88,450	
59	Празеодим	Pr	141	5/2 ⁺	-86,021	100	2,29 · 10 ¹⁵ лет
60	Неодим	Nd	142	0 ⁺	-85,955	27,2	
			144	0 ⁺	-83,753	23,8, α	
61	Прометий	Pm	145	5/2 ⁺	-81,274	e	
62	Самарий	Sm	152	0 ⁺	-74,769	26,75	3,76 · 10 ¹⁰ лет
63	Европий	Eu	151	5/2 ⁺	-74,659	47,81	
64	Гадолиний	Gd	153	5/2 ⁺	-73,373	52,19	> 2,9 · 10 ¹⁹ лет
			158	0 ⁺	-70,697	24,84	
65	Тербий	Tb	159	3/2 ⁺	-69,539	100	4,12 · 10 ¹⁰ лет
66	Диспрозий	Dy	164	0 ⁺	-65,973	28,18	
67	Гольмий	Ho	165	7/2 ⁻	-64,905	100	15,4 сут
68	Эрбий	Er	166	0 ⁺	-64,932	33,503	
69	Тулий	Tm	169	1/2 ⁺	-61,280	100	4,12 · 10 ¹⁰ лет
70	Иттербий	Yb	174	0 ⁺	-56,950	31,83	
71	Лютеций	Lu	175	7/2 ⁺	-55,171	97,41	3,76 · 10 ¹⁰ лет
			176	7 ⁻	-53,387	2,59, β	
72	Гафний	Hf	180	0 ⁺	-49,788	35,08	> 2,9 · 10 ¹⁹ лет
73	Тантал	Ta	181	7/2 ⁺	-48,442	99,988	
74	Вольфрам	W	184	0 ⁺	-45,707	30,64, α	4,12 · 10 ¹⁰ лет
75	Рений	Re	185	5/2 ⁺	-43,822	37,40	
			187	5/2 ⁺	-41,216	62,60, β	
76	Осмий	Os	191	9/2 ⁻	-36,394	β	15,4 сут
			192	0 ⁺	-35,881	40,93	
77	Иридий	Ir	191	3/2 ⁺	-36,706	37,3	

Продолжение таблицы II.1

Z	Элемент	Символ	A	J ^p	Дефект масс Δ, МэВ	Распростра- ненность, % или тип распада	t _{1/2}			
78	Платина	Pt	193	3/2 ⁺	-34,534	62,7				
			195	1/2 ⁻	-32,797	33,832				
79	Золото	Au	197	3/2 ⁺	-31,141	100				
			198	0 ⁺	-30,954	9,97				
80	Ртуть	Hg	202	0 ⁺	-27,346	29,86				
			203	1/2 ⁺	-25,761	29,524				
81	Таллий	Tl	205	1/2 ⁺	-23,821	70,476				
			206	0 ⁻	-22,253	β	4,200 мин			
			208	5(+)	-16,750	β	3,053 мин			
82	Свинец	Pb	206	0 ⁺	-23,785	24,1				
			207	1/2 ⁻	-22,452	22,1				
			208	0 ⁺	-21,749	52,4				
			209	9/2 ⁺	-17,614	β	3,253 ч			
			210	0 ⁺	-14,728	β	22,20 лет			
			211	9/2 ⁺	-10,491	β	36,1 мин			
			212	0 ⁺	-7,547	β	10,64 ч			
			214	0 ⁺	-0,181	β	26,8 мин			
			83	Висмут	Bi	209	9/2 ⁻	-18,258	100, α	1,9 · 10 ¹⁹ лет
						210	1 ⁻	-14,792	β	5,012 сут
211	9/2 ⁻	-11,858				α	2,14 мин			
84	Полоний	Po	212	1(-)	-8,117	β, α	60,55 мин			
			210	0 ⁺	-15,953	α	138,376 сут			
			211	9/2 ⁺	-12,432	α	0,516 с			
			214	0 ⁺	-4,470	α	164,3 мкс			
85	Астат	At	218		8,10	α	1,5 с			
86	Радон	Rn	222	0 ⁺	16,374	α	3,8235 сут			
87	Франций	Fr	223	3/2(-)	18,384	β	22,00 мин			
88	Радий	Ra	226	0 ⁺	23,669	α	1 600 лет			
89	Актиний	Ac	227	3/2 ⁻	25,851	β, α	21,772 лет			
90	Торий	Th	228	0 ⁺	26,772	α	1,9116 лет			
			232	0 ⁺	35,448	100, α	1,405 · 10 ¹⁰ лет			
91	Протактиний	Pa	231	3/2 ⁻	33,426	α	3,276 · 10 ⁴ лет			
92	Уран	U	232	0 ⁺	34,611	α	68,9 лет			
			233	5/2 ⁺	36,920	α	1,592 · 10 ⁵ лет			
			235	7/2 ⁻	40,921	0,7204, α	7,04 · 10 ⁸ лет			
			236	0 ⁺	42,446	α	2,342 · 10 ⁷ лет			
			238	0 ⁺	47,309	99,2742, α	4,468 · 10 ⁹ лет			
			239	5/2 ⁺	50,574	β	23,45 мин			
			239	5/2 ⁺	49,312	β	2,356 сут			
93	Нептуний	Np	239	5/2 ⁺	49,312	β	2,356 сут			
94	Плутоний	Pu	236	0 ⁺	42,903	α	2,858 года			
			239	1/2 ⁺	48,590	α	2,4110 · 10 ⁴ лет			
95	Америций	Am	243	5/2 ⁻	57,176	α	7 370 лет			
96	Кюрий	Cm	245	7/2 ⁺	61,005	α	8 500 лет			
97	Берклий	Bk	247	(3/2 ⁻)	65,491	α	1 380 лет			

Окончание таблицы II.1

Z	Элемент	Символ	A	J ^p	Дефект масс Δ, МэВ	Распростра- ненность, % или тип распада	t _{1/2}
98	Калифорний	Cf	249	9/2 ⁻	69,726	α	351 год
99	Эйнштейний	Es	254	(7 ⁺)	81,992	α	275,7 сут
100	Фермий	Fm	253	(1/2) ⁺	79,350	e, α	3,00 сут
101	Менделевий	Md	255	(7/2 ⁻)	84,843	e, α	27 мин
102	Нобелий	No	255	(1/2 ⁺)	86,85	α, e	3,1 мин
103	Лоуренсий	Lr	257		92,7	α	0,646 с
104	Резерфордий	Rf	261		101,32	α, e, f	65 с
105	Дубний	Db	262		106,3	α, f	35 с
106	Сиборгий	Sg	263		110,2	α, f	1,0 с
107	Борий	Bh	265		116,6	α	0,9 с
108	Хассий	Hs	264	0 ⁺	119,6	α, f	0,8 мс
109	Мейтнерий	Mt	267		127,9	α?	10 мс
110	Дармштадтий	Ds	271		136,1	α	1,63 мс
111	Рентгений	Rg	273		143,2	α?	5 мс
112			277		152,7	α	0,69 мс
113			285		166,5	α?, f?	2 мин
114			288?		173,0	α	0,8 с
115			291		181,1	α?, f?	1 мин
116			290	0 ⁺	185,0	α	15 мс
117			291		192,4	α?, f?	10 мс
			292		193,3	α?, f?	50 мс
118			294?	0 ⁺		α, f?	1,8 мс

III. Физические константы и единицы (приближенные значения)

c — скорость света в вакууме	$3,00 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.
G — гравитационная постоянная	$6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$.
N_A — число Авогадро	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.
k — постоянная Больцмана	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1} = 8,62 \cdot 10^{-11} \text{ МэВ} \cdot \text{К}^{-1}$.
e — величина заряда электрона	$1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ ед. СГСЭ}$.
h — постоянная Планка	$6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4,14 \cdot 10^{-21} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$;
$\hbar = h/(2\pi)$	$1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 6,58 \cdot 10^{-22} \text{ МэВ} \cdot \text{с}$;
$\hbar c$ — переходная константа	$3,16 \cdot 10^{-26} \text{ Дж} \cdot \text{м} = 197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}$.
$\alpha_e = e^2/(\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры	1/137.
m_e — масса электрона	$9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 0,511 \text{ МэВ} \cdot \text{с}^{-2}$.

$r_0 = e^2/(m_e c^2)$ — классический радиус электрона	$2,82 \cdot 10^{-13}$ см
R — постоянная Ридберга	$1,0974 \cdot 10^5$ см $^{-1}$.
$Ry = hcR$ — Ридберг	$2,18 \cdot 10^{-11}$ эрг = 13,60 эВ.
m_p — масса протона	$1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг = 938,27 МэВ \cdot c^{-2} .
m_n — масса нейтрона	$1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг = 939,57 МэВ \cdot c^{-2} .
$m_n - m_p$	$1,29$ МэВ \cdot c^{-2} .
$\mu_B = e\hbar/(2m_e c)$ — магнетон Бора	$9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж \cdot Тл $^{-1}$ = $5,79 \cdot 10^{-15}$ МэВ \cdot Гс $^{-1}$.
$\mu_N = e\hbar/(2m_p c)$ — ядерный магнетон	$5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж \cdot Тл $^{-1}$ = $3,15 \cdot 10^{-18}$ МэВ \cdot Гс $^{-1}$.
$m_{Pl} = (\hbar c/G)^{1/2}$ — масса Планка	$2,18 \cdot 10^{-8}$ кг = $1,22 \cdot 10^{19}$ ГэВ \cdot c^{-2} .
$r_{Pl} = (G\hbar/c^3)^{1/2}$ — планковская длина (квант расстояния)	$1,6 \cdot 10^{-33}$ см.
$t_{Pl} = (G\hbar/c^5)^{1/2}$ — планковское время (квант времени)	$5,4 \cdot 10^{-44}$ с.
M_\odot — масса Солнца	$2 \cdot 10^{30}$ кг.
H — постоянная Хаббла	73 км \cdot с $^{-1}$ \cdot мегаларсек $^{-1}$.
t_0 — возраст Вселенной	$14 \cdot 10^9$ лет.
T_{ph} — температура реликтового (Фонового) излучения	$2,7$ К.

Энергия:

$$1 \text{ эВ} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Дж};$$

$$1 \text{ эВ} = 10^{-3} \text{ кэВ} = 10^{-6} \text{ МэВ} = 10^{-9} \text{ ГэВ} = 10^{-12} \text{ ТэВ}.$$

Длина:

$$1 \text{ Фм (ферми)} = 10^{-13} \text{ см};$$

$$1 \text{ пк (парсек)} = 3,09 \cdot 10^{16} \text{ м};$$

$$1 \text{ световой год} = 9,46 \cdot 10^{15} \text{ м}.$$

Масса:

$$1 \text{ а. е. м. (атомная единица массы)} = 931,5 \text{ МэВ}/c^2 = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}.$$

Эффективное сечение и электрический квадрупольный момент:

$$1 \text{ б (барн)} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ Фм}^2.$$

Активность:

$$1 \text{ Бк (беккерель)} = 1 \text{ распад} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$1 \text{ Ки (кюри)} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

$$1 \text{ год} \approx \pi \cdot 10^7 \text{ с}.$$

IV. Хронология

Ниже приведен неполный список основных событий и гипотез, которые сформировали современный взгляд на физику частиц, атомных ядер и космологию.

