

素粒子の複合模型

三二美 著
修昭昌
川田川
小沢中

物理学選書

岩波書店

С.Огава, С.Савада, М.Накатава

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Перевод с японского
канд. физ.-мат. наук *И.И.Иванчика*
под редакцией
д-ра физ.-мат. наук *И.М.Дремينا*

МОСКВА «МИР» 1983

Огава С., Савада С., Накагава М.

Составные модели элементарных частиц: Пер. с японск.— М.: Мир, 1983—296 с., илл.

Монография известных японских физиков-теоретиков посвящена современным представлениям о структуре сильно взаимодействующих частиц — адронов. Рассматривается классификация частиц и их взаимодействий. Описана история развития теории сильных и слабых взаимодействий адронов вплоть до новейших представлений о лептонах и кварках. Обсуждаются подтверждающие их экспериментальные данные.

Книга может быть рекомендована как введение в физику частиц. Она предназначена для физиков — теоретиков и экспериментаторов, а также для аспирантов и студентов старших курсов, специализирующихся в области физики элементарных частиц.

О $\frac{1704070000-099}{041(01)-83}$ 47—83, ч. 1

ББК 22.382
539.1

Редакция литературы по физике

Сюдзо Огава, Сёдзи Савада, Масами Накагава

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Научн. редактор Н. Л. Телеснин

Мл. научн. редакторы Р. Х. Зацепина, Г. Г. Сорокина, В. Н. Цлаф

Художник К. О. Остальский. Художественный редактор Л. Е. Безрученко

Технический редактор Н. И. Манохина. Корректор Н. А. Гиря

ИБ № 3331

Сдано в набор 26.05.82. Подписано к печати 15.09.82. Формат 60×90¹/₁₆. Объем 9,25 б. п. Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 18,50. Усл. кр.-отт. 18,85. Уч.-изд. л. 16,11. Изд. № 2/2205. Тираж 5000 экз. Заказ № 437. Цена 2 р. 50 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР». Москва, 1-й Рижский пер., 2.

Набрано и сматрицировано в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Первой Образцовой типографии имени А. А. Жданова Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Москва, М-54, Валовая, 28

Отпечатано в Ленинградской типографии № 2 головном предприятии ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 198052, г. Ленинград, Л-52, Измайловский проспект, 29.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Понятие об элементарности частицы существенно изменилось за последние десятилетия. Это видно даже из заглавия предлагаемой вниманию читателя книги, где говорится о том, что элементарные частицы составлены из других, более фундаментальных объектов (кварков). Добавим, что сейчас уже обсуждается вопрос о возможной дальнейшей подструктуре частиц, когда кварки (а, может быть, и лептоны, не принимающие участия в сильных взаимодействиях) состоят из набора еще более фундаментальных сущностей — прекварков, или преонов. Но и этот уровень структурности может оказаться не окончательным (появятся пре-преоны?).

Отсюда видно сколь стремительно, динамично развивается эта область физики. Описать во всех деталях сложившуюся в данный момент ситуацию в рамках одной книги практически невозможно. К тому же не все понятия и представления являются сейчас настолько разработанными и устоявшимися, чтобы их включать в монографию. Поэтому авторы поставили перед собой более скромную задачу — показать в историческом аспекте эволюцию идей о структуре частиц и их взаимодействиях, ознакомив читателя с основными современными положениями о кварках и лептонах настолько, чтобы после этого можно было бы приступить к изучению журнальных статей. Им удалось добиться этого при сравнительно небольшом объеме книги, сохранив достаточно популярный уровень изложения «книги для первого чтения». Конечно, пришлось избегать деталей вычислений и многих подробностей, которыми обычно «обрастает» любая физическая задача. Поэтому к числу читателей, на которых прежде всего рассчитана книга, следует отнести физиков-экспериментаторов, уже работающих в области элементарных частиц, и желающих быть в курсе современных теоретических построений, а также аспирантов и студентов старших курсов, начинающих свое знакомство с физикой высоких энергий.

Изложение вопроса о моделях строения частиц начинается с исторического обзора, в котором, естественно, много места занимают работы японских физиков, так как книга была задумана как дань памяти японского теоретика С. Сакаты, идеи которого оказали заметное влияние на развитие составных моделей частиц. Подробно рассказывается о той эволюции, которую претерпела классификация частиц по семействам и типам взаимодействий.

В разделе о сильных взаимодействиях частиц показано, как от простейших уравнений для мезонного поля, моделей одимезонного обмена и полюсов Редже теоретики перешли к кварковым моделям и квантовой хромодинамике. Эволюция теории слабых взаимодействий прослежена, начиная с введения понятия о нейтрино и изучения бета-распада, вдоль пути, на котором было открыто нарушение пространственной четности, создана векторно-аксиальная теория, введены нейтральные токи и появилась стандартная модель Вайнберга — Салама с CP -неинвариантностью и увеличением числа так называемых ароматов кварков.

Рассказ о том, как были предсказаны кварки с новыми ароматами, сопровождается описанием экспериментальных данных, обеспечивших поддержку теоретическим гипотезам. Описано открытие и свойства новых частиц со скрытым и явным «очарованием» и семейство частиц со скрытой «красотой». Конечно, в книгу, изданную в конце 1980 г., не вошли данные о частицах с явной красотой, обнаруженных годом позже. Однако читатель уже полностью подготовлен к изучению сведений о таких частицах по журнальной литературе.

В книге практически не затронут вопрос об электромагнитных взаимодействиях частиц, видимо, потому, что в этой области существенных достижений было меньше, чем в области сильных и слабых взаимодействий. В связи с этим, конечно, не упоминается и о попытках создания так называемой единой теории, описывающей все три вида взаимодействий (а возможно, и гравитационное взаимодействие) в рамках одной схемы. Это частично связано с ограниченностью объема книги, но такой пробел также может быть восполнен, если обратиться к обзорам в специализированных журналах.

К сожалению, списки литературы, приводимые в конце каждой главы, нельзя назвать исчерпывающими. Они отражают, скорее, личные интересы авторов. Поэтому для дальнейшего более углубленного ознакомления с тем или иным вопросом и поиска соответствующих материалов следует обратиться к обзорным статьям.

Хотя книга написана для достаточно широкого круга читателей, она предполагает некоторое знакомство, например, с такими разделами математики, как теория групп, или же с основой физики частиц — квантовой теорией по крайней мере в объеме обычных курсов, читаемых в университетах. Она, несомненно, поможет многим физикам овладеть сведениями о свойствах элементарных частиц и понять преемственность развития идей в этой области науки.

И. М. Дремин

ПРЕДИСЛОВИЕ

Говоря об элементарных частицах, обычно имеют в виду наиболее фундаментальные составные части вещества, например электроны, фотоны, а также частицы, образующие атомные ядра, — протоны и нейтроны. Таким образом, все окружающее нас вещество построено из элементарных частиц, но этим дело не ограничивается, так как ряд частиц обнаруживает свое существование в обстоятельствах, очень далеких от мира повседневности. Например, многие элементарные частицы открыты в результате изощренного теоретического анализа результатов тщательно выполненных экспериментов с космическими лучами или экспериментов на огромных ускорителях. Чем дальше от привычного макроскопического мира объект исследования, тем сильнее влияют на конкретный ход научной работы точки зрения и мировоззренческие позиции самих исследователей. В первоначальной, зародышевой форме идеи об элементарных частицах можно найти еще у древнегреческих философов. Физика элементарных частиц восприняла от атомной теории как саму идею о фундаментальных составных частях вещества, так и уверенность в том, что доказать их существование и обнаружить скрытую от непосредственного взгляда субстанцию, в которой разыгрываются наблюдаемые явления, можно путем экспериментального изучения природы.

Для выяснения сущности фундаментальных частиц, из которых построено вещество, прежде всего надо было определить управляющие их поведением законы. Большой шаг в этом направлении сделан атомной физикой, создание которой началось в конце XIX в. Она обнаружила неизвестный до того уровень организации природы — мир атомов — и показала, что его законы, составляющие основу современной атомной картины строения вещества, сильно отличаются от законов макромира. Теорией, в рамках которой формулируются законы механики атомов, надо в совершенстве владеть также и при изучении элементарных частиц. В настоящее время законы движения последних выражают на языке квантовой теории поля, которая, несмотря на свою практическую эффективность, встречается с принципиальными трудностями; попытки их преодоления не прекращаются уже долгое время.

За прошедшие четверть века изучались различные теоретические возможности исследования элементарных частиц, разрабатывались методы исследования, а экспериментальные открытия, подтверждавшие предсказания теории, побуждали к дальнейшей работе. В частности, появление модели Сакаты стимулировало ход мысли, воплотившийся в представление о том, что частицы, входящие в семейство адронов, построены из более фундаментальных составных частей, и в формулировку модели с четырьмя ароматами и очарованием, позволяющей высказать предположение о барион-лептонной симметрии.

По-видимому, все указывает на то, что в настоящее время физика элементарных частиц переживает поворотный момент, сталкивается с новой ситуацией, не встречавшейся в атомной физике. Самое важное — то, что, несмотря на все усилия, экспериментаторам не удается выделить в чистом виде фундаментальные составные элементы материи. На основании прошлого опыта все привыкли понимать составную структуру как некоторый ряд: атом — атомное ядро — элементарные частицы; но похоже, что теперь природа упорно подсказывает совсем другую интерпретацию понятия составной структуры. Новые веяния не обошли и квантовую теорию поля, в которой сейчас обнаруживается ранее неизвестное богатое содержание, вселяющее надежду на возможность теорети-

ческого истолкования особых свойств фундаментальных составных элементов. Своеобразные ситуации еще и в ее незавершенности: появляются указания на существование все новых составных элементов и полей, передающих взаимодействие между ними, в связи с чем теоретическая и экспериментальная трактовка явлений испытывает постоянные колебания.

В монографии небольшого объема невозможно нарисовать полную картину современного состояния физики элементарных частиц, да авторы и не считают себя достаточно подготовленными к выполнению такой большой задачи. Мы преследовали более скромную цель — показать процесс становления составных моделей элементарных частиц вплоть до хорошо разработанных и получивших в настоящее время широкое признание трехцветных моделей со многими ароматами, объясняя по мере возможности положенные в основу этих моделей идеи, т. е. решили ограничиться проблематикой, к разработке которой сами имели отношение. В развитие составных моделей элементарных частиц важный и оригинальный вклад внесли японские исследователи, среди которых прежде всего надо назвать ныне покойного доктора С. Сакату, основоположника модельного подхода к изучению элементарных частиц, чьи работы, а также ценные указания, опирающиеся на глубокое понимание проблемы и совершенное владение теоретическим аппаратом, всегда помогали нам в постановке и решении возникавших задач. Когда думаешь о современном развитии физики элементарных частиц, невольно приходит на ум образ этого выдающегося человека. Его утрату мы осознали особенно ясно, ощутив недостаток своих сил для полного воплощения замысла данной книги.

