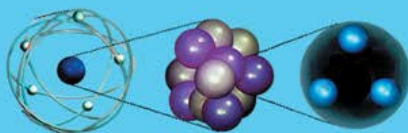


Н.Г. Гончарова, Б.С. Ишханов,
И.М. Капитонов

ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА

ЗАДАЧИ С РЕШЕНИЯМИ
И КОММЕНТАРИЯМИ



**Н. Г. Гончарова, Б.С. Ишханов,
И.М. Капитонов**

ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА

ЗАДАЧИ С РЕШЕНИЯМИ И КОММЕНТАРИЯМИ

Учебное пособие

Допущено Учебно-методическим объединением по классическому
университетскому образованию Российской Федерации
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению подготовки 011200 – Физика
и специальности 010701 – Физика



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2013

УДК 539.12

ББК 22.382

Г 65

Гончарова Н.Г., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. **Частицы и атомные ядра. Задачи с решениями и комментариями.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 448 с. — ISBN 978-5-9221-1459-2.

Задачник по физике атомного ядра и частиц для студентов высших учебных заведений, изучающих физику в рамках общего курса. Книга написана на основе многолетнего опыта преподавания физики атомного ядра и частиц на физическом факультете Московского государственного университета. Состоит из трех глав и содержит более 500 задач с решениями и комментариями по всем основным разделам субатомной физики. Первая глава представляет теоретический обзор, который может рассматриваться как методическая разработка семинарских занятий по физике атомного ядра и частиц. В ней собраны основные физические положения и формулы, иллюстрируемые решением более 100 задач. Вторая глава — это собственно задачник, включающий около 400 задач по основным разделам физики атомного ядра и частиц. Третья глава посвящена взаимодействию частиц и излучений с веществом. Она написана в форме теоретического обзора, дополненного решением более 40 задач.

Книга предназначена не только студентам общефизических специальностей, но также студентам-физикам, специализирующимся в области физики ядра и частиц. Она будет полезна магистрам и аспирантам, педагогам и инженерам, специалистам смежных естественно-научных дисциплин.

Рецензент:

профессор В.Г. Недорезов (Институт ядерных исследований Российской академии наук)

© ФИЗМАТЛИТ, 2013

© Н.Г. Гончарова, Б.С. Ишханов,
И.М. Капитонов, 2013

ISBN 978-5-9221-1459-2

Оглавление

Предисловие	6
Глава 1. Теоретический обзор	8
§1.1. Введение.	8
1.1.1. Фундаментальные частицы и фундаментальные взаимодействия (8). 1.1.2. Длина волны и энергия частиц (10).	
§1.2. Распады и реакции	13
1.2.1. Законы сохранения в распадах и реакциях (13). 1.2.2. Вероятности и энергии распадов (13). 1.2.3. Реакции. Пороговые энергии. Коллайдеры (19). 1.2.4. Эффективные сечения реакций (23). 1.2.5. Диаграммы Фейнмана (24).	
§1.3. Законы сохранения и взаимодействия	29
1.3.1. Таблица законов сохранения (29). 1.3.2. Симметрии и законы сохранения (31). 1.3.3. Пространственная четность (P -четность) (31).	
§1.4. Сильные взаимодействия частиц	32
1.4.1. Адроны, кварки и глюоны (32). 1.4.2. Спины адронов (35). 1.4.3. Пространственная (P) четность адронов (35). 1.4.4. Изоспин адронов и систем адронов (атомных ядер) (35). 1.4.5. Законы сохранения в реакциях с адронами (38). 1.4.6. Симметрии кварковой структуры адронов (43). 1.4.7. Цвет кварков и глюонов (46).	
§1.5. Электромагнитные и слабые взаимодействия частиц	50
1.5.1. Сравнение электромагнитных и сильных взаимодействий (50). 1.5.2. Слабые взаимодействия. Промежуточные бозоны (51). 1.5.3. Диаграммы Фейнмана слабых взаимодействий (53). 1.5.4. Объединение взаимодействий (59).	
§1.6. Мультипликативные законы сохранения	60
1.6.1. Пространственное отражение и закон сохранения P -четности в распадах (60). 1.6.2. Зарядовое сопряжение и C -четность (64). 1.6.3. Спиральность (65). 1.6.4. CP -инвариантность. CPT -теорема (69).	
§1.7. Свойства атомных ядер	71
1.7.1. NZ -диаграмма атомных ядер (71). 1.7.2. Размеры ядер (72). 1.7.3. Массы и энергии связи ядер (76). 1.7.4. Спин и четность ядер (82). 1.7.5. Изоспин нуклонов и ядер (84). 1.7.6. Электромагнитные моменты нуклонов и ядер (86). 1.7.7. Схемы ядерных уровней (90).	
§1.8. Модели атомных ядер	91
1.8.1. Модель заряженной жидкой капли (92). 1.8.2. Модель ядерных оболочек (98). 1.8.3. Спины и четности основных состояний ядер в модели оболочек (108). 1.8.4. Модель оболочек для средних и тяжелых ядер. Роль кулоновского взаимодействия (111). 1.8.5. Возбужденные состояния ядер в модели	

оболочек. Спины, четности и изоспины ядер (114). 1.8.6. Заключение (117).	
§1.9. Коллективные возбуждения ядер.	120
1.9.1. Вращательные спектры четно-четных ядер (121).	
1.9.2. Коллективные колебания ядра (124).	
§1.10. Распады нестабильных ядер.	127
1.10.1. α -распад ядер (128). 1.10.2. β -распад (130). 1.10.3. Вероятности распадов (137). 1.10.4. Электромагнитное излучение атомных ядер (142).	
§1.11. Ядерные реакции.	149
1.11.1. Законы сохранения в ядерных реакциях (149).	
1.11.2. Ядерные реакции с нейтронами (155). 1.11.3. Замедленные нейтроны (163). 1.11.4. Цепная реакция деления (165).	
Глава 2. Задачи с решениями.	170
§2.1. Волновые свойства частиц. Соотношение неопределенностей.	170
§2.2. Релятивистская кинематика частиц.	174
§2.3. Взаимодействия частиц. Законы сохранения.	183
§2.4. Адроны, кварки. Системы двух и трех частиц.	196
§2.5. Диаграммы Фейнмана. Дискретные преобразования.	211
§2.6. Свойства атомных ядер. Энергия ядра.	233
§2.7. Модели ядер.	253
§2.8. Распады ядер. Радиоактивность.	275
§2.9. Ядерные реакции.	306
§2.10. Деление и синтез ядер.	351
Глава 3. Взаимодействие частиц и излучений с веществом.	370
§3.1. Введение.	370
§3.2. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с веществом.	371
3.2.1. Удельные потери энергии заряженной частицей (371).	
3.2.2. Элементарные оценки потерь энергии заряженной частицей (372).	
§3.3. Упругое рассеяние частиц. Метод импульсных диаграмм.	380
§3.4. δ -электроны.	386
§3.5. Взаимодействие электронов с веществом.	387
3.5.1. Потери энергии электронами (387). 3.5.2. Ионизационные потери энергии электронами (388). 3.5.3. Радиационные потери энергии электронов (390). 3.5.4. Критическая энергия (394). 3.5.5. Пробег тяжелой заряженной частицы (396). 3.5.6. Многократное рассеяние (397). 3.5.7. Рассеяние электронов (399). 3.5.8. Экстраполированный пробег электронов (400). 3.5.9. Электроны высоких энергий (402).	
§3.6. Взаимодействие позитронов с веществом.	403
§3.7. Взаимодействие нейтрино с веществом.	405
§3.8. Взаимодействие мюонов с веществом.	407

§3.9. Взаимодействие гамма-квантов с веществом	410
3.9.1. Фотоэффект (413). 3.9.2. Комптон-эффект (414).	
3.9.3. Образование пары электрон-позитрон (416).	
§3.10. Взаимодействие нейтронов с веществом	421
3.10.1. Свойства нейтронов различных энергий (421).	
3.10.2. Замедление нейтронов (425). 3.10.3. Диффузия	
нейтронов (426). 3.10.4. Альbedo нейтронов (427).	
Приложение 1. Таблица избранных изотопов	431
Приложение 2. Таблицы частиц.	439
Приложение 3. Физические константы и единицы	443
Список литературы	445

Предисловие

Цель учебного пособия — выработать у студентов, изучающих физику атомного ядра и частиц, навыки решения задач по этому разделу физики. Первое систематическое знакомство с данным разделом начинается у студентов в процессе изучения заключительного раздела общего курса физики. В зависимости от учебных программ высших учебных заведений это происходит в течение 2-го или 3-го года обучения. Знания по физике ядра и частиц, которыми обладают к этому моменту студенты, обычно ограничиваются весьма неполными и упрощенными сведениями из школьной программы. В университетах студенты-физики сталкиваются с весьма обширным и нетривиальным материалом по современной физике ядра и частиц, содержащим непривычные понятия и способы анализа и осмысления физической информации, далекие от приемов классической физики. Результат — то, что даже простейшие задачи и вопросы по ядерной физике и физике частиц часто ставят студентов в тупик. Вместе с тем данный раздел чрезвычайно важен, поскольку посвящен наиболее фундаментальным и быстро развивающимся разделам физического знания, без которых современный физик (ученый, инженер или педагог) не может считаться полноценным специалистом. Одним из главных стимулов для написания данной книги явилось отсутствие в отечественной учебной литературе полноценного пособия по решению задач по физике ядра и частиц, включающего научные достижения последних двух десятилетий.

Книга написана на основе многолетнего опыта преподавания физики атомного ядра и частиц на физическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. Чтение лекций по данному разделу физики (в течение одного семестра) сопровождается семинарскими занятиями и выполнением лабораторных работ. Лекторы и преподаватели, ведущие эти занятия, хорошо представляют те трудности, с которыми обычно сталкиваются студенты при освоении физики ядра и частиц, и выработали полезные и эффективные методики обучения.

Книга состоит из трех глав. Первая глава — теоретическое введение в физику частиц и атомного ядра и может рассматриваться как методическая разработка семинарских занятий по данному разделу физики. Эта глава содержит более 100 задач с решениями. Вторая глава это, по существу, сам задачник по физике частиц и атомного ядра. Он состоит из 10 разделов, включающих около 400 задач с решениями.

Третья глава посвящена важной и недостаточно хорошо освещенной в отечественной учебной литературе теме — взаимодействию частиц и излучений с веществом. Она написана в форме теоретического обзора, дополненного решением нескольких десятков задач. В целом в книге читатель найдет решение более 500 задач практически по всем разделам современной физики частиц и атомного ядра. Все задачи приводятся с решениями, доводимыми, где это нужно, до численного ответа. Для понимания этих решений нужны лишь самые общие сведения о квантовой механике, многие из которых содержатся в первой главе книги.

Представленный задачник дополняет учебники, написанные преподавателями физического факультета МГУ: классический университетский учебник «Частицы и атомные ядра» (авторы Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин) и «Введение в физику ядра и частиц» (автор И. М. Капитонов).

Книга будет полезна не только студентам, впервые знакомящимся с физикой ядра и частиц, но также студентам-физикам старших курсов, магистрам и аспирантам. Она поможет преподавателям университетов, ведущим занятия по данному курсу, планировать и проводить семинарские занятия, составлять контрольные работы и экзаменационные билеты. Книга будет полезна также при планировании и проведении государственных экзаменов по физике, экзаменов в аспирантуру и кандидатских экзаменов.