440 г. до н. э.

Демокрит выдвинул гипотезу о неделимых частицах — «атомах».

1687 г.

Исаак Ньютон (Isaac Newton) сформулировал законы движения и всемирного тяготения.

1864 г.

Джеймс Клерк Максвелл (James Clerk Maxwell) создал объединенную теорию электромагнетизма.

1871 г.

Дмитрий Менделеев открыл периодическую систему элементов.

1887 г.

Генрих Герц (Heinrich Hertz) открыл фотоэлектрический эффект.

1895 г.

Вильгельм Рентген (Wilhelm Röntgen) открыл рентгеновские лучи.

1896 г.

Антуан Беккерель (Antoine Becquerel) открыл радиоактивность.

1897 г.

Джозеф Джон Томсон (Joseph John Thomson) открыл электрон.

1898 г.

Мария (Marie) и Пьер Кюри (Pierre Curie) выделили и изучили радий и полоний.

1899 г.

Эрнст Резерфорд (Ernest Rutherford) открыл, что уран излучает положительно заряженные альфа-частицы и отрицательно заряженные бета-частицы.

1900 г.

Поль Виллард (Paul Villard) открыл гамма-лучи при изучении распада урана.

Макс Планк (Max Planck) выдвинул гипотезу квантов и сформулировал закон излучения черного тела.

1905 г.

Альберт Эйнштейн (Albert Einstein) объяснил фотоэлектрический эффект и создал специальную теорию относительности.

1908 г.

Ганс Гейгер (Hans Geiger) и Эрнст Резерфорд сконструировали прибор для регистрации отдельных заряженных частиц. В 1928 г. Ганс Гейгер и Вальтер Мюллер (Walther Müller) усовершенствовали его (счетчик Гейгера—Мюллера).

1909 г.

Ганс Гейгер и Эрнст Марсден (Ernest Marsden) обнаружили отклонение альфа-частиц на большие углы при их прохождении через тонкие фольги.

Эрнст Резерфорд и Томас Ройдс (Thomas Royds) доказали, что альфа-частицы это дважды ионизированные атомы гелия.

1911 г.

Эрнст Резерфорд объяснил эксперимент Гейгера—Марсдена, предложив модель атома с центральным положительно заряженным ядром, и вывел формулу для рассеяния заряженных частиц в кулоновском поле.

Ганс Гейгер и Джон Нэттол (John Nuttall) установили зависимость между временем жизни и энергией альфа-распада радиоактивных ядер (закон Гейгера—Нэттола).

1912 г.

Чарльз Вильсон (Charles Wilson) изобрел камеру, названную его именем.

Виктор Гесс (Victor Hess) открыл космические лучи.

1913 г.

Нильс Бор (Niels Bohr) предложил квантовую модель атома.

Роберт Милликен (Robert Millikan) измерил элементарный электрический заряд.

Э. Герцшпрунг (E. Hertzsprung) и Генри Рессел (Henry Russell) опубликовали диаграмму *абсолютная звездная величина (светимость) — температура поверхности звезды*.

1914 г.

Эрнст Резерфорд предположил, что атомное ядро содержит протоны.

1916 г.

Альберт Эйнштейн сформулировал общую теорию относительности — физическую теорию пространства, времени и тяготения.

1917 г.

Альберт Эйнштейн на основе общей теории относительности построил модель стационарной Вселенной, вводя космические силы отталкивания (космологический член).

1918 г.

Эмми Нётер (Emmi Noether) сформулировала теорему о соответствии каждого вида симметрии природы (системы) своему закону сохранения (теореме Нётер).

1919 г.

Артур Эддингтон (Arthur Eddington) выдвинул предположение, что источником энергии звезд является превращение водорода в гелий.

Фрэнсис Астон (Francis Aston) построил масс-спектрограф с высокой разрешающей способностью и предложил электромагнитный метод разделения изотопов. (Принцип действия масс-спектрографа предложил в 1907 г. Джозеф Джон Томсон.)

Эрнст Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ и доказал наличие в атомных ядрах протонов.

1922 г.

Артур Комптон (Arthur Compton) исследовал рассеяние рентгеновских лучей на электронах и доказал существование фотона.

Александр Фридман в рамках общей теории относительности сформулировал модели нестационарной Вселенной.

1923 г.

Луи де Бройль (Louis de Broglie) предположил, что электрон может иметь волновые свойства.

1924 г.

Вольфганг Паули (Wolfgang Pauli) сформулировал принцип запрета для электронов в атоме, распространенный в дальнейшем на все тождественные частицы с полуцелым спином (принцип Паули).

Сатиендра Бозе (Satyendra Bose) и Альберт Эйнштейн ввели квантовую статистику для тождественных частиц с нулевым и целым спином (статистику Бозе—Эйнштейна).

Вальтер Боте (Walther Bothe) разработал метод совпадений.

1925 г.

Джордж Уленбек (George Uhlenbeck) и Самуэль Гудсмит (Samuel Goudsmit) постулировали спин электрона.

Вернер Гейзенберг (Werner Heisenberg), Макс Борн (Max Born) и Паскуаль Иордан (Pascual Jordan) сформулировали матричную квантовую механику.

1926 г.

Эрвин Шрёдингер (Erwin Schrödinger) получил свое нерелятивистское волновое уравнение, сформулировал волновую квантовую механику и доказал, что матричная и волновая формулировки квантовой механики эквивалентны.

Эрвин Шрёдингер, Оскар Клейн (Oskar Klein), Вальтер Гордон (Walter Gordon) и Владимир Фок получили релятивистски-инвариантное волновое уравнение для частицы со спином 0 (уравнение Клейна—Гордона—Фока).

Энрико Ферми (Enrico Fermi) и Поль Дирак (Paul Dirac) ввели квантовую статистику для тождественных частиц с полуцелым спином (статистику Ферми—Дирака).

1927 г.

Клинтон Дэвиссон (Clinton Davisson), Лестер Гермер (Lester Germer) и Джордж Томсон (George Thomson) подтвердили волновую природу электрона.

Вернер Гейзенберг установил принцип неопределенности.

Макс Борн дал вероятностную интерпретацию волновой функции.

Эуген Вигнер (Eugene Wigner) сформулировал закон сохранения пространственной четности.

1928 г.

Поль Дирак получил релятивистское квантовое уравнение для электрона, названное его именем.

Чарльз Г. Дарвин (Charles G. Darwin) и Вальтер Гордон решили уравнение Дирака для кулоновского потенциала.

Дуглас Хартри (Douglas Hartree) разработал метод самосогласованного поля, развитый в 1930 г. Владимиром Фоком (метод Хартри—Фока).

Георгий Гамов, Эдвард Кондон (Edward Condon) и Роналд Герни (Ronald Gurney) создали квантовую теорию α -распада.

1929 г.

Оскар Клейн (Oskar Klein) и Иошио Нишина (Yoshio Nishina) вывели формулу для рассеяния высокоэнергичных фотонов на электронах.

Невилл Мотт (Nevill Mott) вывел формулу для кулоновского рассеяния релятивистских электронов (формулу Мотта).

Эдвин Хаббл (Edwin Hubble) установил, что галактики удаляются друг от друга.

Эрнест Лоуренс (Ernest Lawrence) предложил идею циклотрона.

1930 г.

Вольфганг Паули выдвинул гипотезу нейтрино для объяснения спектра электронов бета-распада.

Роберт Ван де Грааф (Robert Van de Graaff) создал электростатический ускоритель (генератор Ван де Граафа).

1931 г.

Субраманиян Чандрасекар (Subramanyan Chandrasekhar) создал квантовую теорию белых карликов.

1932 г.

Джон Кокрофт (John Cockcroft) и Томас Уолтон (Thomas Walton) пучком протонов расщепили ядра бора и лития.

Джеймс Чедвик (James Chadwick) открыл нейтрон.

Вернер Гейзенберг, Дмитрий Иваненко и Этторе Майорана (Ettore Majorana) предложили протон-нейтронную модель атомного ядра.

Вернер Гейзенберг выдвинул гипотезу о протоне и нейтроне как двух зарядовых состояниях одной частицы — нуклона.

Карл Андерсон (Carl Anderson) с помощью камеры Вильсона в магнитном поле открыл позитрон в космических лучах.

Лев Ландау предсказал возможность существования нейтронных звезд.

1933 г.

Отто Штерн (Otto Stern) впервые измерил магнитный момент протона.

Фриц Цвикки (Fritz Zwicky) предположил существование скрытой массы в скоплениях галактик и возможность образования компактных нейтронных звезд в результате взрывов сверхновых.

1934 г.

Ирен (Irene) и Фредерик Жолио-Кюри (Frederic Joliot-Curie) в результате бомбардировки альфа-частицами алюминия получили первый искусственный радиоактивный изотоп ^{30}P .

Лео Сцилард (Leo Szilard) понял, что возможны цепные ядерные реакции.

Энрико Ферми сформулировал теорию бета-распада и ввел новое понятие — слабое взаимодействие.

Энрико Ферми предложил облучать уран нейтронами, чтобы получать трансуранные элементы.

Павел Черенков сообщил о световом излучении, возникающем при прохождении релятивистских частиц через несцинтиллирующие жидкости (черенковское излучение).

1935 г.

Хидеки Юкава (Hideki Yukawa) разработал теорию ядерного взаимодействия и предсказал мезоны — кванты ядерного поля.

Игорь Курчатов, Борис Курчатов, Лев Мысовский, Лев Русинов открыли ядерную изомерию.

Карл фон Вайцзеккер (Carl von Weizsacker), рассматривая ядро как каплю заряженной жидкости, написал формулу для его энергии связи.

1936 г.

Эуген Вигнер разработал теорию поглощения нейтронов атомными ядрами.

Грегори Брейт (Gregory Breit) и Эуген Вигнер предложили дисперсионную формулу ядерных реакций (формула Брейта—Вигнера).

Грегори Брейт, Эдвард Кондон и Ричард Презент (Richard Present) выдвинули гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил.

Бенедикт Кассен (Benedict Cassen) и Эдвард Кондон ввели понятие «изотопический спин».

Нильс Бор и Яков Френкель создали капельную модель ядра.