От читателя требуется знание основ квантовой механики и знакомство с квантовой теорией поля; некоторые специальные сведения сообщены в конце книги (см. приложения).

Мы хотели бы поблагодарить проф. М. Намики за предложение написать монографию об элементарных частицах. Во время работы над ней мы получали помощь от разных лабораторий и частных лиц; много хлопот, связанных с выходом книги в свет, выпало на долю Ю. Огавы и других сотрудников издательства «Иванами». Всем этим лицам и организациям мы приносим свою глубокую благодарность.

С. Огава
С. Савада
М. Накагава

Лето 1980 г.

ПЕРВЫЕ ШАГИ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Физика элементарных частиц как особая область исследований возникла при изучении проблемы строения атомного ядра. В 1932 г., сразу после открытия Чэдвигом нейтрона, Иваненко и независимо от него Гейзенберг предложили модель атомного ядра, согласно которой все ядра состоят из нейтронов N и ядер атома водорода — протонов P . Общее название протонов и нейтронов — нуклоны \mathcal{N} . Представлявшиеся ранее загадочными основные свойства атомных ядер удалось объяснить при помощи гипотезы, что нуклоны имеют спин $\hbar/2$ и подчиняются статистике Ферми — Дирака. Гейзенберг заложил основу квантовомеханического описания составной частицы — атомного ядра, занимающего ничтожно малую область пространства размером около 10^{-12} см и обладающего чудовищно большой плотностью — порядка 10^{14} г/см³; но в его первоначальной теории остались невыясненными два вопроса: какова природа сил, удерживающих нуклоны внутри ядра, и чем объясняется бета-распад ядер? В ходе решения этих двух задач и возникла новая естественнонаучная дисциплина — физика элементарных частиц.

§ 1.1. Бета-распад атомных ядер

Сохраняя историческую последовательность, сначала кратко остановимся на объяснении бета-распада атомных ядер. В процессе бета-распада атомный номер ядра, испустившего один электрон e^- , увеличивается на единицу. К началу 1930 г. о бета-распаде ядер было известно следующее:

1. Испускаемые при бета-распаде электроны имеют непрерывный энергетический спектр.
2. Максимальная энергия испущенного ядром электрона зависит только от вида радиоактивного элемента.
3. Указанная максимальная энергия равна разности энергетических уровней начального и конечного ядер.
4. Период распада радиоактивного элемента и максимальная энергия испускаемого электрона связаны определенным соотношением (закон Серджента).

В связи с непрерывностью энергетического спектра электрона (см. выше п. 1) возникло сомнение, выполняется ли в бета-распаде закон сохранения энергии. Его разделял, в частности, основатель атомной физики Бор, что имело большой резонанс в тогдашних научных кругах. Чтобы спасти закон сохранения энергии, Паули предположил, что в бета-распаде одновременно с электроном испускается электрически нейтральная частица, имеющая массу покоя, гораздо меньшую массы покоя электрона, и практически не взаимодействующая с веществом, — нейтрино ν . Нейтринная гипотеза давала возможность правильно объяснить бета-распад, но поначалу она встретила известное сопротивление. Ее противники ссылались на то, что вследствие крайней слабости взаимодействия нейтрино с веществом эту частицу трудно наблюдать, а вводить в теорию ненаблюдаемые объекты не имеет смысла. Эпизод с нейтрино дает повод для размышлений о том, какими чертами следует наделять реальность при объяснении загадок природы.

После этих вводных замечаний перейдем к изложению предложенной Ферми теории бета-распада, основанной на нейтринной гипотезе Паули.

§ 1.2. Теория Ферми

В основу теории Ферми положены следующие две основные идеи:

1. Бета-распад ядра не является процессом, происходящим с атомным ядром как целым; его можно свести к квантовым превращениям составляющих ядро нуклонов.
2. При этих превращениях рождаются электрон и нейтрино.

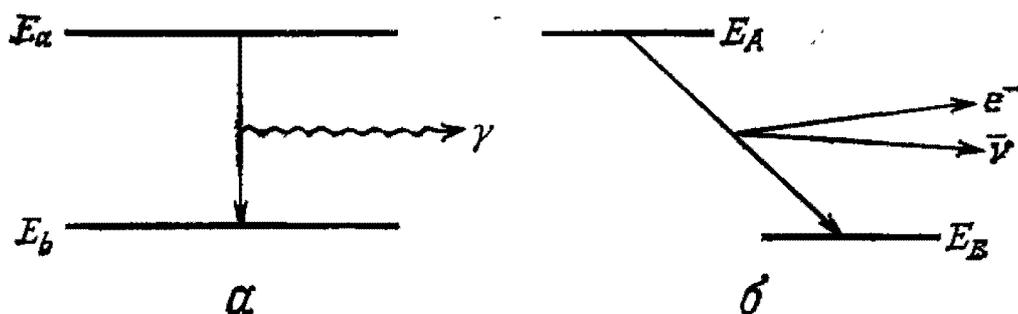


Рис. 1.1. а — излучение света атомом; б — испускание электрона и нейтрино при бета-переходе между ядрами.

Такой процесс можно рассмотреть по аналогии с атомным переходом, сопровождающимся испусканием света. Соответствие этих двух процессов иллюстрирует рис. 1.1. На рис. 1.1, а показан атомный переход, при котором атом переходит с энергетического уровня E_a на уровень E_b и испускается фотон γ с энергией $E_a - E_b$. При соответствующем процессе бета-рас-

пада (рис. 1.1, б) атомное ядро переходит с энергетического уровня E_A на уровень E_B и испускаются электрон и нейтрино с суммарной энергией $E_A - E_B$. В случае бета-распада надо обратить внимание на то, что атомные номера Z ядра A (до распада) и ядра B (после распада) отличаются на единицу. Значит, бета-распад не есть просто процесс перехода энергии из одной формы в другую; это — превращение нуклонов внутри ядра: нейтрон превращается в протон. Символически указанное превращение выражают формулой

$$N \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}, \quad (1.2.1)$$

где символ $\bar{\nu}$ обозначает антинейтрино.

Понятие античастицы введено в теории Дирака, согласно которой в состоянии вакуума (состоянии, не содержащем реальных электронов) все уровни отрицательной энергии электрона заняты. Если хотя бы в одном из состояний отрицательной энергии электрон отсутствует, то в вакууме появляется дырка, наблюдаемая как электрон с положительным электрическим зарядом $+e$ (позитрон). Позитрон и является античастицей для электрона¹⁾. Ферми со ссылкой на Дирака принял, что нейтрино аналогично электрону имеет спин $1/2$ и удовлетворяет уравнению Дирака, а процесс бета-распада (1.2.1) он понимал как возбуждение из состояния вакуума пары нейтрино и антинейтрино, причем нейтрино с положительной энергией превращается в электрон, несущий отрицательный электрический заряд, с одновременной передачей положительного электрического заряда нуклону, в результате чего нейтрон превращается в протон.

На первый взгляд из существования процесса (1.2.1) следует вывод, что нейтрон — составная система, образованная из протона, электрона и антинейтрино. Ошибочность такого вывода доказывается, в частности, существованием β^+ -распада атомных ядер

$$P \rightarrow N + e^+ + \nu. \quad (1.2.1')$$

Таким образом, следует признать существование процессов взаимного превращения частиц друг в друга; можно сказать, что способность к взаимному превращению — одна из основных особенностей элементарных частиц. Формально-теоретическое описание взаимопревращений частиц дает квантовая теория поля; на ней мы здесь не останавливаемся, отсылая читателя к специальным руководствам, указанным в списке литературы в конце книги.

¹⁾ В формализме квантовой теории поля античастицы и частицы полностью равноправны.

Все частицы, участвующие в процессе (1.2.1), имеют спин $1/2$ и описываются полями ψ , удовлетворяющими уравнениям Дирака. В квантовой теории поля поле ψ_a , соответствующее частице a , является оператором, уничтожающим одну частицу a и рождающим одну античастицу \bar{a} . Если символом ψ^\dagger обозначить поле, эрмитово сопряженное полю ψ , то, согласно квантовой теории поля, оператор ψ_a^\dagger рождает одну частицу a и уничтожает одну античастицу \bar{a} . Поэтому гамильтониан взаимодействия, описывающий процесс (1.2.1), можно записать в виде

$$H = G_J \{ \bar{\psi}_P O_J \psi_N \} \{ \bar{\psi}_e O_J \psi_\nu \} + \text{эрм. сопр.}, \quad (1.2.2)$$

где $\bar{\psi}_a = \psi_a^\dagger \gamma_4$, а эрмитово сопряженное выражение добавлено в (1.2.2), чтобы полный гамильтониан взаимодействия был эрмитовым оператором. Параметр G_J (константа связи) определяет вероятность процесса (1.2.1). Величины O_J суть матрицы Дирака размера 4×4 ; из них и из величин ψ и $\bar{\psi}$ можно построить следующие пять независимых, билинейных по ψ и $\bar{\psi}$ выражений, преобразующихся ковариантным образом при лоренц-преобразованиях четырехмерного пространства-времени (см. приложение А):

скаляр	S	$\bar{\psi}\psi$,	
вектор	V	$\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$,	
тензор	T	$\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi$, $\sigma_{\mu\nu} = (\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)/2i$,	(1.2.3)
аксиальный вектор (псевдовектор)	A	$i\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$,	
псевдоскаляр	P	$\bar{\psi}\gamma_5\psi$.	

Гамильтониан взаимодействия (1.2.2) строится из этих выражений так, чтобы получилась скалярная величина; конкретную формулу гамильтониана взаимодействия, соответствующую экспериментальным данным, мы обсудим ниже. Учитывая операторные свойства ψ и $\bar{\psi}$, можно убедиться, что взаимодействие (1.2.2) кроме процесса (1.2.1) описывает процессы

$$P \rightleftharpoons N + e^+ + \nu \quad (1.2.1')$$

и

$$e^- + P \rightleftharpoons N + \nu, \quad (1.2.1'')$$

первый из которых соответствует β^+ -распаду атомных ядер, при котором ядро испускает позитрон, а второй — захвату атомным ядром орбитального электрона атома, а также процессы

$$\bar{\nu} + P \rightarrow e^+ + N, \quad \nu + N \rightarrow e^- + P, \quad (1.2.1''')$$

интенсивно исследуемые в последнее время при помощи ускорителей на высокие энергии. Тем самым доказывается, что теория Ферми в основном правильна.