При написании книги мы использовали опыт преподавания физики ядра и частиц накопленный сотрудниками кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ. Особую признательность мы выражаем О. В. Василенко, В. К. Гришину, Э. И. Кэбину, М. Е. Степанову и Е. В. Широкову.

При численном решении задач мы использовали самые последние и точные сведения о характеристиках атомных ядер [16] и элементарных частиц [17]. За возможность использования Базы данных ЦДФЭ НИИЯФ МГУ «Параметры основных и изомерных состояний атомных ядер» мы благодарим профессора В. В. Варламова.

Н. Г. Гончарова, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов

Глава 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОБЗОР

§1.1. Введение

1.1.1. Фундаментальные частицы и фундаментальные взаимодействия. В физике микромира все частицы делятся на два класса: фермионы и бозоны. Фермионы — частицы с полуцелыми значениями спина, бозоны — частицы с целыми значениями спина, включая нуль. Спином называется минимальное значение момента импульса (момента количества движения), которое может иметь частица. Спин и другие моменты импульсов измеряются в единицах $\hbar$. Для частиц с ненулевой массой спин равен моменту импульса частицы в ее собственной системе координат. Значение J (или s) спина частиц, указываемое в таблицах, представляет собой максимальное значение проекции вектора момента количества движения на выделенную ось, деленное на $\hbar$.

Фундаментальными называют частицы, которые по современным представлениям не имеют внутренней структуры. 12 фундаментальных фермионов (со спином $1/2$ в единицах $\hbar$) приведены в табл. 1.1. Последний столбец табл. 1.1 — электрические заряды Q фундаментальных фермионов в единицах величины заряда электрона e .

Таблица 1.1

Фундаментальные фермионы					Взаимодействия		
	Поколение 1	Поколение 2	Поколение 3	Заряд Q/e			
Лептоны	ν_e	ν_μ	ν_τ	0			
	e^-	μ^-	τ^-	-1			
Кварки	u	c	t	+2/3	Сильное	Электро-магнитное	Слабое
	d	s	b	-1/3			

12 фундаментальным фермионам соответствуют 12 антифермионов.

Взаимодействие частиц осуществляется за счет 4-х типов взаимодействий: сильного, электромагнитного, слабого и гравитационного. Квантами соответствующих полей являются *фундаментальные бозоны*: 8 глюонов; γ -квант; W^+ , W^- , Z -бозоны и гравитон (табл. 1.2).

Таблица 1.2

Фундаментальные взаимодействия

Взаимодействие	Квант поля	Радиус, см	Порядок константы	Пример проявления
Сильное	8 глюонов	10^{-13}	≈ 1	Ядро, адроны
Электромагнитное	γ -квант	∞	$\alpha_e = 1/137 \approx 10^{-2}$	Атом
Слабое	$W^\pm$, Z -бозоны	10^{-16}	$\approx 10^{-6}$	β -распад
Гравитационное	гравитон (?)	∞	$\approx 10^{-38}$	Сила тяжести

Квантами сильного взаимодействия являются 8 нейтральных безмассовых глюонов. Фундаментальные фермионы, между которыми реализуется сильное взаимодействие — *кварки*, — характеризуются квантовым числом «цвет», которое может принимать 3 значения. Глюоны имеют 8 разновидностей «цветных» зарядов.

Квантами электромагнитного взаимодействия являются γ -кванты. γ -кванты (фотоны) имеют нулевую массу покоя. В электромагнитных взаимодействиях участвуют фундаментальные частицы, занимающие последние три строки в табл. 1.1, т.е. заряженные лептоны и кварки. Поскольку кварки в свободном состоянии не наблюдаются, а входят в состав адронов, т.е. барионов и мезонов, все адроны, наряду с сильным взаимодействием, участвуют и в электромагнитном взаимодействии.

Квантами слабого взаимодействия, в котором принимают участие все лептоны и все кварки, являются W^- и Z -бозоны. Существуют как положительно заряженные W^+ бозоны, так и отрицательно заряженные W^- ; Z -бозоны электрически нейтральны. Массы W^- и Z -бозонов велики — больше $80 \text{ ГэВ}/c^2$. Следствием больших масс W^- и Z -бозонов является малая (по сравнению с электромагнитной константой) константа слабого взаимодействия.

Глюоны, γ -квант, $W^\pm$ и Z -бозоны являются фундаментальными бозонами. Спины всех фундаментальных бозонов равны 1.

Гравитационные взаимодействия практически не проявляются в физике частиц. Например, интенсивность гравитационного взаимодействия двух протонов составляет $\approx 10^{-38}$ от интенсивности их электромагнитного взаимодействия.

Разделение табл. 1.1 на три поколения оправдано тем фактом, что окружающий нас мир практически полностью построен из частиц так называемого *первого поколения* (наименее массивных). Частицы второго и, тем более, третьего поколений могут быть обнаружены толь-

ко при высоких энергиях взаимодействия. Например, t -кварк открыт на ускорителе-коллайдере FNAL (США), при столкновении протонов и антипротонов с энергиями 1000 ГэВ.

Первые две строки в табл. 1.1 занимают *лептоны* — фермионы, не принимающие участия в сильных взаимодействиях. Лептонами являются электрически нейтральные нейтрино (и антинейтрино) трех типов — частицы с массами, много меньшими, чем масса электрона. Нейтрино участвуют лишь в *слабых взаимодействиях*. Вторую строку занимают электрон, мюон и таон — заряженные бесструктурные частицы, участвующие как в слабом, так и электромагнитном взаимодействиях.

Третья и четвертая строки содержат 6 *кварков* (q) — бесструктурных частиц с дробными значениями электрического заряда. В свободном состоянии эти частицы не наблюдаются, они входят в состав наблюдаемых частиц — *адронов*.

Явления природы, проявляющиеся при энергиях частиц < 100 МэВ, могут быть практически полностью объяснены взаимодействием фундаментальных частиц 1-го поколения. 2-е поколение фундаментальных частиц проявляется при энергиях порядка сотен МэВ. Для исследования 3-го поколения фундаментальных частиц строят ускорители высоких энергий ($E > 100$ ГэВ).

1.1.2. Длина волны и энергия частиц. Объекты, которые изучает физика ядра и частиц (субатомная физика), имеют гораздо меньшие характерные размеры, чем атомы и молекулы.

Изучение структуры любого тела требует «микроскопов» с длинами волн, меньшими, чем размеры исследуемых объектов. Длина волны λ как электромагнитного излучения, так и любой частицы связана с импульсом известным соотношением (для частиц с ненулевой массой покоя введенным де Бройлем):

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1.1.1)$$

где p — импульс частицы, h — константа Планка.

Характерные линейные размеры даже самых «крупных» объектов субатомной физики — атомных ядер с большим количеством нуклонов A — имеют порядок около 10^{-12} см. Экспериментальное исследование объектов с такими размерами требует создания пучков частиц больших энергий.

Одной из целей данного пункта *Введения* является расчет энергий ускоренных частиц, которые можно использовать для исследования структуры ядер и нуклонов. Прежде чем приступить к таким расчетам, необходимо ознакомиться с основными константами, которые будут часто употребляться в дальнейших расчетах, а также с единицами измерения физических величин, принятыми в субатомной физике.

В книге используется Гауссова система единиц. В этой системе единиц постоянная тонкой структуры α и магнетон Бора μ_B даются выражениями $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ и $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$, где $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, c — скорость света, e — заряд электрона, m_e — масса электрона.

Константы:

Скорость света в вакууме	$c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с (cm/sec),
Приведенная константа	
Планка	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6,58 \cdot 10^{-22}$ МэВ · с (MeV · sec),
Константа конверсии	$\hbar c = 197,3$ МэВ · Фм (MeV · Fm),
Масса электрона	$m_e = 0,511$ МэВ/ c^2 (MeV/ c^2),
Масса протона	$m_p = 938,3$ МэВ/ c^2 (MeV/ c^2).

Единицы субатомной физики:

Энергия —	1 эВ = 10^{-3} кэВ = 10^{-6} МэВ = 10^{-9} ГэВ = 10^{-12} ТэВ. 1 эВ = $1,60 \cdot 10^{-12}$ эрг = $1,60 \cdot 10^{-19}$ Дж,
Масса —	1 МэВ/ c^2 и атомная единица массы 1 а.е.м. = $1u = \frac{1}{12}$ массы атома $^{12}\text{C} \approx 931,5$ МэВ/ c^2 = $1,66 \cdot 10^{-24}$ г,
Длина —	1 Фм (Ферми или фемтометр) = 1 Fm = 1 fm = 10^{-13} см = 10^{-15} м.

Важные формулы релятивистской физики:

$$E = (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} = T + mc^2. \quad (1.1.2)$$

Здесь T — кинетическая энергия частицы с массой покоя m и модулем импульса p . Отсюда для импульса частицы получаем

$$p = \frac{(T^2 + 2T \cdot mc^2)^{1/2}}{c}. \quad (1.1.3)$$

В субатомной физике, особенно в физике высоких энергий широко используется система единиц, в которой $\hbar = 1$ и $c = 1$. В этой системе формулы релятивистской физики имеют более простую и удобную форму:

$$\begin{aligned} E^2 &= p^2 + m^2 = (T + m)^2; \\ p^2 &= T^2 + 2Tm. \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

В системе $\hbar = c = 1$ энергия, импульс и масса измеряются в одних и тех же энергетических единицах — МэВ (MeV) или ГэВ (GeV).

Значительное упрощение в решении задач можно получить, используя константу конверсии $\hbar c = 197,337$ МэВ · Фм ≈ 200 МэВ · Фм.

Задача 1.1.1. Рассчитать кинетическую энергию электрона, имеющего длину волны 1 Фм.

Длина волны электрона равна

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar c}{pc} \approx \frac{2\pi \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{(T^2 + 2T \cdot mc^2)^{1/2}} \approx 1 \text{ Фм}.$$

Отсюда $T^2 + 2T \cdot mc^2 \approx (2\pi)^2 (200 \text{ МэВ})^2$. Поскольку энергия покоя электрона составляет всего около 0,5 МэВ, второй член в знаменателе предыдущего выражения меньше первого на три порядка, отсюда кинетическая энергия электрона с длиной волны де Бройля в 1 Фм составляет $T \approx 1260 \text{ МэВ} = 1,26 \text{ ГэВ}$.

Задача 1.1.2. Сравнить приведенные длины волн электрона и протона с одинаковыми кинетическими энергиями 100 МэВ.

Для электрона

$$\lambda_e = \frac{\lambda_e}{2\pi} = \frac{\hbar c}{(T^2 + 2T \cdot m_e c^2)^{1/2}} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{(10^4 + 2 \cdot 10^2 \cdot 0,511)^{1/2} \text{ МэВ}} \approx 2 \text{ Фм}.$$

Для протона

$$\lambda_p = \frac{\lambda_p}{2\pi} = \frac{\hbar c}{(T^2 + 2T \cdot m_p c^2)^{1/2}} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{(10^4 + 2 \cdot 10^2 \cdot 938)^{1/2} \text{ МэВ}} \approx 0,45 \text{ Фм}.$$

Длина волны протона с той же кинетической энергией, что и у электрона, почти в 5 раз меньше!

Проведенные нами расчеты доказывают, что для исследования структуры ядер и частиц необходимо использовать пучки частиц высоких энергий, что и определяет необходимость создания ускорителей.

Задача 1.1.3. Определить полную E и кинетическую энергию T электрона, приведенная длина волны которого равна 10^{-2} Фм.