Нильс Бор создал теорию составного (компаунд) ядра.

1937 г.

Сет Недермейер (Seth Neddermeyer), Карл Андерсон (Carl Anderson), Джейбс Стрит (Jabez Street) и Эдвард Стивенсон (Edward Stevenson) открыли мюон в космических лучах, используя камеру Вильсона в магнитном поле.

Исаак Раби (Isaac Rabi) разработал магнитный резонансный метод определения ядерных моментов.

Игорь Тамм и Илья Франк создали теорию излучения Вавилова—Черенкова.

Эмилио Сегре (Emilio Segre) и Карло Перье (Carlo Perrier) синтезировали первый искусственный элемент — технеций.

Этторе Майорана рассмотрел модель истинно нейтрального нейтрино.

1938 г.

Ганс Бете (Hans Bethe) и Чарльз Критчфилд (Charles Critchfield) открыли протон-протонный цикл термоядерных реакций как источник энергии звезд.

Ганс Бете и Карл фон Вайцзеккер открыли углеродно-азотный цикл термоядерных реакций.

Эрнст Штукельберг (Ernst Stueckelberg) для объяснения стабильности протона ввел понятие барионного числа.

1939 г.

Отто Ган (Otto Hahn) и Фриц Штрассман (Fritz Strassman), облучая соли урана тепловыми нейтронами, обнаружили среди продуктов реакций барий.

Лиза Мейтнер (Lise Meitner) и Отто Фриш (Otto Frisch) определили, что в эксперименте Гана—Штрассмана происходило деление урана.

Нильс Бор и Джон Уилер (John Wheeler) дали количественную интерпретацию деления ядра, введя параметр деления. Яков Френкель развил капельную теорию деления ядер медленными нейтронами.

Лео Сцилард, Эуген Вигнер, Энрико Ферми, Джон Уилер, Фредерик Жолио-Кюри, Яков Зельдович и Юлий Харитон обосновали возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления.

В. Фарри (W. Furry) впервые рассмотрел безнейтринный двойной бета-распад.

Роберт Оппенгеймер (Robert Oppenheimer) и Хартленд Снайдер (Hartland Snyder) предсказали существование черных дыр в рамках общей теории относительности.

1940 г.

Вольфганг Паули доказал теорему об однозначной связи типа квантовой статистики со спином частицы.

Георгий Флеров и Константин Петржак открыли явление спонтанного деления ядер ^{235}U .

Дональд Керст (Donald Kerst) построил бетатрон.

Георгий Гамов и Марио Шенберг (Mario Schönberg) впервые рассмотрели роль нейтрино в эволюции звезд — урка-процесс при коллапсе сверхновой.

1940—1953 гг.

Глен Сиборг (Glen Seaborg) и др. синтезировали трансурановые элементы: плутоний, нептуний, америций, кюрий, берклий, калифорний, эйнштейний, фермий.

1942 г.

Энрико Ферми осуществил управляемую цепную реакцию деления в первом атомном реакторе.

Джеймс Аллен (James Allen) в e -захвате на ядре бериллия-7 измерил импульс отдачи конечного ядра, подтвердив гипотезу о существовании нейтрино.

1943 г.

Син-Итиро Томонага (Sin-Itiro Tomonaga) опубликовал статью с основными принципами квантовой электродинамики.

1944 г.

Владимир Векслер и Эдвин Макмиллан (Edwin McMillan) открыли принцип автофизировки, который лег в основу создания новых ускорителей.

Дмитрий Иваненко и Исаак Померанчук предсказали синхротронное излучение.

1945 г.

Взорвана первая атомная бомба (США).

1946 г.

Георгий Гамов сформулировал концепцию горячей Вселенной, легшей в основу модели «Большого взрыва», и предложил теорию синтеза химических элементов.

Бруно Понтекорво (Bruno Pontecorvo) предложил «хлорный метод» детектирования нейтрино.

Уиллард Либби (Willard Libby) разработал радиоуглеродный метод геохронологии.

1947 г.

Сесил Пауэлл (Cecil Powell), Чезаре Латес (Cesare Lattes) и Джузеппе Оккиалини (Giuseppe Occhialini) открыли пионы, исследуя треки частиц космических лучей.

Поликарп Каш (Polikarp Kusch) обнаружил аномальный магнитный момент электрона.

Уиллис Лэмб (Willis Lamb) и Роберт Ризерфорд (Robert Retherford) обнаружили расщепление уровней атома водорода, обусловленное взаимодействием электрона с вакуумом (лэмбовский сдвиг уровней).

Ричард Фейнман (Richard Feynman) предложил диаграммный метод в квантовой электродинамике.

Джордж Рочестер (George Rochester) и Клиффорд Батлер (Clifford Butler) открыли странные частицы.

Г. Болдуин (G. S. Baldwin) и Г. Клайбер (G. S. Klaiber) впервые наблюдали гигантский резонанс в ядерных реакциях под действием фотонов.

Вильям Фаулер (William Fowler) заложил основы экспериментальной ядерной астрофизики.

1948 г.

Мария Гепперт-Майер (Maria Goeppert-Meyer) и Ханс Йенсен (Hans Jensen) создали оболочечную модель ядра.

Ральф Алфер (Ralf Alpher) и Роберт Херман (Robert Herman) на основе модели «Большого взрыва» Гамова предсказали реликтовое фоновое излучение во Вселенной с температурой несколько кельвинов.

1949 г.

Син-Итиро Томонага, Юлиан Швингер (Julian Schwinger) и Ричард Фейнман создали перенормируемую квантовую электродинамику.

Рольф Видерое (Rolf Wideroe) выдвинул идею встречных пучков, в дальнейшем развитую Дональдом Керстом и Гершем Будкером.

1950 г.

Оге Бор (Aage Bohr) и Бен Моттelson (Ben Mottelson) разработали коллективную модель ядра.

1951 г.

Группа экспериментаторов под руководством Энрико Ферми открыла в пион-протонном столкновении Δ -резонанс — возбужденное состояние нуклона.

Борис Джелепов предсказал протонную радиоактивность.

1953 г.

Взорвана первая водородная бомба (СССР).

Гиорги Маркс (György Marx), Яков Зельдович, Эмиль Конопинский (Emil Konopinsky) и Г. Махмуд (H. Mahmoud) ввели лептонный заряд.

Мюррей Гелл-Манн (Murray Gell-Mann) и Казухико Нишиджима (Kazuhiko Nishijima) ввели понятие странности, открыли закон сохранения странности и предложили формулу Гелл-Манна—Нишиджимы.

Вал Фитч (Val Fitch) и Джеймс Рейнуотер (James Rainwater) измерили радиусы ядер в области значений Z от 13 до 83.

Роберт Хофштадтер (Robert Hofstadter) с помощью рассеяния электронов впервые наблюдал внутреннюю структуру ядра.

Виктор Вайскопф (Victor Weisskopf), Герман Фешбах (Herman Feshbach) и Чарльз Портер (Charles Porter) развили оптическую модель ядерных реакций.

Мариан Даныш (Marian Danysz) и Ежи Пневский (Jerzy Pniewski) обнаружили гипер-ядра (в их состав наряду с нуклонами входят гипероны).

1954 г.

Янг Чень-ин (Chen Yang) и Роберт Миллс (Robert Mills) исследовали теорию адронного изоспина с требованием локальной калибровочной инвариантности в пространстве вращения изоспина — первую неабелеву калибровочную теорию.

1955 г.

Оуэн Чемберлен (Owen Chamberlain), Эмилио Сегре (Emilio Segre), Клайд Виганд (Clyde Wiegand) и Томас Ипсилантис (Thomas Ypsilantis) открыли антипротон.

Джеффри Бербидж (Geoffrey Burbidge), Вильям Фаулер и Фред Хойл (Fred Hoyle) выдвинули теорию образования химических элементов в звездах.

Свен Нильссон (Sven Nilsson) разработал оболочечную модель деформированных атомных ядер.

1956 г.

Фредерик Райнес (Frederick Reines) и Клайд Коэн (Clyde Cowan) впервые зарегистрировали антинейтрино.

Янг Чень-ин и Ли Цзун-дао (Tsung Lee) предположили нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Ву Цзяньсюн (Chien Shiung Wu) открыла несохранение пространственной четности в бета-распаде.

Роберт Хофштадтер впервые измерил электромагнитный радиус протона.

1957 г.

Лев Ландау предложил понятие комбинированной четности.

Герхард Людерец (Gerhart Luders) доказал *CPT*-теорему.

Ричард Фейнман, Мюррей Гелл-Манн, Роберт Маршак (Robert Marshak) и Эннакел Сударшан (Eppackel Sudarshan) создали универсальную теорию слабых взаимодействий.

Бруно Понтекорво выдвинул идею нейтринных осцилляций.

1958 г.

Джеймс Ван Аллен (James Van Allen), Сергей Вернов и Александр Чудаков открыли радиационные пояса Земли.

Рудольф Мёссбауэр (Rudolph Mössbauer) открыл явление ядерного гамма-резонанса без отдачи (эффект Мёссбауэра).

1959 г.

Спартак Беляев и Вадим Соловьев создали сверхтекучую модель ядра.

1960 г.

Луис Альварес (Luis Alvarez) открыл большое число адронных резонансов.

Виталий Гольданский предсказал двухпротонную радиоактивность.

1961 г.

Мюррей Гелл-Манн и Ювал Неэман (Yuval Ne'eman) открыли «восьмеричный путь» в классификации адронов — группу SU_3 .

Джеффри Голдстоун (Jeffery Goldstone) сформулировал теорему для определения типа нарушения симметрии.

1962 г.

Леон Ледерман (Leon Lederman) показал, что электронное нейтрино отличается от мюонного нейтрино.

1963–1966 г.

Синтезированы изотопы 102-го (No) и 104-го (Rf) элементов (Георгий Флеров и др.).

1963 г.

Мюррей Гелл-Манн и Георг Цвейг (George Zweig) предложили кварковую модель адронов.

Никола Кабиббо (Nicola Cabibbo) для универсализации константы слабого взаимодействия ввел механизм смешивания адронов (в дальнейшем, кварков) и параметр смешивания — угол Кабиббо.

Мартин Шмидт (Martin Schmidt) открыл квазары.

1964 г.

Питер Хиггс (Peter Higgs) предложил механизм возникновения массы частиц вследствие спонтанного нарушения локальной калибровочной симметрии.

Вал Фитч и Джеймс Кронин (James Cronin) обнаружили нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов.

1965 г.

Николай Боголюбов, Борис Струминский, Альберт Тавхелидзе, Мо-Вонг Хан (Mo-Voung Han), Еиширо Намбу (Yoishuro Nambu) и Ишиюки Миямото (Yoshiyuki Miyamoto) высказали догадку о существовании у кварков особой характеристики, названной Мюрреем Гелл-Манном цветом.