§ 1.3. Мезонная теория Юкавы

Вторая из важных задач, остававшихся нерешенными в первоначальной гейзенберговской модели атомного ядра, — объяснение природы сил, удерживающих нуклоны в исключительно малой области пространства, занимаемой ядром. Требовали объяснения следующие основные свойства этих сил:

1. Насыщение ядерных сил, проявляющееся в том, что энергия связи ядра пропорциональна числу нуклонов (энергия связи, приходящаяся на один нуклон в ядре, составляет около 8 МэВ). Это свойство может иметь место только в том случае, если ядерные силы (силы между нуклонами) являются обменными, т. е. если их действие выражается в замене протона на нейтрон (нейтрона на протон).
2. Ограниченность радиуса действия ядерных сил: они действуют на расстояниях, не превышающих радиус ядра

$$R_A = r_0 A^{1/3}, \quad (1.3.1)$$

где $r_0 = 1,1 \sim 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, A — массовое число.

3. Величина ядерных сил: внутри ядра они должны быть гораздо больше сил электромагнитной природы, например сил кулоновского отталкивания между протонами.

В 1935 г. Юкава предположил, что существует волновое поле, являющееся переносчиком ядерных сил; источником этого поля служат нуклоны, а в статическом случае ему отвечает потенциал

$$U(r) = -ge^{-\kappa r}/r, \quad (1.3.2)$$

где $r = |\mathbf{r}|$ — расстояние между нуклонами. Множитель $e^{-\kappa r}$ учитывает указанную выше в п. 2 ограниченность радиуса действия ядерных сил, причем параметр $1/\kappa$ по порядку величины совпадает с радиусом действия сил. По аналогии с уравнениями Максвелла поле $U(\mathbf{r}, t)$ должно удовлетворять волновому уравнению

$$(\square - \kappa^2) U(\mathbf{r}, t) = -g(\bar{\psi}_N O \psi_P). \quad (1.3.3)$$

Согласно правилам соответствия между квантовомеханическими операторами и физическими величинами, операторы дифференцирования в уравнении (1.3.3) имеют следующий смысл:

$$-i\hbar\partial/\partial t \longleftrightarrow E, \quad i\hbar\partial/\partial x_k \longleftrightarrow p_k, \quad k = 1, 2, 3. \quad (1.3.4)$$

Если вспомнить релятивистское соотношение между энергией и импульсом для частицы массы m

$$E = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}, \quad (1.3.5)$$

то с учетом формул (1.3.4) получается, что волновому полю $U(\mathbf{r}, t)$, удовлетворяющему уравнению (1.3.3), соответствует частица, имеющая массу

$$m = \hbar c / \lambda. \quad (1.3.6)$$

Принимая, что радиус действия ядерных сил, $1/\lambda$ порядка r_0 , находим

$$m \simeq 200 \sim 400 m_e, \quad m_e — \text{масса электрона.} \quad (1.3.7)$$

Когда частицы с такой массой были действительно обнаружены, теория Юкавы получила всеобщее признание. В настоящее время рассмотренную Юкавой частицу называют π -мезоном (пионом).

Поле π -мезона имеет еще одну особенность, сильно отличающую его от электромагнитного поля: пионное поле можно ввести так, чтобы ядерные силы имели упомянутую выше в п. 1 обменную природу. Сделать это просто: надо, чтобы источник π -мезонного поля в правой части (1.3.3) выражал превращение протона в нейтрон. Тогда поле U будет соответствовать заряженной частице и, следовательно, должно быть неэрмитовым. Привлекая снова язык квантовой теории поля, можно сказать, что U является оператором, рождающим отрицательно заряженный пион (π^-) и уничтожающим положительно заряженный пион (π^+)¹⁾. Поле U^\dagger , эрмитово сопряженное полю U , используется для описания превращения нейтрона в протон: это оператор, рождающий частицу π^+ и уничтожающий частицу π^- .

Гамильтониан взаимодействия, описывающий указанные выше процессы взаимопревращений нуклонов и поля U , имеет вид

$$H = \sqrt{2} g \bar{\psi}_N O \psi_P U^\dagger + \text{эрм. сопр.} \quad (1.3.8)$$

Множитель $\sqrt{2}$ введен для упрощения последующих формул. Величина g имеет смысл константы связи; она играет здесь роль, аналогичную роли заряда e в электромагнитном взаимодействии, но численно величина g примерно в 10 раз превосходит e (иначе не получится, что внутри ядра ядерные силы преобладают над электромагнитными). Ниже станет ясно, что Юкава фактически впервые ввел в рассмотрение так называемые *сильные взаимодействия*. Гамильтониан (1.3.8) описывает виртуальные переходы

$$P \rightleftharpoons N + \pi^+, \quad N \rightleftharpoons P + \pi^-, \quad (1.3.9)$$

¹⁾ Частицы π^+ и π^- относятся друг к другу как частица и античастица,

которые могут стать реальными, если в присутствии постороннего тела будут удовлетворены законы сохранения энергии и импульса. В настоящее время в экспериментах с космическими лучами и на ускорителях доступны энергии, значительно превосходящие энергию покоя пиона, и пионы действительно наблюдаются. Из требования неизменности спина и статистики ядра при взаимопревращениях (1.3.9) следует, что π -мезоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна (имеют целый спин).

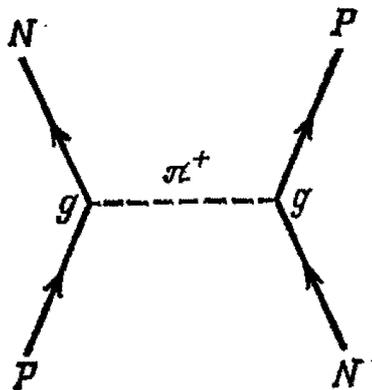


Рис. 1.2. Обмен мезоном.

Когда протон и нейтрон сближаются на расстояние порядка комptonовской длины волны π -мезона, виртуальные переходы (1.3.9) приводят к показанному на рис. 1.2 процессу обмена пионом, в результате чего и возникают ядерные силы.

С появлением теории Юкавы произошло определенное изменение представлений микроскопической теории вещества, и физика элементарных частиц окончательно оформилась как новая, самостоятельная область исследований. В самом деле, ранее обычно молчаливо предполагалось, что существует кардинальное различие между полем и веществом, например между электромагнитным «полем» и его «источником» — электроном (или другой заряженной частицей), а в теории Юкавы мезоны — кванты мезонного поля (играющего роль поля, передающего взаимодействие между его источниками — нуклонами) — имеют не только массу, но и электрический заряд, не отличаясь в этом отношении от электронов; иными словами, теория Юкавы подчеркнула, что поле может существовать в форме вещества. Вообще говоря, еще в теории Дирака величина ψ , описывающая электрон, утратила смысл волны вероятности и должна была пониматься как оператор поля. Таким образом, стало окончательно ясно, что в микроскопической теории электроны, фотоны, нуклоны, пионы и т. п. не отличаются друг от друга в том смысле, что все они в равной мере имеют характер «квантованных полей»; законы их всевозможных движений, включая взаимные превращения различных частиц, даются квантовой теорией поля. За прошедшие с тех пор почти сорок лет открыто много новых

групп элементарных частиц, высказано предположение, что частицы семейства адронов состоят из более фундаментальных составных элементов и не угасают надежды на то, что хотя бы на уровне этих более фундаментальных составных элементов законы механики придется вновь изменить; но тем не менее пока не открыто явлений, которые определенно требовали бы коренного пересмотра основных положений квантовой теории поля.

§ 1.4. Развитие мезонной теории

Остановимся на важнейших представлениях современной теории π -мезонов.

1.4.1. Изоспин

Начнем с формального преобразования взаимодействия (1.3.8). Введем обозначение $\psi_{\mathcal{N}}$ для поля нуклона (протона или нейтрона). Величина $\psi_{\mathcal{N}}$ выражается прямым произведением обычного дираковского поля $\psi_{\rho}(\mathbf{r}, t)$ ($\rho=1, 2, 3, 4$) на двухкомпонентную величину $\chi = \begin{pmatrix} P \\ N \end{pmatrix}$, описывающую разные состояния нуклона:

$$\psi_{\mathcal{N}} \equiv \begin{pmatrix} \psi_P \\ \psi_N \end{pmatrix} = \chi \cdot \psi(\mathbf{r}, t). \quad (1.4.1)$$

В этих обозначениях поля протона или нейтрона выражаются формулами

$$\psi_P = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \psi(\mathbf{r}, t), \quad \psi_N = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \psi(\mathbf{r}, t).$$

Пространство, соответствующее введенной нами новой степени свободы χ , получило название пространства изоспина. Если по аналогии с обычными матрицами Паули ввести матрицы изоспина нуклона

$$I_i = \tau_i/2, \quad \tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.4.2)$$

действующие на двухкомпонентную величину χ , то формулу (1.3.8) для гамильтониана взаимодействия можно переписать в виде

$$H = V \sqrt{2} g \{ (\bar{\psi}_{\mathcal{N}} O \tau^- \psi_{\mathcal{N}}) U^\dagger + (\bar{\psi}_{\mathcal{N}} O \tau^+ \psi_{\mathcal{N}}) U \}, \quad (1.4.3)$$

где

$$\tau^\pm = \tau_1 \pm i\tau_2.$$

Экспериментально установлено, что ядерные силы между двумя протонами или двумя нейтронами по порядку величины совпа-

дают с силами, действующими между протоном и нейтроном; поэтому в дополнение к заряженным пионам вводят еще электрически нейтральный пион π^0 , передающий взаимодействие от протона к протону или от нейтрона к нейтрону. Гамильтониан взаимодействия нуклонов с пионами должен быть инвариантен относительно вращений в изотопическом пространстве (пространстве изоспина). Из аналогии с обычным спиновым моментом количества движения ясно, что величина,

$$(\bar{\psi}_N \tau_i \psi_N), \quad i = 1, 2, 3,$$

определенная при помощи введенных в формулах (1.4.2) матриц изоспина τ_i , имеет смысл i -й компоненты вектора в изотопическом пространстве. Другой вектор в этом пространстве (вектор φ) можно определить при помощи полей заряженных пионов и поля U_0 нейтрального пиона:

$$\begin{aligned} \varphi &= (\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3), \\ \varphi_1 &= (U + U^\dagger)/\sqrt{2}, \quad \varphi_2 = (U^\dagger - U)/i\sqrt{2}, \quad \varphi_3 = U_0. \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

Теперь вместо гамильтониана (1.4.3) можно написать более полное выражение

$$H = g (\bar{\psi}_N O \tau \psi_N) \varphi, \quad (1.4.5)$$

учитывающее взаимодействие нуклонов через обмен нейтральным пионом. Очевидно, что скалярное произведение (1.4.5) двух векторов в пространстве изоспина инвариантно относительно изотопических вращений. Если пренебречь незначительной разностью масс протона и нейтрона, а также разностью масс заряженных и нейтрального пионов (несколько МэВ), то все движения механической системы, состоящей из нуклонов и пионов (включая их взаимопревращения) будут инвариантны относительно вращений в изотопическом пространстве, что налагает определенные ограничения на амплитуды процессов, происходящих между указанными элементарными частицами. Например, из изотопически инвариантного выражения (1.4.5) можно вывести соотношение между амплитудами взаимопревращений нуклонов и пионов

$$\begin{aligned} P \rightleftharpoons N + \pi^+ : N \rightleftharpoons P + \pi^- : P \rightleftharpoons P + \pi^0 : N \rightleftharpoons N + \pi^0 = \\ = \sqrt{2} : \sqrt{2} : 1 : -i, \end{aligned}$$

подтверждающееся на опыте.