Приведенная длина волны частицы определяется выражением

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{pc} = \hbar c (E^2 - m^2 c^4)^{-1/2}.$$

Откуда

$$\sqrt{E^2 - m^2 c^4} = \frac{\hbar c}{\lambda} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{0,01 \text{ Фм}} = 2 \cdot 10^4 \text{ МэВ} = 20 \text{ ГэВ}.$$

Поскольку энергия покоя электрона всего 0,511 МэВ, то при высоких энергиях ($E > 500 \text{ МэВ}$) его полная и кинетическая энергии практически совпадают (их разность при условиях задачи меньше 0,1 %). Поэтому окончательный ответ имеет вид:

$$E \approx T \approx 20 \text{ ГэВ}.$$

Энергии электронов 20 ГэВ и выше были достигнуты на ряде электронных ускорителей высоких энергий. Например, на ускорителе LEP в Европейском центре ядерных исследований (CERN) энергии электронов и позитронов, движущихся навстречу друг другу (во встречных пучках), составляли около 100 ГэВ. В настоящее время в туннеле этого ускорителя сооружен новый ускоритель LHC. В этом ускорителе сталкиваются пучки протонов с энергиями по 7 ТэВ.

§1.2. Распады и реакции

1.2.1. Законы сохранения в распадах и реакциях. Структура и свойства частиц и атомных ядер исследуются уже около ста лет в распадах и реакциях.

Распады представляют собой спонтанное превращение любого объекта физики микромира (ядра или частицы) в два или более *продуктов распада*:

$$X \rightarrow A + B + (C + \dots). \quad (1.2.1)$$

Реакция — это превращение двух взаимодействующих между собой частиц или ядер в два или более *продуктов реакции*:

$$X + Y \rightarrow A + B + (C + \dots). \quad (1.2.2)$$

Как распады, так и реакции подчиняются ряду законов сохранения. Среди хорошо известных из классической физики законов сохранения следующие:

- | | | |
|--|--------------------------------|---------|
| 1. Закон сохранения энергии | $\sum E = \text{const.}$ | (1.2.3) |
| 2. Закон сохранения импульса | $\sum \vec{p} = \text{const.}$ | |
| 3. Закон сохранения момента
количества движения | $\sum \vec{J} = \text{const.}$ | |
| 4. Закон сохранения электрического заряда | $\sum Q = \text{const.}$ | |

В дальнейшем будут обсуждаться и другие законы сохранения, действующие в распадах и реакциях. Перечисленные выше законы *выполняются во всех типах взаимодействий*.

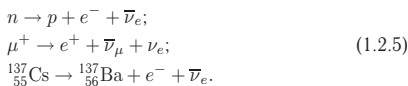
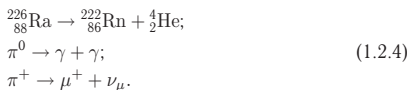
Процессы взаимодействий объектов микромира, проявлением которых являются распады и реакции, имеют *вероятностные характеристики*.

1.2.2. Вероятности и энергии распадов. Спонтанный распад любого объекта физики микромира (ядра или частицы) возможен в том случае, если масса покоя продуктов распада меньше массы первичной частицы.

Распады частиц и ядер характеризуются *вероятностью распада в единицу времени* λ либо обратной вероятности λ величиной *среднего*

времени жизни τ . В физике ядра используется связанная с этими характеристиками величина *периода полураспада* $t_{1/2}$.

Примеры спонтанных распадов:



В распадах (1.2.4) в конечном состоянии — две частицы. В распадах (1.2.5) — три частицы.

Получим закон распада для частиц (или ядер). Уменьшение числа частиц (или ядер) за интервал времени dt пропорционально величине этого интервала, числу частиц (ядер) в данный момент времени $N(t)$ и вероятности распада в единицу времени λ :

$$dN(t) = -\lambda N(t) dt. \quad (1.2.6)$$

Знак «минус» означает, что число частиц (ядер) в результате распада уменьшается.

Интегрирование (1.2.6) с учетом начальных условий дает связь числа частиц $N(t)$ в момент времени t с числом частиц $N(0)$ в начальный момент времени $t = 0$:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t} = N(0) \cdot e^{-t/\tau}. \quad (1.2.7)$$

Задача 1.2.1. Получить соотношение между периодом полураспада, вероятностью распада в единицу времени и средним временем жизни.

Периодом полураспада называется время, за которое число частиц (или ядер) уменьшится вдвое:

$$\begin{aligned} N(t_{1/2}) &= \frac{N(0)}{2} = N(0) \cdot \exp(-\lambda t_{1/2}); \\ \ln 2 &= \lambda t_{1/2}; \quad t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \cdot \ln 2. \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

Задача 1.2.2. Получить формулу для кинетических энергий продуктов распада $X \rightarrow A + B$ в случае нерелятивистских скоростей частиц A и B .

Разность масс первичной частицы и продуктов распада распределяется между продуктами распада в виде их кинетических энергий.

Законы сохранения энергии и импульса для распада следует записывать в системе координат, связанной с распадающейся частицей (или ядром). Покажем, как для упрощения формул использовать систе-

му единиц $\hbar = c = 1$, в которой энергия, масса и импульс имеют одну и ту же размерность (МэВ). В этой системе единиц законы сохранения энергии и импульса для данного распада:

$$\begin{aligned} M_X &= M_A + T_A + M_B + T_B; \\ 0 &= \vec{p}_A + \vec{p}_B. \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

$$\text{При этом } p_A = (2M_A T_A)^{1/2} = p_B = (2M_B T_B)^{1/2}.$$

Сумма кинетических энергий продуктов распада определяется разностью масс начального объекта и конечных продуктов: $T_A + T_B = \Delta M = M_X - M_A - M_B$, а отношение кинетических энергий

$$\frac{T_A}{T_B} = \frac{M_B}{M_A}. \quad (1.2.10)$$

Отсюда получаем для кинетических энергий продуктов распада

$$T_A = \frac{\Delta M \cdot M_B}{M_A + M_B}; \quad T_B = \frac{\Delta M \cdot M_A}{M_A + M_B}. \quad (1.2.11)$$

Таким образом, в случае *двух частиц в конечном состоянии кинетические энергии продуктов определены однозначно*. Этот факт не зависит от того, релятивистские или нерелятивистские скорости имеют продукты распада. Для релятивистского случая формулы для кинетических энергий выглядят несколько сложнее, чем (1.2.11), но решение уравнений для энергии и импульса двух частиц опять-таки является единственным. Если в конечном состоянии возникает три (или более) продуктов, решение уравнений для законов сохранения энергии и импульса не приводит к однозначному результату из-за неоднозначности в направлениях (углах) вылета продуктов реакции. Поэтому *только в случае распада на две частицы спектры продуктов распада — дискретные*. В случае, если частиц в конечном состоянии *больше двух*, спектры продуктов имеют *непрерывный* характер. В дальнейшем на примере β -распадов эта ситуация будет рассмотрена детально.

В расчетах кинетических энергий продуктов распада ядер удобно воспользоваться тем фактом, что число нуклонов A сохраняется.

Применим полученные формулы (1.2.11) к α -распаду радия — ${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + \alpha$ (первый распад в (1.2.4)). Из таблиц атомных ядер имеем $\Delta M = M({}^{226}\text{Ra}) - M({}^{222}\text{Rn}) - M({}^4\text{He}) = 4,87$ МэВ. Далее, используя пропорциональность ядерных масс M числам A нуклонов в них ($M \sim A$), для кинетических энергий ядер радона и α -частицы, образовавшихся в результате α -распада, получаем

$$T(\text{Rn}) = \frac{4,87}{226} \cdot 4 \text{ МэВ} \approx 0,09 \text{ МэВ}; \quad T({}^4\text{He}) = \frac{4,87}{226} \cdot 222 \approx 4,78 \text{ МэВ}.$$

Суммарная кинетическая энергия, выделившаяся в результате α -распада, меньше 5 МэВ и составляет около 0,5% от массы покоя нуклона. Соотношение выделившейся в результате распада кинетической энергии и энергий покоя частиц или ядер — *критерий*

допустимости применения нерелятивистского приближения. В случае α -распадов ядер малость кинетических энергий по сравнению с энергиями покоя позволяет ограничиться нерелятивистским приближением в формулах (1.2.9)–(1.2.11).

Более детальные сведения об α -распаде ядер содержатся в п. 1.10.1.

Задача 1.2.3. Рассчитать энергии частиц, рождающихся в распаде π^+ -мезона.

Распад π^+ -мезона с вероятностью 99,99 % происходит на две частицы: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Масса π^+ -мезона равна 139,6 МэВ, масса мюона μ равна 105,7 МэВ. Точное значение массы мюонного нейтрино ν_μ неизвестно, но установлено, что она на несколько порядков меньше разности масс пиона и мюона. Так как разность масс π^+ -мезона и продуктов его распада равна 33,9 МэВ, для нейтрино необходимо использовать релятивистские формулы связи энергии и импульса. В дальнейшем расчете малой массой покоя нейтрино можно пренебречь и считать нейтрино ультрарелятивистской частицей. Законы сохранения энергии и импульса в распаде π^+ -мезона имеют следующий вид (система единиц $\hbar = c = 1$):

$$\begin{aligned} m_\pi &= m_\mu + T_\mu + E_\nu, \\ 0 &= \vec{p}_\mu + \vec{p}_\nu. \end{aligned}$$

При этом для кинетической энергии мюона T_μ , энергии нейтрино E_ν и импульса мюона p_μ имеем

$$\begin{aligned} T_\mu &= (p_\mu^2 + m_\mu^2)^{1/2} - m_\mu, \\ E_\nu &= p_\nu = p_\mu = p, \\ p &= (T_\mu^2 + 2T_\mu m_\mu)^{1/2}, \\ (m_\pi - m_\mu)^2 - 2(m_\pi - m_\mu)T_\mu + T_\mu^2 &= T_\mu^2 + 2T_\mu m_\mu. \end{aligned}$$

Откуда

$$T_\mu = \frac{(m_\pi - m_\mu)^2}{2m_\pi} = 4,1 \text{ МэВ}.$$

Энергия мюонного нейтрино π^+ -распада равна $E_\nu = (m_\pi - m_\mu) - T_\mu = 29,8 \text{ МэВ}$.

Примером двухчастичного распада является также излучение γ -кванта при переходе возбужденного ядра на более низкий энергетический уровень.

Во всех двухчастичных распадах, проанализированных выше, продукты распада имеют «точное» значение энергии, т.е. дискретный спектр. Однако более глубокое рассмотрение этой проблемы показывает, что спектр даже продуктов двухчастичных распадов не является δ -функцией энергии. Спектр продуктов распада имеет конечную ширину Γ , которая тем больше, чем меньше время жизни распадающегося ядра или частицы:

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar. \quad (1.2.12)$$

Это соотношение является одной из формулировок соотношения неопределенностей для энергии и времени.

Примерами трехчастичных распадов являются β -распады и в частности распад нейтрона. Нейтрон испытывает β -распад, превращаясь в протон и два лептона — электрон и антинейтрино: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

β -распады испытывают и сами лептоны, например, мюон (среднее время жизни покоящегося мюона $\tau = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с):

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

Особенности испускаемых нейтрино и антинейтрино будут обсуждаться в следующих разделах, однако кинематику этого распада можно изучить и сейчас.