Арно Пензиас (Arno Penzias) и Роберт Вудро Вильсон (Robert Woodrow Wilson) открыли реликтовое фоновое излучение во Вселенной.

Эраст Глинер и Андрей Сахаров предложили уравнение с отрицательным давлением для описания состояния при сверхвысоких плотностях.

1966 г.

Леон Ледерман синтезировал ядра антидейтерия.

1967 г.

Стивен Вайнберг (Steven Weinberg), Абдус Салам (Abdus Salam) и Шелдон Глэшоу (Sheldon Glashow) создали модель электрослабого взаимодействия.

Эксперимент Рэймонда Дэвиса (Raimond Davis) по регистрации электронных нейтрино от Солнца показал заметный дефицит потока солнечных нейтрино по сравнению с результатами расчетов в рамках стандартной солнечной модели.

Энтони Хьюиш (Antony Hewish) и Джоселин Белл (J. Bell) открыли пульсары (нейтронные звезды).

Андрей Сахаров предложил механизм возникновения барионной асимметрии Вселенной.

1968 г.

Обнаружена партонная структура нуклона в глубоконеупругом электрон-протонном рассеянии (Стэнфорд, США).

Федор Шапиро наблюдал ультрахолодные нейтроны.

Началась разработка теории суперструн.

1970 г.

Шелдон Глэшоу, Джон Илиопулос (John Iliopoulos) и Лучиано Майани (Luciano Maiani) выдвинули гипотезу о существовании квантового числа «очарование».

Джозеф Черны (Joseph Cerny) обнаружил протонную радиоактивность.

Юрий Прокошкин синтезировал ядра антигелия.

1971 г.

Виталий Гольданский предсказал двухнейтронный распад.

1972 г.

Давид Киржниц и Андрей Линде предложили теорию развития ранней Вселенной, основанную на серии фазовых переходов.

1973 г.

Дэвид Политцер (David Politzer), Дэвид Гросс (David Gross) и Фрэнк Вильчек (Frank Wilczek) показали, что квантовая хромодинамика объясняет как эффекты асимптотической свободы кварков в адронах, так и эффекты невылетания кварков.

Герардус т'Хофт (Gerardus t'Hoof) доказал, что модель электрослабого взаимодействия перенормируема.

Экспериментально открыты нейтральные слабые токи (ЦЕРН).

1974 г.

Говард Джорджи (Howard Georgi) и Шелдон Глэшоу предложили первую теорию великого объединения взаимодействий, основанную на группе SU_5 .

Бартон Рихтер (Burton Richter) и Сэмюэль Тинг (Samuel Ting) открыли J/ψ -мезон — связанное состояние c -кварков.

Стефен Хокинг (Stephen Hawking) выдвинул концепцию испарения черных дыр.

1975 г.

Мартин Перл (Martin Perl) открыл тау-лептон.

1977 г.

Группа экспериментаторов во главе с Леоном Ледерманом обнаружила Υ -мезон — связанное состояние b -кварков.

1979 г.

Получено экспериментальное подтверждение существования глюона (DESY, Германия).

1981–1982 гг.

Алан Гус (Alan Guth), Андрей Линде, Андреас Альбрехт (Andreas Albrecht) и Пол Стейнхардт (Paul Steinhardt) предложили инфляционные модели эволюции Вселенной.

1983 г.

Карло Руббиа (Carlo Rubbia) и Симон ван дер Меер (Simon van der Meer) с коллаборацией CERN UA-1 открыли векторные W - и Z -бозоны.

1984 г.

Роуз (H. J. Rose) и Джонс (G. A. Jones) обнаружили кластерную радиоактивность.

Майкл Грин (Michael Green) и Джон Шварц (John Schwarz) показали, что динамика взаимодействий суперструн может однозначно фиксировать размерность пространства-времени.

1989 г.

На e^+e^- -коллайдерах SLC (СЛАК, США) и LEP (ЦЕРН, Швейцария) прецизионно измерена ширина резонанса Z -бозона и показано, что существует три поколения лептонов и кварков.

1992 г.

Джордж Смут (George Smoot) объявил об открытии руководимой им группой исследователей анизотропии реликтового фонового излучения Вселенной.

1995 г.

Открыт t -кварк (Лаборатория им. Э. Ферми, США).

1998 г.

Получено первое свидетельство осцилляций атмосферных мюонных нейтрино на установке Суперкамиоканде (Япония).

Обнаружено, что расширение Вселенной ускоряется.

2000 г.

Впервые наблюдалось тау-нейтрино (Лаборатории им. Э. Ферми).

Объявлено о получении кварк-глюонной плазмы при столкновении ультрарелятивистских тяжелых ядер (ЦЕРН).

2002 г.

Измерен суммарный поток всех сортов нейтрино от Солнца и решена проблемы дефицита солнечных нейтрино. Получены свидетельства осцилляций солнечных нейтрино (нейтринная обсерватория в Садбери, Канада).

2001–2004 гг.

Открыто нарушение CP -инвариантности в системах нейтральных B -мезонов.

V. Нобелевские лауреаты по физике

1901 г.

В. Рентген

За открытие лучей, названных его именем.

1902 г.

Х. Лоренц и П. Зеeman

За исследования влияния магнетизма на излучение.

1903 г.

А. Беккерель

За открытие спонтанной радиоактивности.

П. Кюри и М. Склодовская-Кюри

За исследования радиоактивности.

1904 г.

Дж. Релей

За исследования плотностей наиболее важных газов и открытие в связи с этими исследованиями аргона.

1905 г.

Ф. Леиард

За работы по катодным лучам.

1906 г.

Дж. Дж. Томсон

За выдающиеся заслуги в теоретических и экспериментальных исследованиях прохождения электричества через газы.

1907 г.

А. Майкельсон

За создание прецизионных оптических приборов и за спектроскопические и метрологические исследования, выполненные с их помощью.

1908 г.

Г. Липман

За метод воспроизведения цвета в фотографии, основанный на явлении интерференции.

1909 г.

Г. Маркони и К. Браун

За вклад в создание беспроволочного телеграфа.

1910 г.

Я. Ван дер Ваальс

За вывод уравнений агрегатных состояний газов и жидкостей.

1911 г.

В. Вин

За открытия законов теплового излучения.

1912 г.

Н. Дален

За изобретение автоматических регуляторов, соединенных с аккумуляторами газа, которые предназначены для осветительных систем маяков и бакенов.

1913 г.

Х. Каммерлинг-Оннес

За исследования свойств вещества при низких температурах, которые кроме всего прочего привели к получению жидкого гелия.

1914 г.

М. фон Лауэ

За открытие дифракции рентгеновских лучей в кристаллах.

1915 г.

У. Г. Брэгг и У. Л. Брэгг

За работы по анализу структуры кристаллов с помощью рентгеновских лучей.

1916 г. Премия не присуждалась.

1917 г.

Ч. Баркла

За открытие характеристического рентгеновского излучения элементов.

1918 г.

М. Планк

За вклад в развитие физики открытием кванта энергии.

1919 г.

Й. Штарк

За открытие эффекта Доплера в канальных лучах и расщепления спектральных линий в электрических полях.

1920 г.

Ш. Гильом

За заслуги в прецизионных физических измерениях благодаря открытию аномалий в железо-никелевых сплавах.

1921 г.

А. Эйнштейн

За вклад в теоретическую физику и, в особенности, за открытие закона фотоэлектрического эффекта.

1922 г.

Н. Бор

За работы по исследованию структуры атомов и испускаемого ими излучения.

1923 г.

Р. Милликен

За работы по измерению элементарного электрического заряда и фотоэлектрическому эффекту.

1924 г.

К. Зигбан

За его открытия и исследования в области рентгеновской спектроскопии.

1925 г.

Дж. Франк и Г. Герц

За открытие законов столкновения электрона с атомом.

1926 г.

Ж. Перрен

За работы по дискретной структуре вещества и, в особенности, за открытие седиментарного равновесия.

1927 г.

А. Комптон

За открытие эффекта, названного его именем.

Ч. Вильсон

За создание метода, делающего видимыми траектории заряженных частиц с помощью конденсации пара.

1928 г.

О. Ричардсон

За работы по термоэлектронной эмиссии и, в особенности, за открытие закона, названного его именем.

1929 г.

Л. де Бройль

За открытие волновой природы электрона.

1930 г.

Ч. Раман

За работы по рассеянию света и за открытие эффекта, названного его именем.

1931 г. Премия не присуждалась.

1932 г.

В. Гейзенберг

За создание квантовой механики, применение которой, в частности, привело к открытию аллотропных форм водорода.

1933 г.

Э. Шрёдингер и П. Дирак

За разработку новых, перспективных форм атомной теории.

1934 г. Премия не присуждалась.

1935 г.

Дж. Чедвик

За открытие нейтрона.

1936 г.

В. Гесс

За открытие космических лучей.

К. Андерсон

За открытие позитрона.

1937 г.

К. Дэвиссон и Дж. П. Томсон

За экспериментальное открытие дифракции электронов на кристаллах.

1938 г.

Э. Ферми

За демонстрацию существования новых радиоактивных элементов, полученных с помощью нейтронного облучения, и за открытие ядерных реакций, вызванных медленными нейтронами.

1939 г.

Э. Лоуренс

За изобретение и создание циклотрона и за результаты, полученные на нем, в особенности связанные с искусственными радиоактивными элементами.

1940–1942 гг.

Премия не присуждалась.

1943 г.

О. Штерн

За вклад в развитие метода молекулярных пучков и открытие магнитного момента протона.

1944 г.

И. Раби

За резонансный метод для измерения магнитных свойств атомных ядер.

1945 г.

В. Паули

За открытие принципа запрета, называемого также принципом Паули.

1946 г.

П. Бриджмен

За изобретение прибора для получения сверхвысоких давлений и открытия, сделанные в физике высоких давлений.

1947 г.

Э. Эплтон

За исследования физики верхних слоев атмосферы, в особенности за открытие так называемого «слоя Эплтона».

1948 г.

П. Блэккетт

За усовершенствование камеры Вильсона и открытия, сделанные с ее помощью в области ядерной физики и космических лучей.

1949 г.

Х. Юкава

За предсказание существования мезонов на основе теоретических работ по ядерным силам.

1950 г.

С. Пауэлл

За создание фотографического метода исследования ядерных процессов и открытие мезонов, сделанное с помощью этого метода.

1951 г.

Дж. Кокрофт и Э. Уолтон

За пионерскую работу по трансмутации атомных ядер с помощью искусственно ускоренных атомных частиц.

1952 г.

Ф. Блох и Э. Парселл

За создание новых методов точных ядерных магнитных измерений и связанные с ними открытия.