Выше уже говорилось, что первоначально понятие изотопического пространства было введено для удобства описания системы нуклонов и пионов, но дальнейшие исследования обнаружили в этом понятии более глубокий смысл: оказалось, что

только на языке изотопического пространства можно выразить отличительные особенности адронов. Выяснилось, что нуклоны, пионы и другие сильновзаимодействующие частицы, о которых речь впереди, характеризуются в изотопическом пространстве трансформационными свойствами скаляров, спиноров, векторов и т. п. и в соответствии с трансформационными свойствами каждому виду частиц можно приписать определенное значение изоспина I , а сильные взаимодействия, приводящие к взаимным переходам частиц друг в друга, инвариантны относительно вращений в изотопическом пространстве. Так же, как из инвариантности взаимодействия относительно вращений в обычном трехмерном пространстве выводится закон сохранения полного момента количества движения системы, можно доказать, что при взаимных переходах друг в друга сильновзаимодействующих частиц должен сохраняться полный изоспин системы. Об инвариантности относительно изотопических вращений (изотопической инвариантности) говорят также как о *зарядовой независимости*, или *зарядовой инвариантности*.

Остановимся на важных физических величинах, сохраняющихся при полном учете всех взаимодействий (в том числе сильных), — электрическом заряде и *нуклонном числе* (в дальнейшем мы будем также иметь дело с обобщением понятия нуклонного числа — *барионным числом* n_B). Нуклонное число n_N определяется как разность между полным числом протонов, нейтронов и полным числом антипротонов, антинейтронов; оно строго сохраняется, во всяком случае в течение времени порядка срока существования вселенной, ибо в противном случае (при распаде нуклонов на лептоны) вселенная оказалась бы неустойчивой. Если ограничиться рассмотрением системы частиц, состоящей только из нуклонов и пионов, то между третьей компонентой полного изоспина I_3 , электрическим зарядом Q и нуклонным числом имеет место соотношение

$$Q/e = I_3 + n_N/2, \quad (1.4.6)$$

в котором e — элементарный электрический заряд.

Еще одна важная характеристика пионного поля — его *спин-четность* J^P , определяющая трансформационные свойства этого поля в обычном пространстве-времени (пространстве Лоренца). В теории Юкавы для спин-четности пионного поля имеются четыре возможности — оно может иметь трансформационные свойства скаляра, вектора, псевдовектора или псевдоскаляра; но в результате последующего изучения ядерных сил выяснилось, что предпочтительнее последний вариант, согласно которому пионное поле ведет себя как *псевдоскаляр* и $J^P = 0^-$. Псевдоскалярность пионного поля окончательно установлена

в экспериментах по взаимодействию пионов с нуклонами, выполненных после создания ускорителей с энергией, достаточной для рождения пионов.

1.4.2. Распад пионов

Наряду с объяснением ядерных сил в теории Юкавы была предпринята попытка понять бета-распад атомных ядер как процесс превращения пиона в электрон и нейтрино (f — константа связи):

$$\pi^+ \xrightleftharpoons{f} e^+ + \nu, \quad \pi^- \xrightleftharpoons{f} e^- + \bar{\nu}, \quad (1.4.7)$$

описываемый гамильтонианом

$$f(\bar{\psi}_\nu O \psi_e) U^\dagger + \text{эрм. сопр.} \quad (1.4.8)$$

Если превращения (1.4.7) имеют место, то бета-распад нуклона должен происходить в два этапа (рис. 1.3):

$$N \xrightleftharpoons{g} P + \pi^- \xrightleftharpoons{f} P + e^- + \bar{\nu}, \quad N \xrightleftharpoons{g} P + \pi^+ \xrightleftharpoons{f} P + e^+ + \nu. \quad (1.4.9)$$

Вскоре после появления теории Юкавы в космических лучах нашли частицу с массой около $200 m_e$, распадающуюся на электрон, и сразу отождествили ее с мезоном Юкавы. Но оказалось, что это было преждевременно: хотя, как мы увидим ниже, процесс (1.4.7) действительно имеет место, частицу космических лучей с массой около $200 m_e$ надо интерпретировать иначе. Таким образом, мир элементарных частиц гораздо содержательнее наших первоначальных гипотез о нем и бета-распад нуклонов не описывается схемами (1.4.9); однако идея Юкавы не пропала: она послужила образцом для гипотезы о промежуточном бозоне — поле, передающем слабые взаимодействия (эту гипотезу мы обсудим ниже в гл. 5).

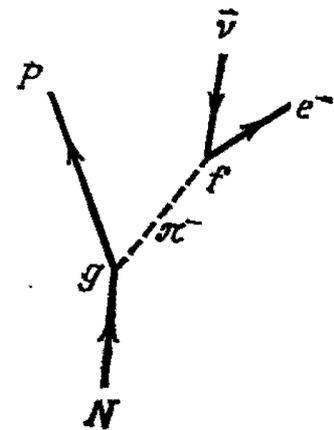
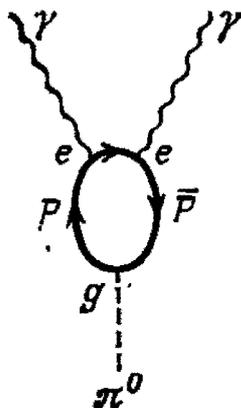


Рис. 1.3. Бета-распад нейтрона в теории Юкавы.

1.4.3. Гамма-распад π^0 -мезона

Яркий пример взаимопревращений элементарных частиц — гамма-распад π^0 -мезона, обусловленный взаимодействием (1.4.5) и электромагнитным взаимодействием нуклонов. На этот про-

цесс обратили внимание Саката и Танигава, указавшие, что π^0 -мезон может родить пару протон-антипротон, в результате аннигиляции которой образуются два гамма-кванта (рис. 1.4):



$$\pi^0 \xrightarrow{g} P + \bar{P} \xrightarrow{e} P + \bar{P} + \gamma \xrightarrow{e} \gamma + \gamma. \quad (1.4.10)$$

Здесь e — константа связи электромагнитного взаимодействия нуклонного тока с электромагнитным полем A_μ :

$$e \bar{\psi} \not{A} \frac{1 + \tau_3}{2} \gamma_\mu \psi \not{A}_\mu. \quad (1.4.11)$$

Рис. 1.4. Двухфотонный распад нейтрального пиона.

Существование гамма-распада π^0 -мезона $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ доказывает, что спин π^0 -мезона, так же как и спин заряженных пионов, равен нулю.

§ 1.5. Теория двух мезонов и универсальное взаимодействие Ферми

Попытки отождествить наблюдавшуюся в космических лучах частицу с пионом встретились с трудностями. Для объяснения ядерных сил требовалось, чтобы пион сильно взаимодействовал с веществом, что противоречило большой проникающей способности указанной частицы, которую регистрировали в космических лучах даже на глубине несколько сотен метров под землей. Для устранения отмеченного противоречия Танигава, Саката и Иноуэ предположили, что в космических лучах наблюдается не пион, а совершенно другая частица, образующаяся в результате распада пиона. В «теории двух мезонов» Сакаты — Иноуэ новая частица — мюон (μ) — является дираковской и образуется при распадах

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.5.1)$$

где символом ν_μ обозначена нейтральная частица, рождающаяся одновременно с мюоном; ее назвали мюонным нейтрино, чтобы отличить от нейтрино, возникающего в бета-распаде, которое стали называть *электронным нейтрино* (ν_e). Распады мюонов

$$\mu^- \xrightarrow{g} e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \xrightarrow{g} e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.5.2)$$

приводят к образованию электронов в космических лучах.

Отрицательные мюоны захватываются атомными ядрами; этот захват можно свести к элементарному процессу

$$\mu^- + P \rightarrow N + \nu_\mu. \quad (1.5.3)$$

Заметим, что в каждом из процессов (1.5.2) и (1.5.3) участвуют по 4 частицы и все они дираковские; то же относится к бета-распаду. Взаимосвязь рассматриваемых частиц схематически показана на рис. 1.5. Согласно квантовой теории поля, переходы

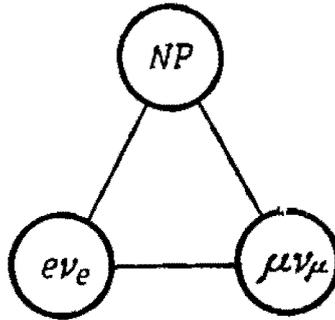


Рис. 1.5. Треугольник универсального взаимодействия Ферми.

внутри конкретной четверки частиц a, b, c, d описываются гамильтонианом взаимодействия, имеющим вид произведения соответствующих частицам операторов поля

$$G_j (\bar{\psi}_a O_j \psi_b) (\bar{\psi}_c O_j \psi_d). \quad (1.5.4)$$

Оказалось, что константы связи G для взаимодействий, отвечающих разным сторонам треугольника на рис. 1.5, практически одинаковы и возник вопрос, не происходит ли взаимодействие вида (1.5.4) между любыми дираковскими частицами, для которых соответствующие процессы не запрещены законами сохранения электрического заряда и нуклонного числа? О таком взаимодействии стали говорить как об *универсальном слабом взаимодействии Ферми*. В связи с вопросом об универсальном взаимодействии Ферми надо подробнее рассмотреть бета-распад нуклонов.