Задача 1.2.4. *Определить максимальную кинетическую энергию и импульс электрона в распаде покоящегося мюона.*

Законы сохранения для распада покоящегося мюона при максимальном импульсе электрона имеют вид (система единиц $\hbar = c = 1$)

$$\begin{aligned} m_\mu &= m_e + T_e + E_{\nu_e} + E_{\nu_\mu}, \\ p_e &= p_{\nu_e} + p_{\nu_\mu} = E_{\nu_e} + E_{\nu_\mu} = (T_e^2 + 2m_e T_e)^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.2.13)$$

При максимальной кинетической энергии электрона максимален и его импульс. Это может быть в случае, когда импульсы обоих нейтрино направлены противоположно импульсу электрона, что и использовано в (1.2.13). Для максимальной кинетической энергии электрона в распаде мюона имеем уравнение

$$\Delta m = m_\mu - m_e = T_e + (T_e^2 + 2m_e T_e)^{1/2}.$$

Отсюда

$$(T_e)_{\max} = \frac{\Delta m^2}{2m_\mu} \approx 53 \text{ МэВ}. \quad (1.2.14)$$

Кинетическая энергия электрона в распаде мюона на два порядка выше, чем его масса покоя (0,511 МэВ). Импульс релятивистского электрона (в МэВ) практически совпадает с его кинетической энергией, действительно

$$p = (T^2 + 2mT)^{1/2} = [(53)^2 + 2 \cdot 0,511 \cdot 53]^{1/2} \approx 53 \text{ МэВ}.$$

Отметим, что хотя расчеты кинематических характеристик микрообъектов часто проводят в системе единиц $\hbar = c = 1$, в учебной литературе обычно этой системой не пользуются и указывают импульсы частиц в единицах МэВ/с, где c — скорость света. Мы в данной книге в большинстве случаев также не будем использовать систему $\hbar = c = 1$. Там же, где эта система будет нами применяться, мы будем напоминать об этом.

Рассмотрим распад частицы, происходящий исключительно благодаря *сильным* (strong) взаимодействиям. Примером такого распада является распад Δ^{++} -изобары

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^{+}.$$

Масса Δ^{++} -изобары равна 1232 МэВ, это самый легкий барион из семейства Δ -изобар. Разность масс первичной частицы и продуктов распада, т.е. сумма кинетических энергий протона и пиона равна 154 МэВ. Из законов сохранения энергии и импульса получаем

$$T_p + T_{\pi} = 154 \text{ МэВ}, \quad p_{\pi} = (T_{\pi}^2 + 2m_{\pi}T_{\pi})^{1/2}.$$

Для протона можно применить нерелятивистское приближение, однако для пиона оно неприменимо. Решая уравнения для импульсов частиц, получаем для этого двухчастичного распада единственное решение для кинетических энергий. Но спектр энергий пионов имеет ширину ≈ 120 МэВ и не является, строго говоря, дискретным. Столь большое значение ширины является следствием очень малого времени жизни Δ -изобары.

Задача 1.2.5. Оценить время жизни Δ -изобары по ширине ее распада $\Gamma \approx 120$ МэВ.

Среднее время жизни Δ -изобары можно получить из соотношения (1.2.12):

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} \approx \frac{200 \text{ МэВ} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{120 \text{ МэВ} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}} \approx 0,5 \cdot 10^{-23} \text{ с}.$$

Рассмотренные в этом разделе распады характеризовались, помимо спектров энергий продуктов, также и вероятностями распада в единицу времени (или обратными им средними временами жизни первичной частицы). Средние времена жизни частиц и ядер имеют колоссальный диапазон значений: например, среднее время жизни нестабильного бариона, называемого Δ -изобарой, меньше, чем 10^{-23} с. Время жизни возбужденного ядра ^{12}C (в первом возбужденном состоянии) — порядка 10^{-13} с. Среднее время жизни мюона — около $2 \cdot 10^{-6}$ с, а среднее время жизни нейтрона около 15 минут.

ЧТО ОПРЕДЕЛЯЕТ ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА НЕСТАБИЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ?

Вероятность распада является функцией нескольких определяющих ее факторов. Важнейшим из них является *тип взаимодействия*, которое ответственно за происходящий распад. В табл. 1.2 перечислены фундаментальные взаимодействия и их свойства. В частности указан порядок величин для констант взаимодействия. Вероятности процессов, происходящих в результате того или иного типа взаимодействия, зависят (как правило) от квадрата константы взаимодействия. Поэтому, поскольку распад Δ -изобары происходит по сильному взаимодей-

ствию, ему соответствует высокая вероятность и малое время жизни ($\approx 10^{-23}$ с). Процессы электромагнитного взаимодействия имеют константу примерно на два порядка меньше сильных, соответствующие им средние времена жизни больше, чем $\approx 10^{-19}$ с. Слабые взаимодействия (примером которых являются β -распады (1.2.5)) имеют константу, примерно на 6 порядков меньшую, чем сильные взаимодействия. Поэтому характерные для них средние времена жизни больше, чем 10^{-12} с. Связь констант взаимодействия и вероятностей распадов определяет и наиболее вероятный способ распада нестабильного ядра или частицы в случаях, когда возможны несколько таких путей, так называемых *каналов распада*.

Помимо типа взаимодействий, вероятность распада определяется также 1) кинетической энергией излучаемых частиц и 2) моментами количества движения продуктов распада. *Вероятность распада тем выше, чем больше энергия перехода*. Влияние этого фактора на вероятность распада часто замаскировано влиянием второго фактора, т. е. уносимого излучением момента количества движения. Подробнее эта тема будет рассмотрена в § 1.10 (Распады нестабильных ядер).

1.2.3. Реакции. Пороговые энергии. Коллайдеры. При расчете кинематических характеристик реакций удобно использовать *релятивистский инвариант квадрата массы системы* $E^2 - P^2 c^2 = m^2 c^2 = \text{inv}$, или $E^2 - P^2 = m^2 = \text{inv}$ в системе $\hbar = c = 1$. Здесь E — полная энергия системы, а P — ее суммарный импульс. В качестве примера использования этого инварианта рассмотрим нахождение минимальной суммы кинетических энергий сталкивающихся частиц в эндотермической (т. е. с поглощением энергии) реакции



В эндотермической реакции сумма масс покоя частиц $\sum m_f$, образующихся в конечном состоянии, *больше* суммы масс покоя первичных частиц $\sum m_i$.

В системе покоя мишени (частицы B), называемой *лабораторной системой координат*, минимальная кинетическая энергия частицы A , при которой возможна реакция (1.2.15), называется порогом реакции $E_{\text{порог}}$. Т. е.

$$E_{\text{порог}} = (T_A)_{\min}.$$

Для расчета порога реакции $(T_A)_{\min}$ следует записать законы сохранения энергии и импульса в двух системах отсчета — лабораторной системе, связанной с покоящейся частицей B , и в системе центра масс, или центра инерции (штрихованные обозначения кинематических переменных). Запишем эти законы в системе единиц $\hbar = c = 1$:

$$\begin{aligned} T_A + M_A + M_B &= \sum m_f + \sum T_f; & \vec{p}_A &= \sum \vec{p}_f. & (a) \\ T'_A + T'_B + M_A + M_B &= \sum m_f + \sum T'_f & \vec{p}'_A + \vec{p}'_B &= \sum \vec{p}'_f = 0. & (b) \end{aligned} \quad (1.2.16)$$

Используя (1.2.16, а и б), найдем теперь значения инварианта $E^2 - P^2$ при энергии порога в лабораторной системе координат и системе центра масс и приравняем эти значения, используя, таким образом, свойство инвариантности.

В лабораторной системе для этого инварианта имеем $(T_A + M_A + M_B)^2 - p_A^2$. Порог реакции соответствует значению кинетической энергии $(T_A)_{\min}$ частицы A в лабораторной системе в случае, когда кинетические энергии продуктов реакции минимальны. В системе центра масс в этом случае равны нулю кинетические энергии всех образовавшихся в результате реакции частиц, т. е. $\sum T'_f = 0$. Одновременно равны нулю и импульсы этих частиц (*приравнять нулю импульсы и кинетические энергии продуктов реакции возможно только в системе центра инерции, в которой суммарный импульс по определению равен нулю*). Таким образом, как легко увидеть из (1.2.16, б), при энергии порога в системе центра инерции рассматриваемый инвариант просто равен $(\sum m_f)^2$. Итак, равенство релятивистских инвариантов в двух рассматриваемых системах при энергии порога имеет вид

$$\left[(T_A + M_A + M_B)^2 - p_A^2 \right]_{\text{порог}} = (\sum m_f)^2. \quad (1.2.17)$$

При энергии порога $T_A = (T_A)_{\min} = E_{\text{порог}}$, а $(p_A^2)_{\text{порог}} = (T_A)_{\min}^2 + 2(T_A)_{\min} \cdot M_A$. С учетом этого из (1.2.17) получаем

$$\begin{aligned} E_{\text{порог}} = (T_A)_{\min} &= \frac{1}{2M_B} \left[(\sum m_f)^2 - (\sum m_i)^2 \right] = \\ &= \frac{1}{2M_B} (\sum m_f - \sum m_i) (\sum m_f + \sum m_i), \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

где $\sum m_i = M_A + M_B$.

Часто вместо формулы (1.2.18) используется эквивалентное выражение

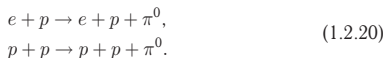
$$E_{\text{порог}} = (T_A)_{\min} = |Q| \left(1 + \frac{M_A}{M_B} + \frac{|Q|}{2M_B} \right), \quad (1.2.19)$$

где $Q = \sum m_i - \sum m_f$ — энергия реакции.

Подчеркнем, что обе «пороговые» формулы (1.2.18) и (1.2.19) записаны в системе $\hbar = c = 1$. В обычном варианте использования этих формул массы умножаются на c^2 .

Задача 1.2.6. *Рождение нейтрального π^0 -мезона на неподвижной водородной мишени происходит как на ускорителях электронов промежуточных энергий, так и на ускорителях протонов. Сравнить минимальные энергии пучков частиц на электронных и протонных ускорителях, при которых возможно рождение π^0 -мезона.*

Реакции рождения π^0 -мезона на электронном и протонном ускорителях имеют следующий вид:



Пороговые энергии электронов и протонов в этих реакциях даются соответственно следующими выражениями:

$$\begin{aligned} T_e &= \frac{1}{2m_p} m_\pi (2m_p + 2m_e + m_\pi), \\ T_p &= \frac{1}{2m_p} m_\pi (4m_p + m_\pi). \end{aligned}$$

Пользуясь таблицами масс частиц, получим для пороговых кинетических энергий электрона и протона в реакциях (1.2.20):

$$\begin{aligned} T_e &= \frac{135 \text{ МэВ}}{2 \cdot 938 \text{ МэВ}} (2 \cdot 938 \text{ МэВ} + 2 \cdot 0,511 \text{ МэВ} + 135 \text{ МэВ}) \approx 145 \text{ МэВ} \\ T_p &= \frac{135 \text{ МэВ}}{2 \cdot 938 \text{ МэВ}} (4 \cdot 938 \text{ МэВ} + 135 \text{ МэВ}) \approx 280 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Столь значительное различие в пороговых энергиях при рождении пиона в реакциях электронов и протонов с неподвижной водородной мишенью является следствием больших затрат энергии на движение центра масс системы во второй реакции. Эти затраты отсутствуют в ускорителях на встречных пучках — *коллайдерах* (colliders). Именно коллайдеры являются основным инструментом современной физики высоких энергий в получении информации о структуре и свойствах частиц и их взаимодействиях.