1953 г.

Ф. Чернике

За разработку метода фазового контраста в микроскопии и, в особенности, за изобретение фазоконтрастного микроскопа.

1954 г.

М. Борн

За фундаментальные исследования по квантовой механике, в особенности за статистическую интерпретацию волновой функции.

В. Боте

За метод совпадений и сделанные с его помощью открытия.

1955 г.

У. Лэмб

За открытия, связанные с тонкой структурой спектра водорода.

П. Каш

За прецизионное определение магнитного момента электрона.

1956 г.

У. Шокли, Дж. Бардин и У. Браттейн

За исследования полупроводников и открытие транзисторного эффекта.

1957 г.

Янг Чень-ин и Ли Цзун-дао

За глубокие исследования так называемых законов четности, которые привели к важным открытиям в области элементарных частиц.

1958 г.

П. Черенков, И. Франк, И. Тамм

За открытие и интерпретацию эффекта Черенкова.

1959 г.

Э. Сегре и О. Чемберлен

За открытие антипротона.

1960 г.

Д. Глэзер

За изобретение пузырьковой камеры.

1961 г.

Р. Хофштадтер

За пионерские исследования рассеяния электронов атомными ядрами и открытия, связанные со структурой нуклона.

Р. Мёссбауэр

За исследования в области резонансного поглощения гамма-излучения и открытие в этой связи эффекта, носящего его имя.

1962 г.

Л. Ландау

За пионерские теории конденсированного вещества, особенно жидкого гелия.

1963 г.

Э. Вигнер

За вклад в теорию атомного ядра и элементарных частиц, прежде всего за открытие и применение фундаментальных принципов симметрии.

М. Гепперт-Майер и Х. Йенсен

За разработку оболочечной модели атомного ядра.

1964 г.

Ч. Таунс, Н. Басов и А. Прохоров

За фундаментальные работы в области квантовой электроники, которые привели к созданию генераторов и усилителей, основанных на принципе лазера-мазера.

1965 г.

С. Томонага, Ю. Швингер и Р. Фейнман

За фундаментальные работы по квантовой электродинамике, оказавшие глубокое влияние на физику элементарных частиц.

1966 г.

А. Кастлер

За открытие и разработку методов исследования резонансов Герца в атомах.

1967 г.

Г. Бете

За вклад в теорию ядерных реакций, и особенно за открытие источников энергии звезд.

1968 г.

Л. Альварес

За исключительный вклад в физику элементарных частиц, в частности, за открытие большого числа резонансов, ставшее возможным благодаря усовершенствованию пузырьковой камеры и методов анализа данных.

1969 г.

М. Гелл-Манн

За открытия, связанные с классификацией элементарных частиц и их взаимодействий.

1970 г.

Х. Альфвен

За фундаментальные работы и открытия в магнито-гидродинамике с плодотворными приложениями в различных областях физики плазмы.

Л. Неель

За исследования и фундаментальные открытия, касающиеся антиферромагнетизма и ферромагнетизма, нашедшие важные применения в физике твердого тела.

1971 г.

Д. Габор

За изобретение и разработку голографического метода.

1972 г.

Дж. Бардин, Л. Купер и Р. Шриффер

За создание теории сверхпроводимости, обычно называемой БКШ-теорией.

1973 г.

Л. Эсаки

За открытие явления туннелирования в твердых телах.

А. Джайвер

За экспериментальные исследования явления туннелирования в полупроводниках и сверхпроводниках.

Б. Джозефсон

За теоретическое предсказание свойств тока через туннельный барьер, в частности, эффекта, который общеизвестен как эффект Джозефсона.

1974 г.

М. Райл и Э. Хьюиш

За пионерские исследования в радиоастрофизике: Райл — за результаты научных наблюдений и изобретения, в частности метода апертурного синтеза; Хьюиш — за его определяющую роль в открытии пульсаров.

1975 г.

О. Бор, Б. Моттelson и Дж. Рейнуотер

За открытие связи между коллективным и индивидуальным движением частиц в атомном ядре и создание на базе этой связи теории структуры атомного ядра.

1976 г.

Б. Рихтер и С. Тинг

За открытие тяжелой элементарной частицы нового типа.

1977 г.

Ф. Андерсон, Н. Мотт и Дж. Ван Флэк

За фундаментальные теоретические исследования электронной структуры магнитных и неупорядоченных систем.

1978 г.

П. Капица

За открытия и основополагающие изобретения в физике низких температур.

А. Пензиас и Р. Вильсон

За открытие космического микроволнового реликтового излучения.

1979 г.

Ш. Глэшоу, А. Салам и С. Вайнберг

За вклад в теорию объединенного слабого и электромагнитного взаимодействия между элементарными частицами, включающий в том числе предсказание слабого нейтрального тока.

1980 г.

Дж. Кронин и В. Фитч

За открытие нарушения фундаментальных принципов симметрии в распаде нейтральных K -мезонов.

1981 г.

Н. Бломберген и А. Шавлов

За вклад в развитие лазерной спектроскопии.

К. Зигбан

За вклад в развитие электронной спектроскопии высокого разрешения.

1982 г.

К. Вильсон

За теорию критических явлений в фазовых переходах.

1983 г.

С. Чандрасекар

За теоретические исследования физических процессов, важных для структуры и эволюции звезд.

У. Фаулер

За теоретические и экспериментальные исследования ядерных процессов, важных при образовании химических элементов во Вселенной.

1984 г.

К. Рубиа и С. Ван дер Меер

За решающий вклад в большой проект, осуществление которого привело к открытию квантов поля W и Z — переносчиков слабого взаимодействия.

1985 г.

К. фон Клитцинг

За открытие квантового эффекта Холла.

1986 г.

Э. Руска

За фундаментальные работы в электронной оптике и за разработку первого электронного микроскопа.

Г. Биннинг и Г. Рорер

За разработку сканирующего туннельного микроскопа.

1987 г.

Й. Беднорц и К. Мюллер

За важный прорыв в физике, выразившийся в открытии сверхпроводимости в керамических материалах.

1988 г.

Л. Ледерман, М. Шварц и Дж. Стейнбергер

За метод нейтринного пучка и демонстрацию двойственной структуры лептонов посредством открытия мюонного нейтрино.

1989 г.

Н. Рамзей

За изобретение метода разделенных колебательных полей и его использование в водородном мазере и других атомных часах.

Дж. Демельт и В. Пауль

За разработку метода удержания одиночных ионов.

1990 г.

Дж. Фридман, Г. Кендалл и Р. Тейлор

За пионерские исследования глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах и связанных нейтронах, имевшие важное значение для развития кварковой модели в физике элементарных частиц.

1991 г.

П.-Ж. де Женнэ

За открытие того, что методы, развитые для изучения явления упорядоченности в простых системах, могут быть распространены на более сложные формы материи, в частности на жидкие кристаллы и полимеры.

1992 г.

Г. Чарпак

За изобретение и создание детекторов элементарных частиц, в частности, много-проволочной пропорциональной камеры.

1993 г.

Р. Халс и Дж. Тейлор мл.

За обнаружение пульсаров нового типа (в двойных системах), открывшее новые возможности в изучении гравитации.

1994 г.

Б. Брокхаус

За создание нейтронной спектроскопии.

К. Шулл

За создание метода нейтронной дифракции.

1995 г.

М. Перл

За открытие тау-лептона.

Ф. Райнес

За экспериментальное обнаружение нейтрино.

1996 г.

Д. Ли, Д. Ошерофф и Р. Ричардсон

За открытие сверхтекучести гелия-3.

1997 г.

С. Чу, К. Козн-Танноджи и У. Филлипс

За создание методов охлаждения и улавливания атомов лазерным пучком.

1998 г.

Р. Лаглин, Х. Штермер и Д. Цуй

За открытие превращений электронной жидкости в частицы с новыми свойствами, имеющие, в частности, дробный электрический заряд.

1999 г.

Г. т'Хофт и М. Велтман

За объяснение квантовой структуры электрослабого взаимодействия в физике.

2000 г.

Ж. Алферов, Г. Кремер

За разработку полупроводниковых гетероструктур, использующихся в высокоскоростной электронике и оптоэлектронике.

Дж. Килби

За вклад в разработку интегральных схем.

2001 г.

Э. Корнелл, В. Кетгерле и К. Виман

За получение конденсата Бозе—Эйнштейна в разреженных газах щелочных атомов и за фундаментальные исследования их свойств.

2002 г.

Р. Дэвис, М. Кошиба

За вклад в астрофизику, в частности за детектирование космических нейтрино.

Р. Джаккони

За вклад в астрофизику, который привел к открытию рентгеновских космических источников.

2003 г.

А. Абрикосов, В. Гинзбург, А. Леггет

За вклад в развитие теории сверхпроводимости и сверхтекучести

2004 г.

Д. Гросс, Д. Политцер, Ф. Вильчек

За открытие асимптотической свободы в теории сильных взаимодействий.

2005 г.

Р. Глаубер

За вклад в квантовую теорию оптической когерентности.

Дж. Холл, Т. Хэнш

За вклад в развитие прецизионной лазерной спектроскопии, включая технику комбинационной лазерной спектроскопии в оптическом диапазоне.

2006 г.

Дж. Мазер и Дж. Смут

За открытие анизотропии космического микроволнового фонового излучения и соответствия его спектра спектру излучения черного тела.

VI. Нобелевские лауреаты по химии за достижения в областях, смежных с ядерной физикой

1908 г.

Э. Резерфорд

За исследования по превращению элементов и химии радиоактивных веществ.

1911 г.

М. Склодовская-Кюри

За открытие элементов радия и полония, изучение свойств радия, получение радия в металлическом состоянии и осуществление экспериментов, связанных с радием.

1921 г.

Ф. Содди

За вклад в химию радиоактивных веществ и за исследование процессов образования и природы изотопов.

1922 г.

Ф. Астон

За сделанное им с помощью им же изобретенного масс-спектрографа открытие большого количества стабильных изотопов и формулирование правила целых чисел.

1935 г.

Ф. Жолио-Кюри, И. Жолио-Кюри

За открытие искусственной радиоактивности и синтез новых радиоактивных элементов.

1943 г.

Д. Хевеши

За использование изотопов как индикаторов при изучении химических процессов.

1944 г.

О. Ган

За открытие деления ядер тяжелых атомов.

1951 г.

Э. Макмиллан, Г. Сиборг

За открытия в области химии трансурановых элементов.

1960 г.

У. Либби

За метод использования углерода-14 для определения возраста в археологии, геологии, геофизике и других науках.

1991 г.

Р. Эрнст

За вклад в развитие метода ЯМР-спектроскопии высокого разрешения.