1.5.1. Бета-распад нуклонов

В связи с теорией Ферми постоянно обсуждается вопрос, в каком виде надо выбирать взаимодействие (1.2.2)? В принципе этот вопрос можно решить путем детального сравнения с экспериментом спектров, угловых корреляций и т. п. характеристик электронов, вылетающих при бета-распаде атомных ядер. Вероятность того, что энергия вылетевшего электрона заключена в интервале от E до $E+dE$, определяется формулой

$$W(E) dE = \frac{1}{(2\pi)^3} \rho E (E_{\text{макс}} - E)^2 F(Z, E) \xi \left(1 + \frac{bm_e}{E}\right) dE, \quad (1.5.5)$$

в которой $E_{\text{макс}}$ — верхний предел энергии вылетевшего элект-

рона, а параметры ξ и ξb определяются выражениями

$$\xi = (|G_S|^2 + |G_V|^2) \left| \int 1 \right|^2 + (|G_T|^2 + |G_A|^2) \left| \int \sigma \right|^2,$$

$$\xi b = \pm 2 \left\{ \operatorname{Re} (G_S^* G_V) \left| \int 1 \right|^2 + \operatorname{Re} (G_T^* G_A) \left| \int \sigma \right|^2 \right\}.$$

Знаки « \pm » относятся к случаям вылета частиц e^\pm ; символами

$$\int 1 = \int \Psi_F^* \Psi_I d\tau, \quad \int \sigma = \int \Psi_F^* \sigma \Psi_I d\tau$$

обозначены матричные элементы переходов между атомными ядрами, в которых Ψ_I и Ψ_F — волновые функции начального и конечного ядер. Множитель $F(Z, E)$ учитывает влияние кулоновского поля ядра на вылетевший электрон, b — интерференционный член Фирца. Сравнение рассчитанных электронных спектров с экспериментальными данными показывает, что $|b| \leq \leq 0,06$. Если пренебречь интерференционным членом, то из рассмотренной в гл. 5 инвариантности относительно обращения времени следует [1], что допустимы следующие виды взаимодействий: (V и T), (S и T), (S и A), (V и A).

Для дальнейшего ограничения возможности выбора вида взаимодействия надо знать угловую корреляцию между вылетающими электроном и нейтрино. Поскольку нейтрино не поддается непосредственному наблюдению, требуемую корреляцию можно определить только путем измерения ядер отдачи. Теоретическая формула для угловой корреляции между электроном и нейтрино имеет вид

$$\left[1 + a \frac{p}{E} \cos \theta + \frac{b m_e}{E} \right] dE d \cos \theta, \quad (1.5.6)$$

где

$$\xi a = - (|G_S|^2 - |G_V|^2) \left| \int 1 \right|^2 + \frac{1}{3} (|G_T|^2 - |G_A|^2) \left| \int \sigma \right|^2.$$

Наблюдать ядра отдачи очень сложно, поэтому выводы из эксперимента часто противоречили друг другу, но через 20 лет после появления теории Ферми все-таки пришли к соглашению, что взаимодействие имеет вид (V и A). После открытия несохранения четности (оно обсуждается ниже) было принято, что взаимодействие (1.2.2) характеризуется следующим конкретным гамильтонианом:

$$H' = \frac{G_V}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_P \gamma_\alpha \Psi_N) (\bar{\Psi}_e \gamma_\alpha [1 + \gamma_5] \Psi_\nu) + \text{эрм. сопр.} -$$

$$- \frac{G_A}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_P i \gamma_\alpha \gamma_5 \Psi_N) (\bar{\Psi}_e i \gamma_\alpha [1 + \gamma_5] \Psi_\nu) + \text{эрм. сопр.} \quad (1.5.7)$$

Согласно данным по бета-распаду ядра ^{14}O ,

$$G_V = (1,4025 \pm 0,0022) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3,$$

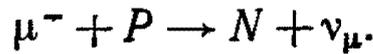
а из данных по бета-распаду нейтрона получено

$$G_A/G_V = -1,25 \pm 0,009. \quad (1.5.8)$$

1.5.2. Лептонное число

Согласно гипотезе об универсальном взаимодействии Ферми, в природе реализуется только одна, показанная на рис. 1.5, весьма специальная форма оператора взаимодействия Ферми, а другие комбинации операторов поля запрещены. В чем причина такого запрета?

Мы уже упоминали о процессе поглощения мюона



Оказывается, что соответствующий ему процесс



с точностью до ошибок измерений не наблюдался ни разу, несмотря на то что он не запрещается законами сохранения энергии, импульса, момента количества движения, а также заряда и нуклонного числа. Такое же замечание можно сделать о распаде мюона: полностью запрещены процессы

$$\mu^\mp \rightarrow e^\mp + e^+ + e^-, \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma, \quad (1.5.2')$$

соответствующие известным наблюдаемым процессам распада

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

Многочисленные попытки объяснения этих фактов завершились осознанием того, что существует еще одно новое квантовое число.

Рассматривая вместе электрон и электронное нейтрино ν_e , определим наряду с нуклонным числом *электронное число*

$$n_e \equiv (\hat{n}_e - \hat{n}_{e^-}) + (\hat{n}_{\nu_e} - \hat{n}_{\bar{\nu}_e}). \quad (1.5.9)$$

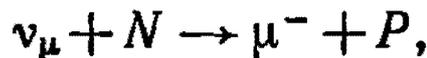
Аналогично для мюона и мюонного нейтрино введем мюонное число

$$n_\mu \equiv (\hat{n}_\mu - \hat{n}_{\mu^-}) + (\hat{n}_{\nu_\mu} - \hat{n}_{\bar{\nu}_\mu}). \quad (1.5.10)$$

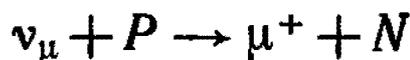
Поставленные выше вопросы сразу разъясняются, если потребовать, чтобы эти числа сохранялись. В формулах (1.5.9) и (1.5.10) \hat{n}_a — число частиц a , а $\hat{n}_{\bar{a}}$ — число античастиц \bar{a} . Теперь ясно, почему выше в тексте после формулы (1.2.1) мы так усердно

подчеркивали различие между частицами и античастицами, — мы имели в виду законы сохранения электронного и мюонного чисел. Электрон, мюон и соответствующие нейтрино получили общее для всех этих частиц название — *лептоны*.

Экспериментальная проверка закона сохранения *лептонного числа* произведена в опытах с нейтрино, получаемыми на ускорителях. Например, под действием нейтрино, образующихся при распаде π^+ -мезона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, происходит реакция



в то время как процесс



запрещен законом сохранения определенного выше мюонного числа. По той же причине не происходят реакции



Таким образом, предположение о сохранении лептонного числа нашло полное экспериментальное подтверждение.

Заметим, что электрон и мюон очень похожи друг на друга. Между ними, правда, существует разность масс (приблизительно в 200 раз), но если отвлечься от различий, объясняемых разностью масс, то во всех наблюдаемых в настоящее время физических процессах электрон и мюон ведут себя совершенно одинаково. Об этом говорят как о *мюон-электронной универсальности*.

СЕМЕЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И КЛАССИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Начиная примерно с 1950 г. число элементарных частиц, вновь открываемых в экспериментах с космическими лучами и на ускорителях, стало быстро увеличиваться. В результате анализа свойств частиц и их взаимопревращений, обнаружены новые квантовые числа, характеризующие частицы, и все они были распределены по нескольким семействам. Мы остановимся прежде всего на правиле Накано — Нишиджимы — Гелл-Манна, с формулировки которого началось объяснение свойств очень содержательной группы частиц, получившей название «семейство адронов».

§ 2.1. Правило Накано — Нишиджимы — Гелл-Манна [1]

Как открывают новые частицы? Рассмотрим пример. На рис. 2.1 показан трек частицы в камере Вильсона, помещенной в поток космических лучей. Событие, изображенное на рис. 2.1,

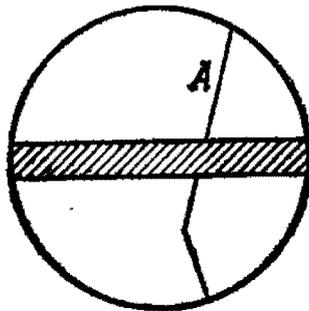


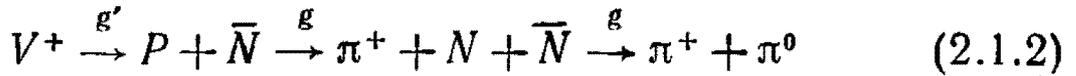
Рис. 2.1. Распад заряженной V -частицы.

можно интерпретировать следующим образом. Высокоэнергичная частица космических лучей (вероятно, нуклон) рождает заряженную частицу A , след взаимодействия которой с веществом виден в верхней части камеры; частица A распадается в камере на другую частицу. По форме трека она получила название частицы V . Оказалось, что данные о частоте образования частицы V сильно противоречат данным о ее времени жизни.

Предположим сначала, что частица V — мезон и, модифицируя теорию Юкавы, рассмотрим превращение

$$P \xrightleftharpoons{g'} N + V^+. \quad (2.1.1)$$

Из данных о частоте рождения частиц V следует, что постоянная связи g' по порядку величины должна равняться константе связи g взаимодействия пионов с нуклонами. Учитывая взаимодействие, приводящее к процессу (2.1.1), и взаимодействие (1.4.5), получаем, что частица V через последовательность реакций



распадается на пионы. Теоретическая оценка показывает, что период такого распада должен быть порядка 10^{-23} с, что не согласуется со значением порядка 10^{-10} с, получаемым по измерениям треков.

Первые шаги по преодолению этого затруднения сделаны в работах [2], посвященных механизму образования пар частиц V , а окончательное решение вопроса получено введением в рамках уже обсуждавшейся нами зарядовой инвариантности нового квантового числа S (странность). Сначала по аналогии со случаем нуклонов и пионов частицы V были разбиты на изотопические мультиплеты так, чтобы внутри мультиплета частицы отличались только электрическим зарядом, а все остальные их характеристики совпадали. Как и в случае обычного момента количества движения, кратность ν изотопического мультиплета, относящегося к изоспину I , равна

$$\nu = 2I + 1. \quad (2.1.3)$$

Напомним, что нуклоны и пионы имеют изоспины $1/2$ и 1 , а связь между электрическим зарядом и третьей компонентой изоспина выражается для них формулой (1.4.6); оказалось, что в случае вновь открытых V -частиц формулу (1.4.6) надо заменить соотношением

$$Q/e = I_3 + (n_B + S)/2, \quad (2.1.4)$$

где n_B — барионное число, а S — странность. Барионы — общее название для нуклонов и вновь открытых дираковских частиц с большими, чем у нуклонов, массами. Барионное число является обобщением понятия нуклонного числа n_N ; принято, что у всех барионов квантовое число $n_B = 1$. Новое аддитивное квантовое число странность (S) принимает целые значения; для нуклонов и пионов $S = 0$, а у V -частиц $S \neq 0$. Электрический заряд и барионное число строго сохраняются во всех взаимодействиях. Следовательно, зарядовая инвариантность сильных взаимодействий равносильна сохранению не только полного изоспина системы, но и нового квантового числа — странности. Сведения об открытых к настоящему времени частицах приведены в табл. 2.1.