Определим энергию E частицы в ускорителе с неподвижной мишенью, эквивалентном коллайдеру с энергиями E' одинаковых частиц в пучках. Имеются в виду полные энергии упомянутых частиц, связанные с их кинетическими энергиями и массами соотношениями

$$\begin{aligned} E &= T + m \text{ (неподвижная мишень),} \\ E' &= T' + m \text{ (коллайдер).} \end{aligned}$$

В ускорителе со встречными пучками одинаковых по массе частиц лабораторная система совпадает с системой центра масс. В этой (штрихованной) системе квадрат инварианта массы $(E')^2 - (P')^2 = \text{inv} = = 4(E')^2$. В системе координат, связанной с одной из сталкивающихся частиц (например, частицей 2), энергия частицы 1 есть искомая энергия E . В этой системе квадрат полной энергии равен $(E + m)^2$, а квадрат полного импульса системы равен квадрату импульса частицы 1: $P^2 = p_1^2 = E^2 - m^2$. Приравнявая значения инвариантов в этих двух системах, получим для полной энергии частицы в ускорителе с непо-

движной мишенью, эквивалентном коллайдеру (эту энергию иногда называют *энергией столкновения*), выражение

$$E = \frac{2(E')^2}{m} - m. \quad (1.2.21)$$

Задача 1.2.7. Оценить, какие энергии E пучков должны иметь ускорители с неподвижной мишенью, эквивалентные ускорителям на встречных пучках:

а) протон-антипротонному коллайдеру (лаборатория им. Ферми FNAL) с энергиями пучков 1 ТэВ;

б) электрон-позитронному коллайдеру (LEP, CERN) с энергиями пучков 100 ГэВ.

Расчет энергий пучков в ускорителях с неподвижной мишенью, эквивалентных коллайдеру, по (1.2.21) дает, соответственно для энергий антипротонов

$$E = \frac{2 \cdot 10^3 \cdot 10^3}{0,94} \text{ ГэВ} - 0,94 \text{ ГэВ} \approx 2,1 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ ТэВ}$$

и позитронов

$$E = \frac{2 \cdot 100 \cdot 100}{0,511 \cdot 10^{-3}} \text{ ГэВ} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ ТэВ}.$$

Относительно большой «выигрыш» в энергии для коллайдеров с электронными и позитронными пучками является следствием зависимости энергии «эквивалентного» ускорителя с неподвижной мишенью от массы ускоряемых частиц.

Полученные и использованные при решении данной задачи полные энергии частиц E и E' в эквивалентных ускорителях в силу их ультрарелятивизма практически не отличаются от их кинетических энергий T и T' . Если возникает задача точного сравнения кинетических энергий частиц эквивалентных ускорителей, то выражение (1.2.21) можно переписать в терминах этих энергий:

$$T = \frac{2T'}{m} (T' + 2m). \quad (1.2.22)$$

Задача 1.2.8. Определить минимальную кинетическую энергию протона в реакции рождения «странных» частиц $p + p \rightarrow p + K^+ + \Sigma^0$ в ускорителе с неподвижной водородной мишенью и в протон-протонном коллайдере.

В ускорителе с неподвижной мишенью

$$\begin{aligned} (T_p)_{\min} &= \frac{1}{2m_p} (M_{\Sigma^0} + M_{K^+} - m_p) (M_{\Sigma^0} + M_{K^+} + 3m_p) = \\ &= \frac{1}{2 \cdot 938} (1193 + 494 - 938) (1193 + 494 + 3 \cdot 938) \text{ МэВ} \approx 1796 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Минимальная (пороговая) энергия протонных пучков в коллайдере равна половине разности масс продуктов реакции и первичных частиц, т. е.

$$(T_p')_{\min} = \frac{1}{2} (\sum m_f - \sum m_i) = \frac{1}{2} (M_{\Sigma^0} + M_{K^+} - m_p) \approx 374 \text{ МэВ.}$$

Величины $(T_p)_{\min}$ и $(T_p')_{\min}$ связаны соотношением (1.2.22). Поэтому ответ данной задачи может быть получен также с помощью следующего расчета (формула (1.2.22)):

$$\begin{aligned} (T_p)_{\min} &= \frac{2(T_p')_{\min}}{m_p} [(T_p')_{\min} + 2m_p] = \\ &= \frac{2 \cdot 374}{938} [374 + 2 \cdot 938] \text{ МэВ} \approx 1796 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

1.2.4. Эффективные сечения реакций. В физике микромира характеристиками вероятности процессов взаимодействия частиц и ядер являются *дифференциальное* и *полное эффективные сечения реакций*.

Рассмотрим поток частиц A , падающих на мишень и вступающих во взаимодействие с частицами B мишени. Результатом реакции может быть как появление частиц A и B с другими кинематическими характеристиками, так и возникновение новых частиц.

Дифференциальное эффективное сечение реакции в системе покоя мишени определяется как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\frac{dN}{d\Omega}(\theta)}{j \cdot M}. \quad (1.2.23)$$

Здесь θ — угол рассеяния или реакции; $dN(\theta)$ — число частиц, вылетевших под этим углом в единицу времени (в секунду) в телесном угле $d\Omega$; j — плотность потока частиц (число частиц, упавших в единицу времени на единицу поперечной площади мишени); M — полное число частиц B мишени, находящихся в пучке ($M = n \cdot S \cdot L$, где n — число частиц мишени в единице объема; S — облучаемая площадь мишени; L — толщина мишени).

Полное (или интегральное) эффективное сечение реакции является интегралом от (1.2.23) по углу рассеяния (реакции):

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (1.2.24)$$

Размерность эффективного сечения реакции — см^2 .

Поскольку эффективные сечения процессов микромира в единицах см^2 представляют собой очень малые величины, они измеряются, как правило, в единицах $1 \text{ барн} = 1 \text{ б} = 1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$.

Серия экспериментов по измерению эффективных сечений рассеяния α -частицы на ядрах была проведена под руководством Резерфорда.

Им было показано, что практически вся масса атома и его положительный заряд сосредоточены в ядре, линейные размеры которого примерно в 10^5 раз меньше размеров атома. Для дифференциального сечения рассеяния α -частицы на ядре как на бесструктурном (точечном) объекте с зарядом Ze им была получена формула (формула Резерфорда):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(Z_\alpha Ze^2)^2}{(4T_\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2})^2}, \quad (1.2.25)$$

где $Z_\alpha e$ — заряд α -частицы, Ze — заряд ядра, T_α — кинетическая энергия α -частицы, θ — угол рассеяния α -частицы.

Задача 1.2.9. Рассчитать дифференциальное эффективное сечение рассеяния α -частицы с кинетической энергией 10 МэВ на ядре $^{40}_{20}\text{Ca}$. Угол рассеяния равен 60° .

Учитывая, что $Z_\alpha = 2$, получим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \frac{(Ze^2)^2}{(2T_\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} = \\ &= \frac{\left(20 \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \hbar c\right)^2}{\left(2 \cdot 10 \text{ МэВ} \cdot \frac{1}{4}\right)^2} = \left(\frac{20 \cdot \frac{1}{137} \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot 10^{-13} \text{ см}}{5 \text{ МэВ}}\right)^2 \approx \\ &\approx 0,34 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2/\text{стерадиан} = 0,34 \text{ барн/стер}. \end{aligned}$$

Здесь для упрощения процедуры расчета использована константа электромагнитного взаимодействия $\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ и константа конверсии $\hbar c \approx 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}$.

Задача 1.2.10. Рассчитать дифференциальное эффективное сечение рассеяния α -частицы с кинетической энергией 10 МэВ на ядре золота $^{197}_{79}\text{Au}$. Угол рассеяния равен 180° .

Расчет аналогичен расчету предыдущей задачи.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta = 180^\circ) = \frac{(Ze^2)^2}{(2T_\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} = \frac{\left(79 \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \hbar c\right)^2}{(2 \cdot 10 \text{ МэВ})^2} \approx 0,33 \cdot 10^{-2} \frac{\text{барн}}{\text{стер}}.$$

Следует отметить, что формула Резерфорда в виде (1.2.25) справедлива лишь при энергиях α -частиц, не превышающих примерно 20 МэВ. При более высоких энергиях в формулу (1.2.25) должен быть введен еще один множитель — формфактор, связанный с внутренней структурой (неточечностью) сталкивающихся ядер.

1.2.5. Диаграммы Фейнмана. В квантовой теории существует удобный метод описания и расчета вероятностей процессов взаимодействия частиц, основанный на использовании *диаграмм Фейнмана*.

В диаграммах Фейнмана физическому процессу сопоставляется его графическая схема. Каждой участвующей в процессе взаимодействия частице соответствует линия. Обычно линии фермионов — тонкие прямые линии. Линии бозонов изображают либо волнистыми линиями, либо штриховыми прямыми.

Диаграмма Фейнмана задает алгоритм вычисления амплитуды вероятности процесса. Каждому элементу диаграммы соответствуют определенные множители в расчете амплитуды вероятности. Линии, один из концов которых свободен, соответствуют свободным частицам. В расчете амплитуды вероятности этим линиям отвечают волновые функции частиц. Квадрат модуля амплитуды вероятности определяет вероятность процесса.

Линии на диаграммах Фейнмана могут описывать распространение как частиц, так и античастиц: направление стрелок на линиях античастиц противоположно направлению стрелок на линиях частиц.

Взаимодействие частиц на диаграмме изображается вершиной (или узлом), в котором сходятся две фермионных и одна бозонная линии. Каждой вершине в амплитуде вероятности процесса соответствует константа взаимодействия. В случае электромагнитных процессов константой взаимодействия (константой связи) является величина

$$\sqrt{\alpha_e} = \frac{e}{\sqrt{\hbar c}}. \quad (1.2.26)$$

В системе единиц $\hbar = c = 1$ для этой константы имеем $\sqrt{\alpha_e} = e$. При энергиях < 10 ГэВ

$$\alpha_e = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}. \quad (1.2.27)$$

Частицы, изображенные линиями, начинающимися и кончающимися в вершинах, — это так называемые *виртуальные частицы*. Линиями виртуальных частиц в расчете диаграмм Фейнмана сопоставляются функции распространения этих частиц, называемые *пропагаторами*. Именно виртуальные частицы ответственны за реализацию взаимодействия частиц. Для процессов взаимодействия, которые осуществляются путем рождения и поглощения виртуальных частиц, характерно, что в течение интервала времени взаимодействия Δt имеет место отклонение ΔE энергии виртуальной частицы от ее точного значения, соответствующего закону сохранения. Величины ΔE и Δt связаны соотношением неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar. \quad (1.2.28)$$

Для виртуальных частиц

$$E^2 \neq p^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Следует подчеркнуть, что в целом для всего процесса законы сохранения выполняются точно. В частности, полная энергия частиц до взаимодействия равна полной энергии частиц после взаимодействия.

На рис. 1.2.1, *а* изображена диаграмма Фейнмана рассеяния фотона на электроне (вектор времени направлен слева направо). Изменение направлений фермионной линии дает диаграмму Фейнмана рассеяния фотона на позитроне.