Литература

Основная

1. *Капитонов И. М.* Введение в физику ядра и частиц. М.: КомКнига/URSS, 2002, 2004, 2006.
2. *Широков Ю. М., Юдин Н. П.* Ядерная физика. М.: Наука, 1980.
3. *Мухин К. Н.* Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1993.
4. *Фраунфельдер Г., Хенли Э.* Субатомная физика. М.: Мир, 1979.
5. *Валантэн Л.* Субатомная физика: Ядра и частицы: В 2-х т. М.: Мир, 1986.
6. *Блан Д.* Ядра, частицы, ядерные реакторы. М.: Мир, 1986.
7. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Мокеев В. И.* Ядерная физика. Конспект лекций. М.: Изд-во МГУ, 1980; Ядерная физика. Часть 2. М.: Изд-во МГУ, 1981.
8. *Любимов А., Киш Д.* Введение в экспериментальную физику частиц. М.: Физматлит, 2001.
9. *Кландор-Клайнротхаус Г. В., Штаудт А.* Неускорительная физика элементарных частиц. М.: Наука, 1997.
10. *Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Тутынь И. А.* Нуклеосинтез во Вселенной. М.: Изд-во МГУ, 1999.

Дополнительная

11. Review of Particle Physics / W.-M. Yao et al // Journal of Physics. 2006. **G-33**. 1.
12. *Натаф Р.* Модели ядер и ядерная спектроскопия. М.: Мир, 1968.
13. *Готтфрид К., Вайскофф В.* Концепции физики элементарных частиц. М.: Мир, 1988.
14. *Окунь Л. Б.* Физика элементарных частиц. М.: УРСС, 2005.
15. *Перкинс Д.* Введение в физику высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1991.
16. *Бонн Ф.* Введение в физику ядра, адронов и элементарных частиц. М.: Мир, 1999.

Научно-популярная

17. *Фундаментальная структура материи.* М.: Мир, 1984.
18. *Намбу Ётиро.* Кварки. М.: Мир, 1984.
19. *Окунь Л. Б.* $\alpha\beta\gamma \dots Z$. М.: Наука, 1985 (Библиотечка «Квант». Вып. 45).
20. *Новиков И. Д.* Как взорвалась вселенная. М.: Наука, 1988 (Библиотечка «Квант». Вып. 68).
21. *Девис П.* Суперсила. М.: Мир, 1989.
22. *Паркер Б.* Мечта Эйнштейна: в поисках единой теории строения Вселенной. М.: Наука, 1991.
23. *Черепашук А. М., Чернин А. Д.* Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино: Век 2, 2003.

Предметный указатель

Адроны 8, 28, 32, 34, 157, 160, 220, 268

альbedo нейтронов 541

альфа-распад 281, 339, 340, 359

амплитуда процесса (реакции) 138, 145

античастицы 25, 29, 32–34, 89, 107, 142, 169, 191

антиэкранировка 149, 150, 495

аромат кварка 109, 111

— нейтринный 507

асимптотическая свобода 108, 150, 151, 215, 495

атомная единица массы 281, 548

Барионная асимметрия 451, 452

барионное число (заряд) 111, 113, 157, 158

барионы 35, 36, 157, 160, 162, 166, 184, 185

белый карлик 469

бета-переходы 355

— Гамова—Теллера 356

— Ферми 356

бета-распад 95, 339, 350, 355, 358

бозоны 37

— X , Y 446, 452, 500

— калибровочные 36, 37, 89, 119

— промежуточные 122–124, 494

— Хиггса 89, 156, 444, 498, 499

Большой взрыв 137, 267, 435, 438, 439, 442, 443, 445, 451, 555

боттомоний 179

бьеркеновская масштабная переменная 212

Великое объединение 254, 444, 446, 495

виртуальные частицы 40, 143, 144

внутренняя конверсия 368

возраст нейтронов 540

волновая функция 21, 41

— — радиальная 60, 71, 299, 344

— — угловая 55, 56

вращательные уровни 315, 349, 409

Вселенная 8, 34, 435, 438, 511, 519

встречные пучки 117, 239, 406

Гамма-переходы (фотоны)

магнитные 362

— — электрические 362

гамма-распад 339

гигантский дипольный резонанс 315, 324, 534

гиперзаряд 113

гипероны 31, 184

гиромагнитные факторы 70, 291

глубоконеупругое рассеяние 122, 208, 211, 215

глюон 37, 39, 108, 120, 504

гравитон 119, 152, 363

Де Бройля волны 14, 18

дейтрон 205, 269, 297

декуплет барионов 185, 189, 190

деление ядер 91, 274, 381, 391

дельта-резонанс 160, 184, 187, 236

дефекты (избытки) масс 281–283, 377, 542

диаграммы Фейнмана 38, 102, 140, 144, 197

длина волны де Бройля 424

— замедления 540

Закон Гейгера—Неттола 340, 346

— радиоактивного распада 20, 21

законы сохранения 13, 23, 37, 253, 339

замедлители 395

запаздывающие частицы (протоны, нейтроны, α) 371, 374, 375, 380, 383
 заряд цветовой 113, 120, 147, 149–151
 зарядовая четность 175, 176
 зарядовое сопряжение 175, 176, 259

Изобары 268

изомультиплеты 169, 288, 289
 изоспин 22, 84, 85, 111, 286
 изотопы 22, 268, 542
 инфляция Вселенной 443
 ионизационный потенциал 522, 535
 истинно нейтральные частицы 33, 93, 175, 176

Кабаяши—Маскава матрица 506

калориметр адронный 129–131
 — электромагнитный 129–132
 каскадный ливень 531
 квазары 475, 487
 квантовая хромодинамика (КХД) 147, 181
 — электродинамика (КЭД) 76, 90, 147, 499
 квантовое число 24, 36, 86
 — — главное 71, 73, 74
 — — радиальное 55, 60, 74, 159
 кварк-адронный фазовый переход 446, 447, 452
 кварк-глюонная плазма 472, 509, 510
 кварки 10, 34, 107, 157
 — валентные 215, 216, 302
 — конституэнтные 108
 — легкие 86, 110, 165, 170, 184
 — морские 215
 — свободные 110
 — тяжелые 36, 108
 кварконию 179, 180
 кластерная радиоактивность 377, 378
 колебательные уровни ядра 321
 коллаидеры 36, 125, 133, 244
 комптон-эффект 13, 263, 533, 535
 константа взаимодействия 139, 140
 конфайнмент 151, 180, 301, 502
 корпускулярно-волновой дуализм 14, 15
 космические лучи 28, 29, 436, 483, 484
 космологическая постоянная 441, 512

коэффициент размножения нейтронов 391
 критическая масса 391
 — плотность Вселенной 439
 — энергия 528

Лептонное число (заряд) 91, 96, 100
 лептоны 10, 29, 32, 89
 линия (дорожка) стабильности 270
 лэмбовский сдвиг уровней 76, 149, 555

Магические числа 274, 303

магнетон 69
 — Бора 70, 149, 548
 — ядерный 70, 109, 548
 мезоны 28, 157, 170
 Мёссбауэра эффект 367
 микроволновое фоновое (реликтовое) излучение 445, 450, 558
 модель жидкой капли 276, 303, 382
 — ядерных оболочек 303
 монополю Дирака 502
 мультиплеты адронов 164
 мультипольность гамма-перехода (фотона) 362
 мультипольные гигантские резонансы 315, 325
 мюон 28, 30, 97

Насыщение ядерных сил 275

нейтралينو 504
 нейтральные каоны 259, 260
 нейтрино 24, 27, 91, 137, 449, 507
 нейтронная звезда 338, 471, 472
 нейтроны быстрые 93, 538
 — запаздывающие 329, 380, 383, 395
 — медленные 19, 395, 538
 — промежуточные 538
 — резонансные 538
 — тепловые 385, 386, 538
 — холодные 538
 неопределенностей соотношение 15, 16, 352
 неопределенности принцип 15
 несохранение четности 79, 255, 357
 Нильссона потенциал 317, 318
 Нишиджимы—Гелл-Манна правило 113, 229

нонет мезон/антимезонов 165, 166, 174
 нуклеосинтез в звездах 435, 452, 456, 476
 — взрывной 472
 — дозвездный 137, 452, 456
 нуклиды 268, 282, 435, 542
 нуклон 10, 22, 268

Обменное взаимодействие 27, 28, 152, 301

оболочечные конфигурации 309
 обращение времени 255, 262
 октет барионов 168, 185
 операторы 44–46, 48, 50
 опыт Резерфорда 16, 196
 остаточное взаимодействие 311, 323
 осцилляции нейтрино 104, 507, 508

Параметр деления 382, 389

партоновая модель 213–215
 партоны 213
 переносчики сил Великого объединения 446, 452, 497, 498
 пи-мезон (пион) 28, 29, 172
 планковские величины 445, 503
 поколения фермионов 107, 132, 133, 137, 505
 поляризация вакуума 149
 — спина 62
 порог реакции 413
 потенциал Юкавы 302
 потери энергии ионизационные 522, 524, 527
 — — радиационные 528
 — — удельные 522, 527
 правила отбора 229, 363
 правило Сарджента 359, 501
 принцип Паули 23, 81, 160, 275, 304
 — — обобщенный 82, 188
 пробег 130, 303, 421, 489, 524, 526, 530
 — экстраполированный 525, 530
 пропагатор 146, 147, 494
 протозвезда 457
 протон-протонный цикл 459

Радиус сил 125, 249, 301

— ядра 87, 275, 284
 распад протона 110, 265, 500

распределение Ферми 284, 305
 рассеяние глубоконеупругое 211, 214, 217
 — многократное 197, 522, 526
 — неупругое 209, 394
 — упругое 12, 13, 196, 197
 реакции кулоновского возбуждения 431
 — термоядерные 353, 404, 417, 457
 — фотоядерные 326, 417
 резонансы 31, 236, 244
 реликтовое излучение 440, 445, 450, 558
 — нейтрино 445, 449
 рождение (образование) пар 25, 533, 536

Сбегающиеся константы взаимодействий 496

сверхновые 469–472
 сверхтонкое расщепление уровней 74, 76, 291
 сверхтяжелые ядра 273, 329, 333
 симметрии 10, 25, 37, 55, 85, 254, 258
 синтез гелия (дозвездный) 447, 454
 — ядер 274, 278, 280, 403, 417, 456
 синхротрон 127
 слабые распады 104, 142, 220
 — токи заряженные 123, 505
 — — нейтральные 123, 505
 составное ядро 416, 417, 421, 423
 состояния ядра возбужденные 16, 285, 295
 — — вращательные 314, 316
 — — изобар-аналоговые 289
 — — коллективные 314, 337
 — — одночастичные 309, 317
 — — основные 21, 285, 542
 спаривание 276, 311
 спин ядра 24, 70, 285, 291, 542
 спиральность 63
 спонтанное деление 272, 273, 339, 389
 — нарушение симметрии 443, 444, 498