Элементарные частицы

Частица	I^G 1)	n_B	S	J^P 2)	Масса, МэВ	Распад	
						Время жизни, с	Основные типы распада
γ				1^-	0	стабилен	
ν_e				} $1/2$	$< 6 \cdot 10^{-5}$	стабильны	
ν_μ			$< 0,57$				
e			0,511		стабилен		
μ			105,66		$2,20 \cdot 10^{-6}$	$\rightarrow e\nu\bar{\nu}$	
π^\pm	} 1^-	0	0	0^-	139,57	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$\rightarrow \mu\nu, e\nu$
π^0					134,96	$0,83 \cdot 10^{-16}$	$\rightarrow \gamma\gamma$
K^\pm	} $1/2$	0	0	0^-	493,7	$1,24 \cdot 10^{-8}$	} $\mu\nu_\mu, \pi\pi^0, \pi\pi^+\pi^-$ } $\pi\pi^0\pi^0, e\pi^0\nu_e, \mu\pi^0\nu_\mu$ $\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi e\nu_e, \pi\mu\nu_\mu, \pi^+\pi^- (0,2\%)$
K_0					497,7	{ $50\% K_S^0$ $0,893 \cdot 10^{-10}$ $50\% K_L^0$ $5,18 \cdot 10^{-8}$	
P	} $1/2$	1	0	$1/2$	938,28	стабилен	
N					939,57	917 ± 14	$Pe^- \nu$
Λ	0	1	-1	$1/2$	1115,6	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$P\pi^-, N\pi^0, Pe\nu, P\mu\nu$
Σ^+	} 1	1	-1	$1/2$	1189,4	$0,800 \cdot 10^{-10}$	$P\pi^0, N\pi^+, P\gamma, Ae^+\nu$
Σ^0					1192,5	$5,8 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$
Σ^-					1197,3	$1,48 \cdot 10^{-10}$	$N\pi^-, Ne^- \nu, Le\nu, N\mu\nu$
Ξ^0	} $1/2$	1	-2	$1/2$	1314,9	$2,90 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0, \Lambda\gamma$
Ξ^-					1321,3	$1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-, Ae^- \nu, \Lambda\mu^- \nu$

1) Символ G обозначает G -четность (п. 3.1.4).2) Символ J^P обозначает спин-четность частицы.

Вся совокупность экспериментальных данных указывает на то, что частицы V , или, что то же, странные частицы, возникают не в процессах типа (2.1.1), а в процессах $P \xrightarrow{g'} K^+ + \Lambda^0$, т. е. они рождаются парами и при их образовании сохраняются изотопический спин I и странность S . Например, проверку законов сохранения в процессе $P \rightarrow K^+ + \Lambda^0$ можно произвести, выписывая квантовые числа до и после превращения:

$$\begin{array}{ll} I: & 1/2 \quad 1/2 \otimes 0 = 1/2, \\ I_3: & 1/2 \quad 1/2 + 0 = 1/2, \\ S: & 0 \quad 1 + (-1) = 0, \\ n_B: & 1 \quad 0 + 1 = 1. \end{array}$$

При распаде типа (2.1.2) странность S не сохраняется, поэтому он не может идти через сильное взаимодействие. Таким образом, наблюдаемые на опыте значения времен распада частиц V можно объяснить тем, что их распад происходит за счет иного, чем рождение, взаимодействия, именно за счет слабого взаимодействия.

Выше мы кратко изложили теорию Накано — Нишиджимы — Гелл-Манна. Характеристики всех открытых после ее появления V -частиц удовлетворяют соотношению (2.1.4) между третьей компонентой изоспина, странностью и электрическим зарядом. В частности, теория получила дополнительное подтверждение после обнаружения изодублета барионов Ξ^0, Ξ^- , у которых $S = -2$.

§ 2.2. Классификация адронных взаимодействий

Взаимодействие Юкавы (1.4.5) внешне напоминает электромагнитное взаимодействие, но, как уже отмечалось, оно описывает существенно новое свойство частиц — их зарядовую инвариантность. Здесь мы обсудим другие новые качественные особенности встречавшихся нам выше взаимодействий.

Сначала остановимся на вопросе о силе взаимодействия. Константа связи электромагнитного взаимодействия равна e , но теоретические выражения для вероятностей электромагнитных процессов определяются не самой величиной e , а безразмерным параметром, составленным из e , постоянной Планка \hbar и скорости света c , — так называемой постоянной тонкой структуры $\alpha \equiv e^2/\hbar c \approx 1/137$. Оказывается, что безразмерную константу связи целесообразно ввести также и в случае сильных взаимодействий. Например, сильные взаимодействия вновь открытых частиц V не обязательно имеют вид взаимодействия Юкавы (1.4.5); нельзя исключить также и члены с производными вида $g\psi_\mu\psi_\nu\partial_\mu\psi$, но постоянная связи g таких членов отличается

от константы связи во взаимодействии Юкавы как по величине, так и размерностью. Если же при помощи \hbar , c и массы пиона m_π построить безразмерные константы связи, то получится, что для всех видов сильных взаимодействий

$$g^2 = 0,1 - 10. \quad (2.2.1)$$

Таким образом было установлено существование *сильных взаимодействий*, определяемых как зарядово-инвариантные взаимодействия с константой связи, приблизительно в 100 раз превосходящей постоянную тонкой структуры α .

Перейдем к распадам странных частиц. Выше указывалось, что взаимодействие, ответственное за эти распады, отличается от сильного и, как видно из табл. 2.1, одна и та же странная частица может иметь разные каналы распада, на первый взгляд совершенно не связанные между собой. Но и в данном случае можно найти определенную общность, если проанализировать константы связи для этих каналов. Если эффективное взаимодействие, ответственное за распад $a \rightarrow b + c + \dots$, записать в виде

$$H \sim g_W \Psi_a \Psi_b^\dagger \Psi_c^\dagger \dots + \text{эрм. сопр.}, \quad (2.2.2)$$

то, в зависимости от вида частиц, константы связи g_W будут различаться как по величине, так и размерностью. Если же величины g_W , относящиеся к всевозможным каналам, сделать безразмерными в системе единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$, то во всех случаях, включая универсальное взаимодействие Ферми (1.5.7), окажется [3], что

$$g_W \sim 10^{-7}. \quad (2.2.3)$$

Следовательно, взаимодействия, ответственные за распады, можно объединить в одну общую группу взаимодействий; их стали называть *слабыми взаимодействиями*. Далее, основываясь на том, что, согласно (2.2.1), константа связи сильных взаимодействий по порядку величины равна 1, можно высказать гипотезу о существовании некоторого единого фундаментального слабого взаимодействия, безразмерная константа связи которого по порядку величины равна 10^{-7} ; по этой гипотезе реально наблюдаемые распады объясняются совместным влиянием сильных и указанного единого слабого взаимодействий. Эффективные константы связи (2.2.2) практически не отличаются от константы связи фундаментального слабого взаимодействия, так как дополняющие его сильные взаимодействия имеют константы связи порядка 1. В настоящее время не известно явлений, которые бы сильно противоречили такой гипотезе. Но как установить вид фундаментального слабого взаимодействия? Разумнее всего считать, что оно имеет вид взаимодействия Ферми, удовлетворительно описывающего распад мюона — процесс, в котором

участвуют только лептоны. В самом деле, поскольку в распаде мюона не участвуют сильновзаимодействующие частицы, его невозможно вывести из других слабых и сильных взаимодействий.

Таким образом, взаимодействия классифицируются прежде всего по величине константы связи — они подразделяются на *сильные, электромагнитные и слабые*. В гл. 5 затронем вопрос о существовании еще одной разновидности взаимодействий, но по крайней мере в настоящее время указанные три вида взаимодействий играют в физике элементарных частиц основную роль.

Мы уже указывали, что одно из важнейших свойств элементарных частиц — их способность к взаимопревращениям. Анализируя эти превращения с учетом вида взаимодействия, можно произвести классификацию элементарных частиц. Пионы, нуклоны и странные частицы, характеризующиеся определенными значениями изоспина и странности, являются сильновзаимодействующими частицами. Их общее название — *адроны*. Адроны подразделяются на *барионы* (фермионы, имеющие спин $1/2$ и $n_B=1$) и *мезоны* (бозоны, имеющие целочисленный спин и $n_B=0$). Заряженные адроны, разумеется, участвуют в электромагнитных взаимодействиях; то же относится и к тем электрически нейтральным адронам, которые, подобно нейтрону, имеют отличный от нуля магнитный момент. Лептоны (электрон, мюон, нейтрино) в сильных взаимодействиях не участвуют. Заряженные лептоны — электрон и мюон — участвуют в электромагнитном взаимодействии, а электрически нейтральные нейтрино — только в слабом; этим объясняется их огромная проникающая способность.

Среди всех элементарных частиц, существование которых в настоящее время надежно установлено экспериментально, особняком стоит фотон, который сильно отличается как от частиц *семейства адронов*, так и от частиц *семейства лептонов*.

§ 2.3. Обнаружение резонансных состояний

После создания ускорителей на высокие энергии постепенно выяснилась замечательная особенность семейства сильновзаимодействующих адронов — наличие в нем резонансных состояний (резонансов). Успехи в создании ускорителей, позволяющих получать высокоинтенсивные моноэнергетические пучки частиц, и прогресс измерительной техники произвели настоящую революцию в физике элементарных частиц и открыли путь к изучению их внутренней структуры.

Открытие резонансов произошло при изучении фоторождения пионов [4], но здесь мы рассмотрим случай пион-нуклонных столкновений. При взаимодействии пучка высокоэнергичных

протонов с веществом образуется пучок пионов, которые в последующем эксперименте играют роль налетающих частиц. Оказывается, что существуют такие определенные значения энергии налетающих пионов E_π , в окрестности которых сечение взаимодействия пионов с нуклонами возрастает, проходит через максимум, а затем вновь уменьшается. Соответствующие экспериментальные кривые приведены на рис. 2.2.