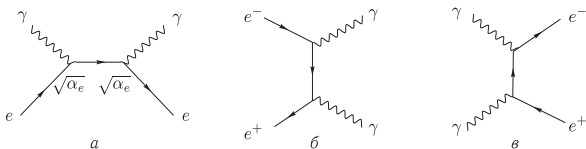


Рис. 1.2.1. *а* — Диаграмма Фейнмана рассеяния фотона на электроне, *б* — диаграмма двухфотонной e^+e^- -аннигиляции, *в* — диаграмма рождения e^+e^- -пары двумя фотонами

Диаграммы Фейнмана обладают замечательными свойствами: если на рис. 1.2.1 направить вектор времени снизу вверх (или, сохраняя направление вектора времени, повернуть диаграмму на 90° по часовой стрелке), то полученная диаграмма *б* будет изображать двухфотонную аннигиляцию: $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$. Противоположное вращение диаграммы Фейнмана приводит к графическому изображению обратного процесса *в* — рождения пары e^+e^- при взаимодействии двух фотонов.

Диаграммы Фейнмана не только являются иллюстрацией реакций с частицами, но и позволяют — даже без проведения точного расчета — сделать некоторые важные оценки соотношения вероятностей процессов. Например, с их помощью легко доказать доминирующую роль низших по константе (или количеству виртуальных частиц) диаграмм в электромагнитных взаимодействиях. Рассмотрим, как количество узлов в диаграмме влияет на вероятность процесса. Амплитуда вероятности A_1 простейшего процесса, представляемого одним узлом из трех линий (т. е. амплитуда вероятности испускания или поглощения виртуальной частицы), пропорциональна $\sqrt{\alpha}$, т. е. $A_1 \sim \sqrt{\alpha}$, где α — константа фундаментального взаимодействия, ответственного за испускание (или поглощение) виртуальной частицы. Амплитуда вероятности A_2 двухузловой диаграммы (испускание и затем поглощение виртуальной частицы) в соответствии с правилом произведения вероятностей дается соотношением $A_2 \sim \sqrt{\alpha} \cdot \sqrt{\alpha} = (\sqrt{\alpha})^2$. Для диаграммы с N узлами амплитуда вероятности $A_N \sim (\sqrt{\alpha})^N$. Вероятность процесса (дифференциальное эффективное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$) связана с амплитудой A

этого процесса соотношением (без доказательства)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A|^2. \quad (1.2.29)$$

Рассмотрим в качестве примера рассеяние электрона на электроном. Квантом электромагнитного взаимодействия является виртуальный фотон.

На рис. 1.2.2 показана обобщенная диаграмма этого процесса, которая может быть представлена как *сумма диаграмм с разным количеством вершин*. Поскольку взаимодействие электромагнитное, каждой вершине соответствует константа связи электромагнитного взаимодействия $\sqrt{\alpha_e} = e/\sqrt{\hbar c} = \sqrt{1/137}$. Первая из диаграмм Фейнмана, дающая вклад в процесс рассеяния электрона на электроном, имеет две вершины и ее амплитуда вероятности A_2 пропорциональна квадрату константы связи (1.2.26), т.е. $A_2 \sim \alpha_e = e^2/\hbar c = 1/137$. Для второй диаграммы с четырьмя вершинами имеем $A_4 \sim \alpha_e^2 = (1/137)^2$, для следующей (с шестью вершинами) $A_6 \sim \alpha_e^3 = (1/137)^3$ и так далее. Поэтому первая диаграмма вносит основной вклад в вероятность рассматриваемого процесса. Вклады диаграмм более высокого порядка, т.е. с большим числом вершин, много меньше вклада этой первой диаграммы.

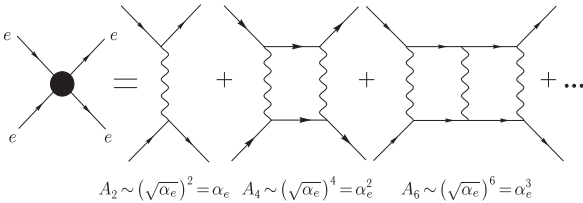


Рис. 1.2.2. Представление взаимодействия двух электронов в виде совокупности диаграмм с увеличивающимся числом вершин (2, 4, 6, ...)

Следует отметить, что «константы взаимодействия», строго говоря, не постоянны: они зависят от энергии взаимодействия. Однако в области энергий взаимодействия $E < 10$ ГэВ этим эффектом можно пренебречь.

Задача 1.2.11. Оценить отношение вероятностей процессов двухфотонной и трехфотонной аннигиляции пары электрон-позитрон.

Процессы $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ и $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma$ в низшем порядке по константе электромагнитного взаимодействия могут быть представлены диаграммами Фейнмана на рис. 1.2.3.

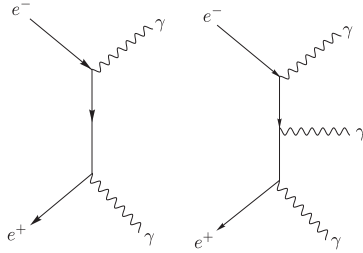


Рис. 1.2.3. Диаграммы двухфотонной (слева) и трехфотонной (справа) аннигиляции e^+e^-

Для первого процесса с двумя вершинами вероятность $w_2 \sim \alpha_e^2$, для второго $w_3 \sim \alpha_e^3$. Отношение вероятностей $(w_2/w_3) \sim 137$. Отметим, что первая диаграмма соответствует распаду парaposитрония, т. е. состояния системы e^+e^- с полным моментом количества движения $J = 0$ (спины e^+ и e^- антипараллельны). Вторая диаграмма отражает распад ортопозитрония — системы e^+e^- с полным моментом количества движения $J = 1$.

Рассмотрим *рассеяние электрона на ядре с числом протонов Z* . Дифференциальное эффективное сечение рассеяния для этого процесса (формула Мотта) имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(Ze^2 \cos \theta)^2}{(2T_e \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} F^2. \quad (1.2.30)$$

Здесь F — формфактор, зависящий от плотности распределения заряда в ядре-мишени. Если рассеяние происходит на частице, которую можно считать точечной, $F = 1$.

Дифференциальное сечение рассеяния электронов на точечном заряде (формула Мотта) отличается от формулы Резерфорда (1.2.25) множителем $\cos^2 \theta$. Появление множителя $\cos^2 \theta$ связано с наличием у электрона спина.

Величины резерфордовского и моттовского сечений пропорциональны квадрату константы электромагнитного взаимодействия $\alpha_e = e^2/\hbar c$, как это следует из диаграмм Фейнмана этих процессов. Для формулы Резерфорда доказательством этого факта является решение задачи 1.2.9. Зависимость дифференциального сечения от константы электромагнитного взаимодействия видна также и в формуле Мотта рассеяния электрона на ядре как на бесструктурном (точечном)

объекте:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(Ze^2 \cos \theta)^2}{(2T_e \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} = \left(\frac{Z}{2T_e}\right)^2 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 (\hbar c)^2 \frac{\cos^2 \theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (1.2.31)$$

Задача 1.2.12. Рассчитать дифференциальное эффективное сечение рассеяния электрона с кинетической энергией 10 МэВ на ядре $^{40}_{20}\text{Ca}$. Угол рассеяния равен 60° .

Расчет сечения аналогичен проведенному в задаче 1.2.9. Результат отличается от полученного ранее множителем $\cos^2 \theta = 1/4$. Поэтому моттовское сечение равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_M}(\theta = 60^\circ) = 0,085 \frac{\text{барн}}{\text{стер}}.$$

Задача 1.2.13. Обосновать справедливость применения формулы Мотта с $F = 1$ в задаче 1.2.12.

Введение формфактора как в формулу Резерфорда, так и в формулу Мотта необходимо в тех случаях, когда длина волны рассеиваемой на ядре частицы меньше, чем радиус ядра. Для ядра ^{40}Ca радиус равен приблизительно

$$R \approx r_0 A^{1/3} \approx (1,0 \div 1,1) \cdot 3,4 \text{ Фм} \approx 3,6 \text{ Фм}.$$

Здесь использована формула (1.7.2) для радиуса ядра.

Длина волны электрона с кинетической энергией 10 МэВ

$$\lambda = 2\pi\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{pc} \approx 125 \text{ Фм}.$$

Таким образом, применение формулы Мотта для рассеяния электрона на точечном заряде к электронам с кинетической энергией 10 МэВ оправдано.

§1.3. Законы сохранения и взаимодействия

1.3.1. Таблица законов сохранения. Все процессы взаимодействия частиц (см. §1.1) подчиняются законам сохранения физических величин (характеристик). В табл. 1.3 перечислены законы сохранения и указано, в каком типе фундаментальных взаимодействий данная характеристика сохраняется. Отметим, что некоторые законы сохранения *аддитивны* (А), т.е. в процессе сохраняется суммарная величина соответствующих характеристик (квантовых чисел) — например, во всех взаимодействиях сохраняется *сумма* энергий частиц. Ряд законов сохранения имеет *мультипликативный* характер (М) — в процессах, управляемых этими законами, сохраняется *произведение* соответствующих характеристик (квантовых чисел). Очень важно,

что законы сохранения имеют глубокую связь со свойствами симметрии системы.

Перечисленные в табл. 1.3 законы сохранения для всех реакций сильного взаимодействия выполняются без исключений. Это одновременно означает наибольшую, по сравнению с другими взаимодействиями, степень симметрий этих взаимодействий.

Таблица 1.3

Законы сохранения

Характеристика	Символ	Взаимодействия			А или М
		Сильное	Эл.-магн.	Слабое	
Энергия	E	+	+	+	А
Импульс	$\vec{p}$	+	+	+	А
Момент импульса	$\vec{J}$	+	+	+	А
Эл. заряд	Q	+	+	+	А
Барионный заряд	B	+	+	+	А
Лептонные заряды	L_e, L_μ, L_τ	+	+	+(*)	А
Странность	s	+	+	—	А
Charm	c	+	+	—	А
Bottomness	b	+	+	—	А
Topness	t	+	+	—	А
Изоспин	I	+	—	—	А
P -четность	P	+	+	—	М
C -четность	C	+	+	—	М
CP -инвариантность	CP	+	+	—	М
CPT -инвариантность	CPT	+	+	+	М
T -инвариантность	T	+	+	—	М

* Имеющиеся экспериментальные данные согласуются с абсолютным сохранением трех отдельных лептонных зарядов L_e , L_μ и L_τ за исключением эффектов нейтринного смешивания, связанных с нейтринными массами и проявляющегося в осцилляциях нейтрино различных типов. Таким образом, строго говоря, имеют место нарушения законов сохранения лептонных зарядов по отдельности, но сохранение суммы лептонных зарядов $\sum (L_e + L_\mu + L_\tau)$ по-прежнему сомнений не вызывает. Нарушение законов сохранения отдельных лептонных зарядов (чисел) происходит именно в секторе слабых взаимодействий и, поскольку вероятность этих нарушений экстремально мала, то в рассматриваемых в данной книге реакциях и распадах эти нарушения, по существу, ненаблюдаемы, и законом сохранения отдельных лептонных чисел, по-прежнему, пользоваться можно.

1.3.2. Симметрии и законы сохранения. В квантовой физике характеристикой системы частиц является волновая функция: Ψ -функция. Ψ -функция зависит от пространственных, спиновых и других характеристик частиц системы. Квадрат модуля Ψ -функции равен вероятности обнаружить систему частиц с данными характеристиками. Интеграл квадрата модуля Ψ -функции по всем возможным пространственным и другим переменным должен быть равен 1. При преобразовании аргументов Ψ -функции, например, при сдвигах пространственной или временной шкал вероятность не изменяется:

$$\Psi' = \hat{U}\Psi, \quad \Psi'^*\Psi' = \Psi^*\hat{U}^*\hat{U}\Psi = \Psi^*\Psi, \quad \hat{U}^* = \hat{U}^{-1}. \quad (1.3.1)$$

Здесь $\hat{U}$ — оператор преобразования Ψ -функции, а $\hat{U}^*$ и $\hat{U}^{-1}$ — соответственно комплексно-сопряженный и обратный операторы этого преобразования.