Стандартная модель 6, 37, 38, 89, 155
 степень запрета β -перехода 356
 странность 29, 109, 111, 254, 255
 странные частицы 29, 31, 184
 струи адронов 113, 114, 116
 структурная функция 209, 210

струн теории 516
 струны, суперструны 37, 516–518, 558
 супермультиплет 167, 504
 суперсимметрия 447, 499, 503, 504

Темная материя 440–442
 — энергия 441, 513
 тепловыделяющий элемент (ТВЭЛ) 400
 термоядерная бомба 403–405
 термоядерный реактор 353
 тождественность частиц 81
 топ-кварк 117, 118
 тормозная способность 522

Углеродный (CNO) цикл 458, 459
 угол Вайнберга 266, 496
 — Кабиббо 505
 удельная энергия связи ядра 273, 274
 ускорители 29, 32, 33, 116, 125, 127,
 219, 326, 502

Фермионы 36, 37, 80, 81, 133
 физический вакуум 108, 441, 513
 форм-фактор 197
 формула Брейта—Вигнера 237, 422
 — Вайцзеккера 276, 303, 314
 — Мотта 198
 — Резерфорда 16, 17, 198
 — Розенблюта 204
 — четырех сомножителей 398
 фотоэффект 12, 522, 533, 535
 фундаментальные (калибровочные)
 бозоны 37, 89, 119, 156, 497
 — взаимодействия 38, 119, 137, 140,
 220, 494, 495, 503

Хаббла закон 438, 512
 — постоянная 439, 440, 512

Цвет 36, 113
ЦЕРН (CERN) 125, 133, 500, 504

Чандрасекара предел 469
 чармоний 179, 181
 черная дыра 439, 472, 474, 475
 четность 77
 — внутренняя 78, 80
 — зарядовая 175–177

— комбинированная 261
 — орбитальная 79
 — полная 79

Ширина резонанса 32, 133, 239
 — уровня 16, 21, 65
Шредингера уравнение 50, 51

Экзотические ядра 271, 326, 328
 электромагнитные моменты ядер 290,
 292
 электрослабая модель 494, 495
 энергия отделения нуклона 271, 272
 — распада 118, 225, 280
 — реакции 413
 — связи ядра 269, 273
 эффективное сечение 17
 — — дифференциальное 17
 — — полное 17

Юкавы потенциал 302

Ядерная бомба 402, 403, 405
 ядерное время 272, 416
 ядерные оболочки 302, 317
 — реакторы 330, 380, 399, 541
 — реакции 21, 406
 — — в звездах 456, 469, 476
 — — однонуклонной передачи 431,
 432
 — — подхвата 416, 429, 431, 432
 — — предравновесные 416
 — — прямые 416, 427, 428
 — — скальвания 483
 — — слияния 417
 — — срыва 416, 429, 431–433
 — — фрагментации 416, 429
 — — через составное ядро 417–427
 — силы 22, 28, 84, 268, 300–302
 ядерный взрыв 402, 403, 405

CP-инвариантность 256
CPT-теорема 262, 452
e-захват 63, 278, 350
NZ-диаграмма 270, 271, 480
r-процесс 480
s-процесс 477
*SU*₃-симметрия 164
SUSY-партнеры 504

Оглавление

Предисловие к серии (<i>В. А. Садовничий</i>)	5
Предисловие	6
Глава 1. Элементарные частицы	8
§ 1. Вводные замечания	8
§ 2. Кванты	10
§ 3. Эффект Комптона	12
§ 4. Корпускулярно-волновой дуализм	14
§ 5. Атомные ядра	16
§ 6. Радиоактивность	18
§ 7. Ядерные реакции	21
§ 8. Спин	23
§ 9. Позитрон. Взаимные превращения частиц	24
§ 10. Нейтрино	26
§ 11. Пионы — кванты ядерного поля	27
§ 12. Странные частицы	29
§ 13. Резонансы. Возбужденные состояния нуклона	31
§ 14. Античастицы	32
§ 15. Кварки — частицы, из которых состоят адроны	34
§ 16. Калибровочные бозоны	36
§ 17. Стандартная модель	37
§ 18. Диаграммы Фейнмана	38
Глава 2. Квантовые свойства частиц	41
§ 1. Состояния в классической и квантовой физике	41
§ 2. Уравнение движения свободной частицы	43
§ 3. Физические величины и операторы	44
§ 4. Уравнение Шрёдингера	50
§ 5. Частица в прямоугольной яме с бесконечными стенками	52
§ 6. Частица в поле с центральной симметрией	55
§ 7. Орбитальный момент количества движения	58
§ 8. Спин	62
§ 9. Спиральность нейтрино	63

§ 10. Полный момент количества движения	67
§ 11. Магнитный момент	68
§ 12. Атом водорода	70
§ 13. Пространственная четность	76
§ 14. Статистика	80
§ 15. Система двух тождественных частиц со спином $1/2$	82
§ 16. Изоспин	84
§ 17. Квантовые числа	86
Глава 3. Фундаментальные частицы Стандартной модели	89
§ 1. Лептоны	89
1.1. Электрон, электронное нейтрино	90
1.2. Мюон, мюонное нейтрино	97
1.3. Тау-лептон, тау-нейтрино	101
1.4. Свойства лептонов	104
§ 2. Кварки	107
2.1. Характеристики кварков	107
2.2. Адронные струи	113
2.3. Открытие топ-кварка	116
§ 3. Калибровочные бозоны	119
3.1. Глюоны	120
3.2. Фотон	122
3.3. W - и Z -бозоны	122
3.4. Открытие W - и Z -бозонов	125
§ 4. Число поколений фундаментальных фермионов	132
§ 5. Взаимодействия фундаментальных частиц	137
5.1. Описание взаимодействия фундаментальных частиц	137
5.2. Константы связи	140
5.3. Виртуальные частицы	143
§ 6. Экранировка и антиэкранировка зарядов. Асимптотическая свобода	147
§ 7. Атомы — молекулы. Кварки ... ядра	152
Глава 4. Адроны	157
§ 1. Адроны — системы связанных кварков	157
§ 2. Адроны — бесцветные образования из цветных кварков	160
§ 3. Мультиплеты адронов	163
§ 4. Мезоны	170
§ 5. Зарядовая четность	175
§ 6. Кварконии	178
§ 7. Барионы	184
§ 8. Антибарионы	191

§ 9. Электрон-нуклонное рассеяние и структура адрона	196
9.1. Упругое рассеяние электронов на нуклонах	196
9.2. Структура адронов. Глубоконеупругое рассеяние электронов на нуклонах	208
Глава 5. Распады адронов	220
§ 1. Распады адронов	220
§ 2. Распады π -мезонов и заряженных каонов	224
§ 3. Правила отбора для слабых распадов адронов	228
§ 4. Резонансы	236
§ 5. Узкие мезонные резонансы	244
§ 6. Законы сохранения	253
§ 7. Распады нейтральных каонов. Нарушение CP -симметрии	258
§ 8. О роли слабых взаимодействий в окружающем мире	263
Глава 6. Атомные ядра — связанные системы нуклонов	268
§ 1. Атомные ядра	268
§ 2. Энергия связи ядра. Ядерные превращения	273
§ 3. Размеры ядер	283
§ 4. Характеристики ядерных состояний	284
§ 5. Изоспин атомных ядер	286
§ 6. Статические электромагнитные моменты ядер. Форма ядра	290
6.1. Магнитный дипольный момент ядра	291
6.2. Электрический квадрупольный момент ядра	291
§ 7. Дейтрон — связанная $n-p$ система	297
§ 8. Нуклон-нуклонные силы	300
§ 9. Модель ядерных оболочек	302
§ 10. Коллективные возбуждения ядер	314
10.1. Вращательные уровни четно-четных деформированных ядер	315
10.2. Одночастичные состояния в деформированных ядрах	317
10.3. Колебательные состояния сферических ядер	321
§ 11. Экзотические ядра	326
§ 12. Сверхтяжелые ядра	329
§ 13. Гиперядра	333
§ 14. Заключительные замечания о свойствах ядер	337
Глава 7. Радиоактивность	339
§ 1. Введение	339
§ 2. Альфа-распад	340
§ 3. Бета-распад	350
§ 4. Радиоактивные ряды	359

§ 5. Гамма-излучение ядер	361
§ 6. Испускание протонов из изомерного состояния	369
§ 7. Протонная радиоактивность	370
§ 8. Испускание запаздывающих протонов	371
§ 9. Испускание двух запаздывающих протонов	374
§ 10. Запаздывающие альфа-частицы	375
§ 11. Примеры распада ядер вблизи границы протонной стабильности	376
§ 12. Кластерная радиоактивность	378
§ 13. Запаздывающие нейтроны	380
Глава 8. Деление атомных ядер	381
§ 1. Процесс деления атомных ядер	381
1.1. Энергия деления	381
1.2. Продукты деления	383
1.3. Механизм деления	386
§ 2. Цепная реакция деления	391
§ 3. Ядерный реактор	399
§ 4. Роль запаздывающих нейтронов в управлении ядерным реактором	400
§ 5. Ядерный взрыв	402
Глава 9. Ядерные реакции	406
§ 1. Введение	406
§ 2. Законы сохранения в ядерных реакциях	410
§ 3. Энергетические соотношения в ядерных реакциях. Порог реакции	413
§ 4. Механизмы ядерных реакций	416
§ 5. Составное ядро. Общие свойства	417
§ 6. Составное ядро. Резонансные реакции	421
§ 7. Составное ядро. Нерезонансные реакции	423
§ 8. Прямые ядерные реакции	427
§ 9. Реакции однонуклонной передачи (срыва, подхвата и квазиупругого выбивания нуклона)	431
Глава 10. Нуклеосинтез и Вселенная	435
§ 1. Введение	435
§ 2. Распространенность элементов	436
§ 3. Вселенная. Свидетельства Большого взрыва	438
§ 4. Первые мгновения Вселенной	445
§ 5. Барионная асимметрия. Отсутствие антивещества во Вселенной	450
§ 6. Космологический (дозвездный) нуклеосинтез	452

§ 7. Синтез ядер в звездах	456
§ 8. Завершение жизненного цикла звезды. Сверхновые	469
§ 9. Нейтронные звезды и черные дыры	472
§ 10. Образование тяжелых элементов	476
§ 11. Нуклеосинтез под действием космических лучей	483
§ 12. Космические лучи	483
Глава 11. Проблемы. Перспективы	493
§ 1. Объединение взаимодействий	493
§ 2. Бозон Хиггса	498
§ 3. Распад протона	500
§ 4. Монополь Дирака	502
§ 5. Суперсимметрия	503
§ 6. Смешивание кварков	505
§ 7. Нейтринные осцилляции	507
§ 8. Кварк-глюонная плазма	509
§ 9. Космология	511
§ 10. Элементарные частицы — струны?	515
Заключение	521
Приложения	522
I. Взаимодействие частиц с веществом	522
II. Таблица изотопов вблизи долины стабильности	542
III. Физические константы и единицы (приближенные значения)	547
IV. Хронология	549
V. Нобелевские лауреаты по физике	560
VI. Нобелевские лауреаты по химии за достижения в областях, смежных с ядерной физикой	571
Литература	572
Предметный указатель	573

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Термодинамика и статистическая физика

- Квасников И. А.* Молекулярная физика.
Базаров И. П. Заблуждения и ошибки в термодинамике.
Хайтун С. Д. История парадокса Гиббса.
Агеев Е. П. Неравновесная термодинамика в вопросах и ответах.
Дуров В. А., Агеев Е. П. Термодинамическая теория растворов.
Мюнстер А. Химическая термодинамика.
Крылов Н. С. Работы по обоснованию статистической физики.
Зайцев Р. О. Введение в современную статистическую физику.
Зайцев Р. О. Введение в современную кинетическую теорию.
Кубо Р. Статистическая механика. Современный курс с задачами и решениями.
Бриллюэн Л. Квантовая статистика.