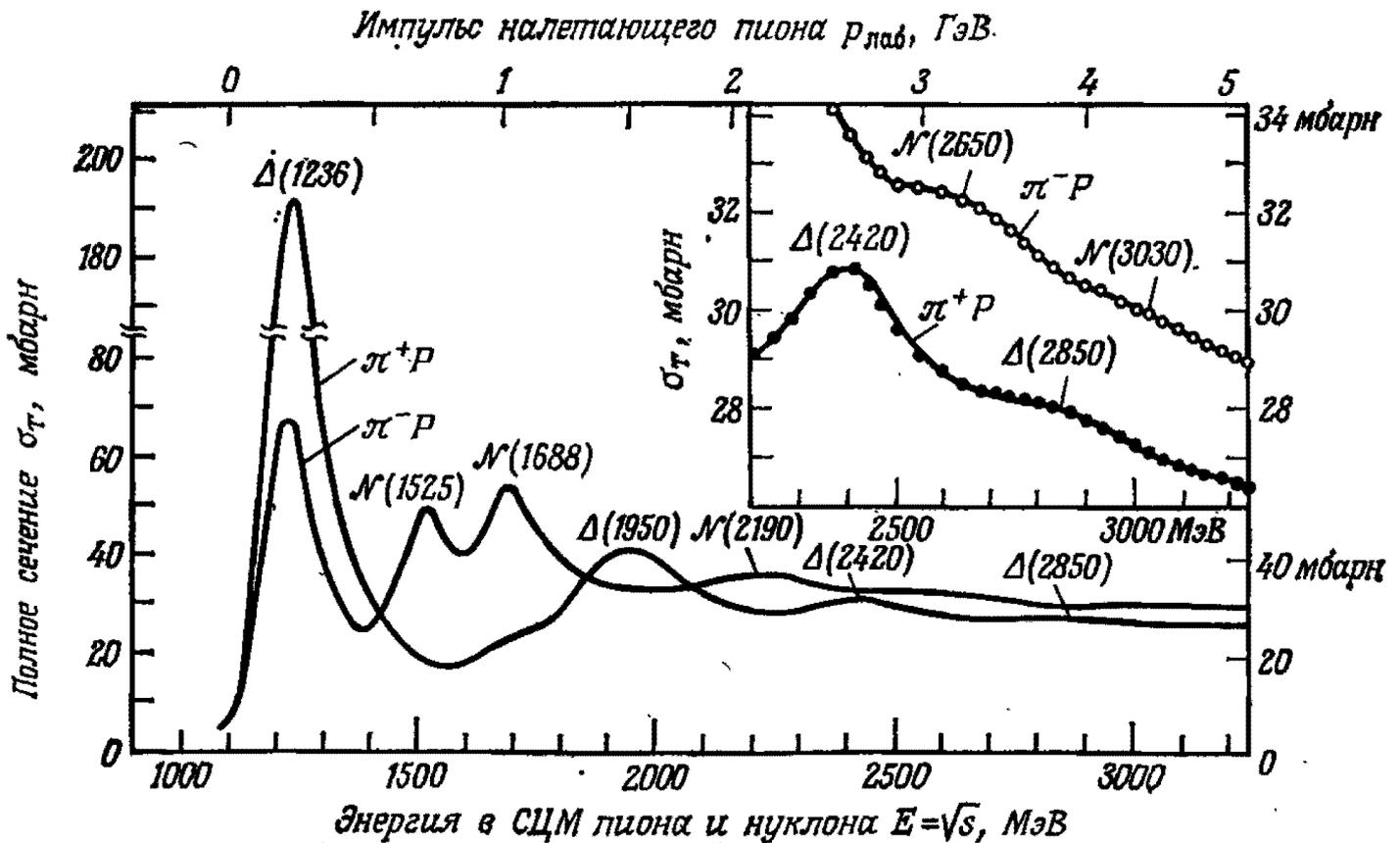


Рис. 2.2. Сечения рассеяния пионов на нуклонах.

На этом рисунке вместо E_π на оси абсцисс отложена энергия \sqrt{s} в системе центра масс (СЦМ) пиона и нуклона. Предполагая, что система пионов и нуклонов зарядово инвариантна, можно выразить зарядовые состояния через собственные состояния изоспина:

$$|\pi^+P\rangle = \left| I = \frac{3}{2}, I_3 = \frac{3}{2} \right\rangle,$$

$$|\pi^-P\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| I = \frac{3}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right\rangle,$$

$$|\pi^0N\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| I = \frac{3}{2}, I_3 = \frac{1}{2} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = \frac{1}{2} \right\rangle. \quad (2.3.1)$$

Следовательно, если сечение π^+P -рассеяния имеет пик при $\sqrt{s} = 1236$ МэВ, то этому резонансному состоянию надо приписать значение изоспина $I = 3/2$. Далее, из формулы (2.3.1) ясно, что сечение π^-P -рассеяния содержит состояние с $I = 3/2$ с вероят-

ностью $(1/\sqrt{3})^2 = 1/3$, откуда получается, что отношение полных сечений в максимуме должно быть $\sigma(\pi^+P)/\sigma(\pi^-P) = 3$. Данные рис. 2.2 подтверждают сделанный вывод.

Согласно формуле Брейта — Вигнера, парциальная амплитуда a_j ведет себя в окрестности резонанса следующим образом:

$$a_j = \frac{x\Gamma/2}{E - E_R - i\Gamma/2} \quad (2.3.2)$$

Здесь j — совокупность сохраняющихся квантовых чисел, характеризующих парциальную амплитуду πN -рассеяния; кроме изоспина сюда относятся, например, полный момент количества движения J и четность P . Далее, в формуле (2.3.2) E_R — энергия резонанса, Γ — его ширина, а x — упругость. Если принять, что в окрестности резонанса основной вклад в рассеяние вносит резонансная амплитуда и пренебречь вкладом других парциальных амплитуд, то для полного сечения получится формула (при $x=1$)

$$\sigma_T = \frac{(2J+1)\pi^2}{(2S_1+1)(2S_2+1)\rho^2} \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2.3.3)$$

в которой ρ — импульс частиц в СЦМ, а S_1 и S_2 — спины налетающей частицы и частицы-мишени. Полагая в случае π^+P -рассеяния $S_1=1/2$, $S_2=0$ и принимая, что энергия резонанса $E = E_R = 1236$ МэВ, находим из формулы (2.3.3)

$$\sigma_T = (2J+1) \cdot 50 \text{ мбарн.}$$

Сравнивая полученное выражение с экспериментальным значением полного сечения, определяем значение $J=3/2$. Из данных по угловому распределению $d\sigma/d\Omega$ следует, что орбитальный момент количества движения $l=1$. Таким образом, рассматриваемое резонансное состояние не отличается от других сильно-взаимодействующих адронов в том отношении, что оно характеризуется определенными значениями изоспина $I=3/2$, спина $J=3/2$ и четности $P=+1$ (положительная четность получается в результате умножения -1 , соответствующей отрицательной внутренней четности пиона, на -1 , соответствующую орбитальному моменту количества движения $l=1$). Обсуждаемый резонанс сначала называли «резонанс 3—3», а в настоящее время о нем часто говорят как о «частице Δ ». Особенность Δ -резонанса — его крайне малое время жизни. Известно, что время жизни энергетического уровня τ_R связано с его шириной Γ соотношением неопределенностей

$$\hbar/\tau_R \sim \Delta E_R = \Gamma. \quad (2.3.4)$$

По данным рис. 2.2 $\Gamma \sim 110$ МэВ, откуда и из формулы (2.3.4) следует, что время жизни частицы Δ

$$\tau_R = \hbar/\Gamma = 0,6 \cdot 10^{-23} \text{ с}$$

крайне мало. На кривой π^-P -рассеяния на рис. 2.2 ясно видны также резонансные пики при значениях энергии в СЦМ $\sqrt{s}=1525$ и 1688 МэВ. Поскольку сечение π^+P -рассеяния в этой области энергий никаких максимумов не имеет, указанным резонансным пикам надо приписать изоспин $I=1/2$. При дальнейшем возрастании \sqrt{s} в системе πN обнаруживаются резонансы, соответствующие все большим значениям момента количества движения, а после 1960 г. много резонансов открыто в системах странных частиц и мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Nakano T., Nishijima K.*, Prog. Theor. Phys., **10**, 581 (1953);
M. Gell-Mann., Phys., Rev., **92**, 833 (1953).
2. *Nambu Y., Nishijima K., Yamaguchi Y.*, Prog. Theor. Phys., **6**, 615; 619(1951);
Oneda S., Prog. Theor. Phys., **6**, 633(1951);
Miyazawa M., Prog. Theor. Phys., **6**, 631(1951).
3. *Ogawa S.*, Prog. Theor. Phys., **13**, 367 (1956).
4. *Fujimoto Y., Miyazawa H.*, Prog. Theor. Phys., **5**, 1052(1950).

СОСТАВНЫЕ МОДЕЛИ АДРОНОВ

§ 3.1. Модель Сакаты и $U(3)$ -симметрия

Еще в 1949 г., когда среди массивных частиц были известны только электроны, нуклоны, пионы и мюоны, Ферми и Янг [1], встревоженные неуклонным увеличением числа элементарных частиц, поставили вопрос, все ли эти частицы в равной мере элементарны, и указали на то, что основные черты теории Юкавы можно воспроизвести, если принять, что пион — составная система, образованная из нуклона и антинуклона¹⁾. По Ферми и Янгу между нуклонами имеет место сильное взаимодействие типа Ферми, а пионы не что иное, как связанные состояния двух тел — нуклона и антинуклона, строящиеся следующим образом:

$$\pi^+ = P\bar{N}, \quad \pi^0 = (P\bar{P} - N\bar{N})/\sqrt{2}, \quad \pi^- = N\bar{P}.$$

Предлагалось вместо обмена пионами (которые в теории Юкавы являются носителями ядерных сил) рассматривать обмен связанными состояниями нуклон-антинуклонных пар, например

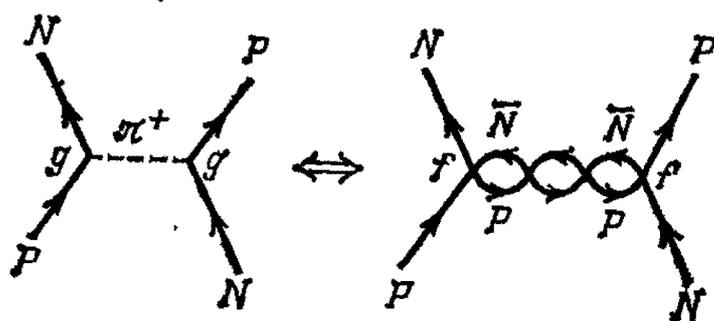


Рис. 3.1. Обмен пионами.