Оператор преобразования Ψ -функции имеет вид

$$\hat{U} = e^{i\alpha\hat{Q}}. \quad (1.3.2)$$

Инвариантности уравнений движения системы относительно преобразования (1.3.2) соответствует закон сохранения величины Q . Это одна из возможных формулировок *теоремы Нётер* о соответствии каждого вида симметрии природы (системы) своему закону сохранения. В частности, инвариантности уравнений движения относительно сдвигов пространственных координат системы соответствует закон сохранения импульса, а инвариантности уравнений движения относительно сдвигов временных координат соответствует закон сохранения энергии.

В случае сдвигов системы координат в пространстве или времени величина α может быть любой, в том числе и бесконечно малой величиной, например, $\alpha = dt$. В случае преобразований (1.3.2) такого непрерывного типа закон сохранения величины Q аддитивный, т. е. сохраняется сумма величин. Если величина α в (1.3.2) может принимать только *дискретный* ряд значений, закон сохранения величины Q — мультипликативный, т. е. сохраняется произведение величин Q .

1.3.3. Пространственная четность (P -четность). Волновая функция системы частиц является функцией координат этих частиц. Переход от выбранной системы координат к системе, соответствующей зеркальному отражению всех координатных осей, приводит к преобразованию волновой функции системы. Оператор этого преобразования $\hat{P}$ (оператор пространственного отражения) действует следующим образом:

$$\hat{P}\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r}), \quad (1.3.3)$$

где $\vec{r}$ — совокупность координат частиц системы: $\vec{r} = \vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A$.

Если система частиц, характеризуемая волновой функцией $\Psi(\vec{r})$, инвариантна к P -преобразованию (т. е. гамильтониан системы комму-

тирует с оператором пространственного отражения), то эта система характеризуется определенной сохраняющейся четностью p . Последняя, являясь «хорошим квантовым числом», удовлетворяет уравнению на собственные значения:

$$\hat{P}\Psi(\vec{r}) = p\Psi(\vec{r}). \quad (1.3.4)$$

Двукратное применение оператора $\hat{P}$ к функции $\Psi(\vec{r})$ возвращает эту функцию (систему частиц) в исходное состояние. Отсюда, с учетом (1.3.3) и (1.3.4), получаем собственные значения квантового числа четности p :

$$\begin{aligned} \hat{P}\hat{P}\Psi(\vec{r}) &= p^2\Psi(\vec{r}) = \Psi(\vec{r}), \\ p &= \pm 1. \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

Системы частиц с сильным и электромагнитным взаимодействием инвариантны к P -преобразованию. Поэтому такие системы характеризуется определенной четностью. В частности, это относится к состояниям адронов и систем адронов.

Преобразование отражения всех координатных осей можно представить в виде поворотов всех этих осей на угол $\theta = 180^\circ$. Это *дискретное* преобразование волновой функции или системы частиц. Поэтому закон сохранения пространственной четности — *мультипликативный*.

Принято указывать одновременно спин J и четность p состояния в форме J^P .

§1.4. Сильные взаимодействия частиц

1.4.1. Адроны, кварки и глюоны. Частицы, принимающие участие в сильных взаимодействиях, называются *адронами* (hadrons). Все адроны делятся на два класса: *барионы* и *мезоны*. Барионы имеют полуцелый спин, т.е. являются фермионами и подчиняются принципу Паули. Мезоны — частицы с целым или нулевым значением спина.

Все адроны имеют внутреннюю структуру. Они состоят из *кварков* (q) и *антикварков* ($\bar{q}$). Барионы имеют барионный заряд $B = 1$ и состоят из трех кварков. Их структуру можно записать как (qqq) . К числу барионов относятся протон p и нейтрон n , состоящие из кварков u и d : $p = (uud)$, $n = (udd)$.

Мезоны состоят из кварка и антикварка, т.е. имеют структуру $(q\bar{q})$. Их барионный заряд $B = 0$.

Кварки в свободном состоянии не наблюдаются. Они всегда входят в состав адронов и считаются точечными (бесструктурными) частицами. Спины всех кварков равны $1/2$.

Явления природы, проявляющиеся при невысоких энергиях частиц, могут быть практически полностью объяснены взаимодействием фундаментальных частиц 1-го поколения (см. табл. 1.1). 2-е поколение фундаментальных частиц проявляется при более высоких энергиях:

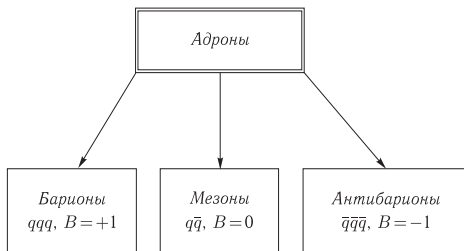


Рис. 1.4.1. Типы адронов и их кварковый состав

первые барионы и мезоны, содержащие наиболее легкий кварк этого поколения — s -кварк — были обнаружены в 60-е годы прошлого века в экспериментах на ускорителях. Это так называемые «странные» частицы. Исследование 3-го поколения фундаментальных частиц возможно только на ускорителях высоких энергий.

Тип кварка (u, d, s, c, b, t) принято называть его *ароматом* (flavor). В табл. 1.4 перечислены характеристики кварков. Помимо перечисленных в таблице характеристик, кварки обладают еще одним квантовым числом, называемым *цвет* (color). Каждый из 6 кварков (u, d, s, c, b, t) существует в трех «цветовых» разновидностях: красной (κ), зеленой (z) или синей (c). Антикварки несут соответствующие цветовые антизаряды: антикрасный ($\bar{\kappa}$), антизеленый ($\bar{z}$) и антисиний ($\bar{c}$). Цвет играет роль заряда сильного взаимодействия.

Адроны бесцветны. Цвета составляющих их кварков смешаны в равной пропорции и поэтому (как и в оптике при равной смеси трех базовых цветов) в сумме дают отсутствие цвета («белый» цвет).

Переносчики сильного взаимодействия — *глюоны* — так же как и кварки, окрашены и поэтому сами являются источниками сильного (глюонного) поля. Однако в отличие от кварков глюоны имеют не один, а два цветовых индекса: *цвет–антицвет*. Всего из трех цветов (κ, z, c) и трех антицветов ($\bar{\kappa}, \bar{z}, \bar{c}$) можно для глюонов составить 9 возможных парных комбинаций цвет–антицвет:

	$\bar{\kappa}$	$\bar{z}$	$\bar{c}$
κ	$\kappa\bar{\kappa}$	$\kappa\bar{z}$	$\kappa\bar{c}$
z	$z\bar{\kappa}$	$z\bar{z}$	$z\bar{c}$
c	$c\bar{\kappa}$	$c\bar{z}$	$c\bar{c}$

Эти 9 парных комбинаций цвет-антицвет разбиваются на 6 недиагональных явно окрашенных и 3 диагональных, обладающих скрытым цветом: $k\bar{k}$, $z\bar{z}$ и $c\bar{c}$. 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 $k\bar{k} \leftrightarrow z\bar{z} \leftrightarrow c\bar{c}$, т.е. диагональные пары смешиваются. В результате этих переходов вместо трех цветовых сочетаний $k\bar{k}$, $z\bar{z}$ и $c\bar{c}$ возникают три других, являющихся их линейными комбинациями. При этом одна из формально возможных комбинаций цвет-антицвет, а именно $k\bar{k} + z\bar{z} + c\bar{c}$, не имеет цветового заряда (т.е. является «белой») и поэтому не может быть переносчиком и источником сильного (цветного) взаимодействия. Таким образом, всего имеется не 9, а 8 типов глюонов.

Свободные глюоны (как и кварки) не существуют: они «заперты» внутри бесцветных адронов. Это явление носит название *конфайнмента* (confinement).

Таблица 1.4

Характеристики кварков
(для всех кварков $J^P = 1/2^+$ и барионный заряд $B = 1/3$)

Характеристика	Тип кварка или аромат (flavor)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$
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
Charm c	0	0	0	$+1$	0	0
Bottomness b	0	0	0	0	-1	0
Topness t	0	0	0	0	0	$+1$
Масса ($m c^2$)	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$ МэВ	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$ МэВ	95 ± 5 МэВ	$1,28 \pm 0,03$ ГэВ	$4,2-4,7$ ГэВ	$173,5 \pm 1$ ГэВ

Кроме перечисленных квантовых чисел кваркам приписывается еще одно квантовое число — барионный заряд B . Поскольку у всех барионов величина барионного заряда равна $+1$, барионный заряд кварков равен $+1/3$. Антикварки имеют то же значение спина и изоспина (см. далее пункт 1.4.4), что и кварки (т.е. $1/2$). Все другие квантовые числа антикварков равны по абсолютной величине и противоположны по знаку квантовым числам кварков. Например, антипротон построен из трех антикварков ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$). Его электрический заряд (в единицах положительного элементарного заряда e , т.е. заряда позитрона или протона) поэтому равен $Q(\bar{u}\bar{u}\bar{d}) = -\frac{2}{3} - \frac{2}{3} + \frac{1}{3} = -1$, а барионный заряд

$B(\overline{q}q\overline{q}) = -\frac{1}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = -1$. Барийонный заряд всех мезонов равен нулю:

$$B(q\overline{q}) = +\frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0.$$

1.4.2. Спины адронов. Все кварки имеют спин (собственный момент импульса), равный $1/2$. Момент импульса барионов является векторной суммой *спинов* $\vec{s}_i$ и *орбитальных моментов* $\vec{l}_i$ составляющих барион кварков:

$$\vec{J}(q_1 q_2 q_3) = \sum_{i=1}^3 \vec{s}(q_i) + \sum_{i=1}^3 \vec{l}(q_i) = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} + \vec{l}(q_1) + \vec{l}(q_2) + \vec{l}(q_3). \quad (1.4.1)$$

В низшем по энергии состоянии таких систем орбитальные моменты кварков равны 0, а спины складываются в наименьший возможный суммарный спин — т.е. в $1/2$. Таковы спины низших по массе (энергии покоя) барионов — протона $p = (uud)$ и нейтрона $n = (udd)$. Этот факт указывает на зависимость сил (в данном случае — сильных взаимодействий) от ориентации спинов составляющих системы частиц. Впервые это было установлено при изучении ядер — систем нуклонов, связанных сильными (ядерными) взаимодействиями.

Спины античастиц равны спинам частиц. Поэтому для мезонов — систем $(q\overline{q})$ — имеем

$$\vec{J}(q_1 \overline{q}_2) = \sum_{i=1}^2 \vec{s}(q_i) + \sum_{i=1}^2 \vec{l}(q_i) = \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} + \vec{l}(q_1) + \vec{l}(\overline{q}_2). \quad (1.4.2)$$

В низших по массе состояниях мезонов орбитальные моменты кварков равны 0, а спины кварка и антикварка складываются в 0. Примером являются пионы — системы из кварка и антикварка первого поколения.

Закон сохранения момента импульса (аддитивный закон) выполняется во всех типах взаимодействий.