Хинчин А. Я. Математические основания квантовой статистики.

- Поклонский Н. А., Вырко С. А., Поденок С. Л.* Статистическая физика полупроводников.
Варикаш В. М., Болсун А. И., Аксенов В. В. Сборник задач по статистической физике.

Квантовая механика

- Петрашень М. И., Трифонов Е. Д.* Применение теории групп в квантовой механике.
Хаммерш М. Теория групп и ее применение к физическим проблемам.
Кемпфер Ф. Основные положения квантовой механики.
Мотт Н., Снеддон И. Волновая механика и ее применения.
Ван дер Варден Б. Л. Метод теории групп в квантовой механике.
Галицкий В. М., Карнаков Б. М., Коган В. И. Задачи по квантовой механике. Ч. 1, 2.
Горбачевич А. К. Квантовая механика в общей теории относительности.
Килин С. Я. Квантовая оптика: поля и их детектирование.
Вильф Ф. Ж. Логическая структура квантовой механики.
Бройль Л. де. Введение в волновую механику.
Эддингтон А. Относительность и кванты.
Бауэр Э. Введение в теорию групп и ее приложения к квантовой физике.

Астрономия и астрофизика

- Ефремова Ю. Н.* Вглубь Вселенной. Звезды, галактики и мироздание.
Куликовский П. Г. Справочник любителя астрономии.
Чернин А. Д. Звезды и физика.
Сажин М. В. Современная космология в популярном изложении.
Левитан Е. П. Физика Вселенной: экскурс в проблему.
Попова А. П. Занимательная астрономия.
Бааде В. Эволюция звезд и галактик.
Шварцшильд М. Строение и эволюция звезд.
Архангельская И. Д., Чернин А. Д., Розенталь И. Л. Космология и физический вакуум.
Розенталь И. Л., Архангельская И. В. Геометрия, динамика, Вселенная.
Кинг А. Р. Введение в классическую звездную динамику.
Хлопов М. Ю. Космомикрофизика.
Хлопов М. Ю. Основы космомикрофизики.
Тверской Б. А. Основы теоретической космофизики.

Представляем Вам наши лучшие книги:



URSS

Серия «Синергетика: от прошлого к будущему»

Пенроуз Р. **НОВЫЙ УМ КОРОЛЯ.** Пер. с англ.

Хакен Г. **Информация и самоорганизация.** Пер. с англ.

Климонтович Ю. Л. **Турбулентное движение и структура хаоса.**

Безручко Б. П. и др. **Путь в синергетику.** Экскурс в десяти лекциях.

Данилов Ю. А. **Лекции по нелинейной динамике.** Элементарное введение.

Трубецков Д. И. **Введение в синергетику.** В 2 кн.: Колебания и волны; Хаос и структуры.

Князева Е. Н., Курдюмов С. П. **Основания синергетики.** Кн. 1, 2.

Князева Е. Н., Курдюмов С. П. **Синергетика: нелинейность времени и ландшафты коэволюции.**

Арнольд В. И. **Теория катастроф.**

Малинецкий Г. Г. **Математические основы синергетики.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б. **Нелинейная динамика и хаос: основные понятия.**

Малинецкий Г. Г., Потапов А. Б., Подлазов А. В. **Нелинейная динамика: подходы, результаты, надежды.**

Капица С. П., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г. **Синергетика и прогнозы будущего.**

Быков В. И. **Моделирование критических явлений в химической кинетике.**

Чумаченко Е. Н. и др. **Сверхпластичность: материалы, теория, технологии.**

Редько В. Г. **Эволюция, нейронные сети, интеллект.**

Чернавский Д. С. **Синергетика и информация (динамическая теория информации).**

Баранцев Р. Г. **Синергетика в современном естествознании.**

Андрянов И. В., Баранцев Р. Г., Маневич Л. И. **Асимптотическая математика и синергетика: путь к целостной простоте.**

Турчин П. В. **Историческая динамика. На пути к теоретической истории.**

Котов Ю. Б. **Новые математические подходы к задачам медицинской диагностики.**

Гельфанд И. М. и др. **Очерки о совместной работе математиков и врачей.**

Пригожин И. **Неравновесная статистическая механика.**

Пригожин И. **От существующего к возникающему.**

Пригожин И., Стенгерс И. **Время. Хаос. Квант. К решению парадокса времени.**

Пригожин И., Стенгерс И. **Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой.**

Пригожин И., Гленсдорф П. **Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций.**

Суздаев И. П. **Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов.**

Тел./факс:

(495) 135-42-46,

(495) 135-42-16,

E-mail:

URSS@URSS.ru

http://URSS.ru

Наши книги можно приобрести в магазинах:

«Библио-Глобус» (м. Лубянка, ул. Мясницкая, 6. Тел. (495) 625-2457)

«Московский дом книги» (м. Арбатская, ул. Новый Арбат, 8. Тел. (495) 203-8242)

«Молодая гвардия» (м. Полянка, ул. Б. Полянка, 28. Тел. (495) 238-5001, 780-3370)

«Дом научно-технической книги» (Ленинский пр-т, 40. Тел. (495) 137-6019)

«Дом книги на Ладужской» (м. Бауманская, ул. Ладужская, 8, стр. 1. Тел. 267-0302)

«Гнозис» (м. Университет, 1 гум. корпус МГУ, комн. 141. Тел. (495) 939-4713)

«У Кентавра» (РГГУ) (м. Новослободская, ул. Чайнова, 15. Тел. (499) 973-4301)

«СПб. дом книги» (Невский пр., 28. Тел. (812) 311-3954)

Уважаемые читатели! Уважаемые авторы!

Наше издательство специализируется на выпуске научной и учебной литературы, в том числе монографий, журналов, трудов ученых Российской академии наук, научно-исследовательских институтов и учебных заведений. Мы предлагаем авторам свои услуги на выгодных экономических условиях. При этом мы берем на себя всю работу по подготовке издания — от набора, редактирования и верстки до тиражирования и распространения.



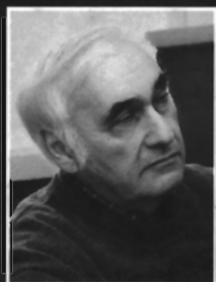
URSS

Среди вышедших и готовящихся к изданию книг мы предлагаем Вам следующие:

- Капитонов И. М.* Введение в физику ядра и частиц.
Бояркин О. М. Введение в физику элементарных частиц.
Бояркин О. М. Физика массивных нейтрино.
Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц.
Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.
Ляховский В. Д., Болохов А. А. Группы симметрии и элементарные частицы.
Борн М. Лекции по атомной механике.
Гейзенберг В. Философские проблемы атомной физики.
Гейзенберг В. Часть и целое (беседы вокруг атомной физики).
Бранский В. П. Теория элементарных частиц как объект методологического исследования.
Бранский В. П. Значение релятивистского метода Эйнштейна в формировании общей теории элементарных частиц.
Абрамов А. И. История ядерной физики.
Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. Бозонные теории.
Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. Теории с фермионами. Некоммутативные теории.
Сарданашвили Г. А. Современные методы теории поля. Т. 1–4.
Иваненко Д. Д., Сарданашвили Г. А. Гравитация.
Богуш А. А. Очерки по истории физики микромира.
Богуш А. А. Введение в калибровочную полевую теорию электрослабых взаимодействий.
Богуш А. А., Мороз Л. Г. Введение в теорию классических полей.
Менский М. Б. Группа путей: измерения, поля, частицы.
Менский М. Б. Метод индуцированных представлений.
Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике.
Вайнберг С. Мечты об окончательной теории. Пер. с англ.
Грин Б. Элегантная Вселенная. Пер. с англ.
 Серия «Классический университетский учебник»
Квасников И. А. Термодинамика и статистическая физика. В 4 т.
Кононович Э. В., Мороз В. И. Общий курс астрономии.
Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений.
Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей.
Колмогоров А. Н., Драгалин А. Г. Математическая логика.

По всем вопросам Вы можете обратиться к нам:
 тел./факс (495) 135–42–16, 135–42–46
 или электронной почтой URSS@URSS.ru
 Полный каталог изданий представлен
 в Интернет-магазине: <http://URSS.ru>

Научная и учебная
литература



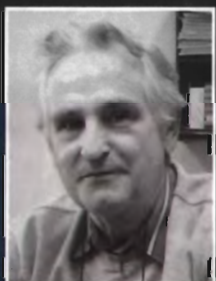
Борис Саркисович ИШХАНОВ (род. в 1938 г.)

Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации, профессор, заведующий кафедрой физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, заведующий отделом Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, лауреат Ломоносовских премий и премии Совета Министров СССР, автор научного открытия. Область научных интересов — физика атомного ядра и элементарных частиц. В течение многих лет преподает студентам физического факультета МГУ физику ядра и частиц.



Игорь Михайлович КАПИТОНОВ (род. в 1940 г.)

Профессор физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, лауреат Ломоносовской премии, автор научного открытия. Область научных интересов — физика атомного ядра. В течение многих лет преподает студентам физического факультета МГУ физику ядра и частиц.



Николай Прокофьевич ЮДИН (1932–2006)

Доцент физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, автор научного открытия. Область научных интересов — физика атомного ядра и элементарных частиц. Более тридцати лет преподавал студентам физического факультета МГУ физику элементарных частиц.



3721 ID 37061



9 785382 000602 >