1.4.3. Пространственная (P) четность адронов. Четность адронов представляет собой произведение четностей составляющих их кварков или антикварков и четности орбитального движения кварков:

$$\begin{aligned} \text{Барионы : } P &= p_1 \cdot p_2 \cdot p_3 \cdot (-1)^l; \\ \text{Мезоны : } P &= p_1 \cdot p_2 \cdot (-1)^l. \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

Здесь l — результирующий орбитальный момент кварков в адроне.

Четность антифермиона противоположна четности фермиона. Собственные четности кварков $(+1)$, а антикварков (-1) . В низших по массе (энергии покоя) состояниях результирующие орбитальные моменты кварков нулевые. Поэтому четность нуклона равна $(+1)$, а четности π -мезонов отрицательны.

1.4.4. Изоспин адронов и систем адронов (атомных ядер). Как основное, так и возбужденные состояния адронов (т.е. всех

частиц или систем частиц, участвующих в сильных взаимодействиях) характеризуются квантовыми числами, которые называются *изоспином* и *проекцией изоспина*. В литературе эти квантовые числа обозначаются обычно символами I и I_3 (или I_z). В книгах по физике ядра чаще употребляются символы T и T_3 (или T_z).

Введение этих квантовых чисел в физике ядра было связано с тем фактом, что ядерные силы *инвариантны относительно замены протонов на нейтроны*. Это особенно ярко проявляется в спектрах так называемых «зеркальных» ядер, т.е. ядер-изобар, у которых число протонов одного равно числу нейтронов другого (см., например, спектры пар ядер ${}^7\text{Li}$ – ${}^7\text{Be}$ (рис. 1.7.5) или ${}^{13}\text{C}$ – ${}^{13}\text{N}$). Для всех известных пар таких ядер имеет место подобие спектров низших возбужденных состояний: спины и четности низших состояний одинаковы, а энергии возбуждения близки.

С точки зрения концепции изоспина, нейтрон и протон являются одной и той же частицей — нуклоном с *изоспином* $I = 1/2$ — в двух разных зарядовых состояниях, различающихся *проекцией вектора изоспина* на выделенную ось ($I_z \equiv I_3$) в *пространстве изоспина*. Таких проекций для момента $I = 1/2$ может быть только две: $I_3 = +1/2$ (протон) и $I_3 = -1/2$ (нейтрон). Квантовая теория изоспина построена по аналогии с теорией спина. Однако *пространство изоспина не совпадает с обычным координатным пространством и является искусственно введенным*.

Система Z протонов и N нейтронов — атомное ядро — имеет проекцию изоспина

$$I_3(A, Z) = Z(+1/2) + N(-1/2) = \frac{Z - N}{2}. \quad (1.4.4)$$

Ядерные (т.е. сильные) взаимодействия инвариантны относительно вращений в изоспиновом пространстве. Поэтому эти взаимодействия не зависят от проекции изоспина. Однако от величины изоспина ядерные силы зависят! Низшим по энергии состоянием системы нуклонов, т.е. основным состоянием ядра, является состояние с низшим возможным значением изоспина, которое равно

$$I_0 = |I_3| = \left| \frac{Z - N}{2} \right|. \quad (1.4.5)$$

Возбужденные состояния ядер могут иметь более высокие значения изоспина, но с той же проекцией.

Изоспин — квантовый вектор, являющийся характеристикой не только нуклонов и ядер, но и любых *адронов*. Оператор квадрата изоспина является собственным оператором волновой функции адрона или системы адронов:

$$\hat{I}^2 \Psi = I(I + 1) \Psi. \quad (1.4.6)$$

Квантовая механика изоспина построена по аналогии с квантовой механикой *момента количества движения* (точнее, собственных моментов количества движения — *спинов*) в обычном пространстве.

Изоспин системы адронов является векторной суммой изоспинов составляющих объектов. Например, для ядра с A нуклонами изоспин равен

$$\vec{I}(A) = \sum_i^A \left(\frac{\vec{I}}{2} \right)_i. \quad (1.4.7)$$

Изоспины адронов являются результатом сложения изоспинов составляющих их кварков. Им обладают только кварки первого поколения u и d , которым приписывается изоспин $1/2$, причем u -кварк имеет значение проекции изоспина $I_3(u) = +1/2$, а d -кварк имеет $I_3(d) = -1/2$.

Изоспин антикварков $\bar{u}$ и $\bar{d}$ также равен $1/2$ (точно так же, как и спин), но *проекции изоспинов* меняют знак при переходе от кварков к антикваркам:

$$I(q) = I(\bar{q}); \quad I_3(q) = -I_3(\bar{q}). \quad (1.4.8)$$

Векторная сумма изоспинов системы 3-х кварков может принимать два значения:

$$\vec{I}(qqq) = \vec{I}(q) + \vec{I}(q) + \vec{I}(q) = \frac{\vec{I}}{2} + \frac{\vec{I}}{2} + \frac{\vec{I}}{2} = \frac{\vec{I}}{2} \text{ либо } \frac{3}{2}. \quad (1.4.9)$$

Рассмотрим барион с изоспином $1/2$. Вектор $\frac{\vec{I}}{2}$ может иметь две проекции, которые соответствует протону (uud) и нейтрону (udd). Из сложения проекций кварков получим правильные значения проекций изоспина протона и нейтрона ($+1/2$ и $-1/2$).

В связи с тем, что при решении задач по физике частиц и атомных ядер часто приходится оперировать с квантовыми векторами, такими как моменты количества движения или изоспины, напомним *правила сложения квантовых векторов* $\vec{A}$ и $\vec{B}$:

$$\vec{A} + \vec{B} = \vec{C}, \quad (1.4.10)$$

$$C = A + B, \quad A + B - 1, \quad A = B - 2, \dots, \quad |A - B|.$$

$$\text{Например, } \vec{1} + \vec{1} = 0, \vec{1}, \vec{2}; \quad \frac{\vec{1}}{2} + \frac{\vec{1}}{2} = 0, \vec{1}; \quad \vec{1} + \frac{\vec{1}}{2} = \frac{\vec{1}}{2}, \vec{3}.$$

Число возможных значений суммарного вектора равно $2D + 1$, где D — *наименьший* из суммируемых векторов.

Величина изоспина адрона указывает на то, сколько у него *разных зарядовых состояний*. С точки зрения сильных взаимодействий протон и нейтрон являются двумя разными состояниями нуклона с изоспином $I = 1/2$ и двумя разными проекциями ($+1/2$) и ($-1/2$) на выделенную ось в изоспиновом (зарядовом) пространстве. Число разных зарядовых состояний n соответствует числу проекций $n = 2I + 1$ изоспина

на выделенную ось в этом пространстве. Для нуклонов $n = 2$. Частицы или системы частиц, имеющие одинаковый изоспин и разные проекции изоспина, составляют *изоспиновые мультиплеты* (дублеты, триплеты и так далее). Особенностью членов такого мультиплета является то, что они одинаковым образом участвуют в сильном взаимодействии.

Из (1.4.9) следует, что кварки первого поколения могут образовать барионы с изоспинами $1/2$ и $3/2$. Изоспин $3/2$ имеют барионы, которые называются Δ -изобарами. В экспериментах обнаружены 4 разных Δ -изобары. Эти частицы представляют собой возбужденные состояния нуклонов, в которых в результате реакции произошел переворот изоспина и спина одного из кварков, что и привело к появлению системы 3 кварков с изоспином $I = 3/2$ и спином $J = 3/2$. Приведем примеры реакций получения Δ -изобар и распада их по каналу сильных взаимодействий:

$$\begin{aligned}\pi^+ + p &\rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p, \\ \pi^+ + n &\rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + p, \\ \pi^- + p &\rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n, \\ \pi^- + n &\rightarrow \Delta^- \rightarrow \pi^- + n.\end{aligned}\tag{1.4.11}$$

Наиболее легкие из мезонов — π -мезоны — существуют в трех зарядовых состояниях π^- , π^0 и π^+ . Изоспин π -мезонов $I = 1$, число членов изоспинового мультиплета $n = 2I + 1 = 3$. Значения проекции изоспина равны $-1, 0, +1$ и соответствуют трем зарядовым состояниям π -мезонов (изоспиновый триплет). Если частица не имеет «изоспинового партнера», ее изоспин нулевой (изоспиновый синглет). Такой частицей является, например, η -мезон. Λ -гиперон, имеющий кварковую структуру (uds), также является изоспиновым синглетом.

Σ -гипероны существуют в трех зарядовых состояниях, поэтому величина их изоспина равна 1, а число проекций соответствующего единичного вектора в изоспиновом пространстве равно 3 ($-1, 0, +1$), как и в случае π -мезонов, т. е. это изоспиновый триплет.

Проекция изоспина адрона I_3 и его электрический заряд Q (в единицах e) связаны с другими квантовыми числами адрона правилом Накано–Нишиджимы–Гелл-Манна (ННГ):

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2},\tag{1.4.12}$$

где $Y = B + s$ называют *гиперзарядом* (B — барионный заряд, s — странность). При исследовании адронов, в состав которых входят «тяжелые» кварки, выяснилось, что формула (1.4.12) верна и в этом случае, если ввести *обобщенный гиперзаряд* $Y = B + s + c + b + t$.

1.4.5. Законы сохранения в реакциях с адронами. Покажем, как рассмотренные в 1.4.4 сведения о характеристиках адронов могут быть использованы при решении различных задач. Так, анализ законов сохранения в реакциях и распадах адронов позволяет идентифициро-

вать неизвестную частицу, если ее рождение происходит в результате сильного взаимодействия.

Задача 1.4.1. Определить минимальное (т. е. пороговое) значение кинетической энергии пиона в системе покоя протона в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+, \\ (\bar{u}d) + (uud) \rightarrow (dds) + (u\bar{s}).$$

Полученные выше формулы (1.2.18) и (1.2.19) для пороговых значений энергии налетающей частицы универсальны. В данной реакции ($\hbar = c = 1$):

$$(T_\pi)_{\min} = \frac{1}{2M_P} (\sum m_f - \sum m_i) \cdot (\sum m_f + \sum m_i) = \\ = \frac{1}{2 \cdot 938} (1193 + 494 - 938 - 140) \times \\ \times (1193 + 494 + 938 + 140) \text{ МэВ} \approx 900 \text{ МэВ}.$$

Задача 1.4.2. Проверить выполнение дискретных законов сохранения в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$. Изобразить кварковую диаграмму реакции.

Закон сохранения электрического заряда Q : $-1 + 1 = -1 + 1$,
закон сохранения барионного заряда B : $0 + 1 = 1 + 0$,
закон сохранения странности s : $0 + 0 = -1 + 1$,
закон сохранения изоспина I : $\bar{1} + \frac{1}{2} = \bar{1} + \frac{1}{2}$.

Процессы сильных взаимодействий часто изображают с помощью *кварковых диаграмм*. Линии кварков не прерываются. Взаимодействие кварков осуществляется путем обмена глюонами, которые на кварковых диаграммах, как правило, не указывают. Кварковая диаграмма реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ имеет вид, показанный на рис. 1.4.2.

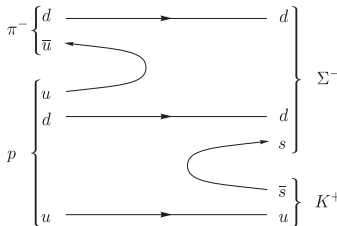


Рис. 1.4.2. Кварковая диаграмма реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$

Задача 1.4.3. Идентифицировать частицу x и ее кварковую структуру в реакции сильного взаимодействия $p + p \rightarrow p + X + K^+$.