так, как показано на рис. 3.1. Чтобы построить пион с массой около 140 МэВ как связанное состояние нуклона и антинуклона, Ферми и Янг заменили взаимодействие типа Ферми между нуклонами на нуклон-антинуклонный потенциал в виде прямоугольной ямы; при ширине ямы порядка комптоновской длины

¹⁾ В то время антинуклоны еще не были обнаружены экспериментально, но, поскольку нуклон, подобно электрону, описывается уравнением Дирака, существование антинуклонов с теоретической точки зрения было в высшей степени вероятно.

волны нуклона $\hbar/m_N c = 2,1 \cdot 10^{-14}$ см ее глубина получалась около 25 ГэВ, т. е. более чем в 20 раз превосходила энергию покоя нуклона (рис. 3.2). Но в таком случае за счет падения в эту яму нуклонов из вакуума (рождения нуклон-антинуклонных пар) нарушалось исходное предположение — двухчастичность задачи — и самосогласованность теории ставилась под сомнение. Тем не менее модель Ферми и Янга (сама по себе имеющая ограниченную ценность) положила начало созданию составных моделей адронов.

Как уже говорилось во второй главе, спустя несколько лет после опубликования модели Ферми и Янга было открыто много странных частиц; как следствие, появились разнообразные составные модели элементарных частиц. Например, Гольдхабер [2] полагал, что кроме нуклонов фундаментальными частицами являются также K -мезоны (K^+ , K^0) и их античастицы (K^- , \bar{K}^0), а частицы Λ и Σ — связанные состояния нуклонов и анти- K -мезонов. Тогда же Марков [3] предложил модель, в которой роль фундаментальных частиц играли барионы, а мезоны строились из барионов и антибарионов.

3.1.1. Модель Сакаты

Среди разнообразных составных моделей элементарных частиц модель, предложенная в 1955 г. Сакатой [4], отличалась своей лаконичностью; оказалось, что именно она сыграла важную роль в дальнейшем развитии физики элементарных частиц. Саката полагал, что для построения составных моделей элементарных частиц открытие Λ -частицы имеет такое же значение, какое в свое время имело открытие нейтрона для объяснения структуры атомного ядра. Полагая, что *фундаментальными частицами* являются протон, нейтрон (образующие атомные ядра) и частица Λ (несущая странность), и строя все остальные частицы (барионы и мезоны) из этих фундаментальных частиц и их античастиц, можно показать, что правила Накано — Нишиджимы — Гелл-Манна, а также законы сохранения изоспина и странности следуют из постулата о сохранении числа фундаментальных частиц. В табл. 3.1 даны структуры барионов и мезонов в модели Сакаты.

Можно сказать, что модель Сакаты исходит из «фермионного монизма» в том смысле, что все фундаментальные частицы

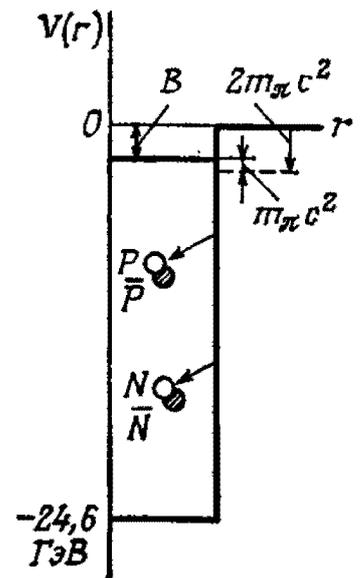


Рис. 3.2. Потенциал взаимодействия нуклона с антинуклоном.

Таблица 3.1

Модель Сакаты

Семейство	Название частицы	Символ	Модель Сакаты	Квантовые числа						
				Барионное число n_B	Спин-четность	S	I	I_3	Q/e	
Барионы	Нук- лон Лямбда	$\mathcal{N} \begin{cases} P \\ N \\ \Lambda \end{cases}$	$\begin{cases} P \\ N \\ \Lambda \end{cases}$ фундаментальные составляющие	$\left. \vphantom{\begin{cases} P \\ N \\ \Lambda \end{cases}} \right\} 1$	$1/2^+$	$\left. \vphantom{\begin{cases} 0 \\ -1 \end{cases}} \right\} \begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$	$1/2$	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1/2 \\ -1/2 \\ 0 \end{cases}} \right\} \begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \\ 0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{matrix}$	
	Сигма	$\begin{cases} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{cases}$	$\begin{matrix} \Lambda P\bar{N} \\ \Lambda (P\bar{P} - N\bar{N})/\sqrt{2} \\ \Lambda N\bar{P} \end{matrix}$	$\left. \vphantom{\begin{cases} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{cases}} \right\} 1$	$1/2^+$	$\left. \vphantom{\begin{cases} -1 \end{matrix}} \right\} -1$	1	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}} \right\} \begin{matrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$	
	Кси	$\begin{cases} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{cases}$	$\begin{matrix} \Lambda\Lambda\bar{N} \\ \Lambda\Lambda\bar{P} \end{matrix}$	$\left. \vphantom{\begin{cases} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{cases}} \right\}$			$\left. \vphantom{\begin{cases} -2 \end{matrix}} \right\} -2$	$1/2$	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}} \right\} \begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$
Мезоны	Пион	$\begin{cases} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{cases}$	$\begin{matrix} P\bar{N} \\ (P\bar{P} - N\bar{N})/\sqrt{2} \\ N\bar{P} \end{matrix}$	$\left. \vphantom{\begin{cases} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{cases}} \right\}$			$\left. \vphantom{\begin{cases} 0 \end{matrix}} \right\} 0$	1	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}} \right\} \begin{matrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$
	Каон	$\begin{cases} K^+ \\ K^0 \end{cases}$	$\begin{matrix} P\bar{\Lambda} \\ N\bar{\Lambda} \end{matrix}$	$\left. \vphantom{\begin{cases} K^+ \\ K^0 \end{cases}} \right\} 0$	0^+		$\left. \vphantom{\begin{cases} 1 \end{matrix}} \right\} 1$	$1/2$	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}} \right\} \begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix}$
	Антикаон	$\begin{cases} \bar{K}^0 \\ K^- \end{cases}$	$\begin{matrix} \Lambda\bar{N} \\ \Lambda\bar{P} \end{matrix}$	$\left. \vphantom{\begin{cases} \bar{K}^0 \\ K^- \end{cases}} \right\}$			$\left. \vphantom{\begin{cases} -1 \end{matrix}} \right\} -1$	$1/2$	$\left. \vphantom{\begin{cases} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}} \right\} \begin{matrix} 1/2 \\ -1/2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$

этой модели (P, N, Λ) имеют спин $\hbar/2$, описываются уравнением Дирака и подчиняются статистике Ферми. Каждая из них играет свою роль: протон — носитель электрического заряда, нейтрон — барионного числа, Λ — странности; различие масс нуклонов и частицы лямбда объясняется наличием у последней странности.

Основываясь на модели Сакаты, Мацумото [5] предложил формулу для массы адрона в основном состоянии, согласно которой масса адрона m получается вычитанием из суммы масс составляющих его частиц и античастиц энергии связи адрона (энергия связи подсчитывается как взятая с обратным знаком энергия отталкивания фундаментальных частиц или их античастиц друг от друга):

$$\begin{aligned}
 m = & (n_{\mathcal{N}} + n_{\overline{\mathcal{N}}}) m_{\mathcal{N}} + (n_{\Lambda} + n_{\overline{\Lambda}}) m_{\Lambda} - \\
 & - (n_{\mathcal{N}\overline{\mathcal{N}}} - n_{\mathcal{N}\mathcal{N}} - n_{\overline{\mathcal{N}}\overline{\mathcal{N}}}) V(\mathcal{N}\overline{\mathcal{N}}) - \\
 & - (n_{\mathcal{N}\overline{\Lambda}} + n_{\Lambda\overline{\mathcal{N}}} - n_{\mathcal{N}\Lambda} - n_{\overline{\mathcal{N}}\overline{\Lambda}}) V(\mathcal{N}\overline{\Lambda}) - (n_{\Lambda\overline{\Lambda}} - n_{\Lambda\Lambda} - n_{\overline{\Lambda}\overline{\Lambda}}) V(\overline{\Lambda}\Lambda).
 \end{aligned}
 \tag{3.1.1}$$

В этой формуле $n_{\mathcal{N}}$ — число нуклонов в составной системе, $n_{\mathcal{N}\overline{\mathcal{N}}}$ — число нуклон-антинуклонных комбинаций и т. п. Энергии связи можно определить, воспользовавшись известными значениями масс пиона, K -мезона и частицы Ξ :

$$m_{\pi} = 2m_{\mathcal{N}} - V(\mathcal{N}\overline{\mathcal{N}}) \rightarrow V(\mathcal{N}\overline{\mathcal{N}}) = 1740 \text{ МэВ},$$

$$m_K = m_{\mathcal{N}} + m_{\Lambda} - V(\mathcal{N}\overline{\Lambda}) \rightarrow V(\mathcal{N}\overline{\Lambda}) = 1560 \text{ МэВ},$$

$$m_{\Xi} = m_{\mathcal{N}} + 2m_{\Lambda} - 2V(\mathcal{N}\overline{\Lambda}) + V(\Lambda\Lambda) \rightarrow V(\Lambda\overline{\Lambda}) = 1265 \text{ МэВ}.$$

Массовая формула (3.1.1) показывает, что масса адрона выражается через число образующих его фундаментальных составных элементов (фундаментальных составляющих). Если мезон считать связанной системой сильно взаимодействующих частиц и античастиц, то, так же как в модели Ферми — Янга, возникнет трудность с множественным образованием пар частица — античастица и систему придется рассматривать как сложную; с этой точки зрения кажется очень странным то, что формула Мацумото дает качественно верное описание масс, несмотря на положенную в основу ее вывода гипотезу о небольшом фиксированном (2 или 3) числе фундаментальных составляющих. Осознание того характерного факта, что свойства адрона как составной системы определяются числом фундаментальных составляющих, имело большое значение для развития дальнейших исследований.

Модель Сакаты позволила также по новому подойти к объяснению свойств $3-3$ -резонанса, наблюдаемого при рассеянии пионов на нуклонах. В модели Сакаты этот резонанс надо рассматривать как составную частицу $N\bar{N}N$, т. е. он, подобно Σ и Ξ , образован из трех фундаментальных составляющих. Составная система $N\bar{N}N$ наблюдается в виде резонанса потому, что, согласно массовой формуле (3.1.1), она имеет достаточно большую массу и распадается за счет сильного взаимодействия на

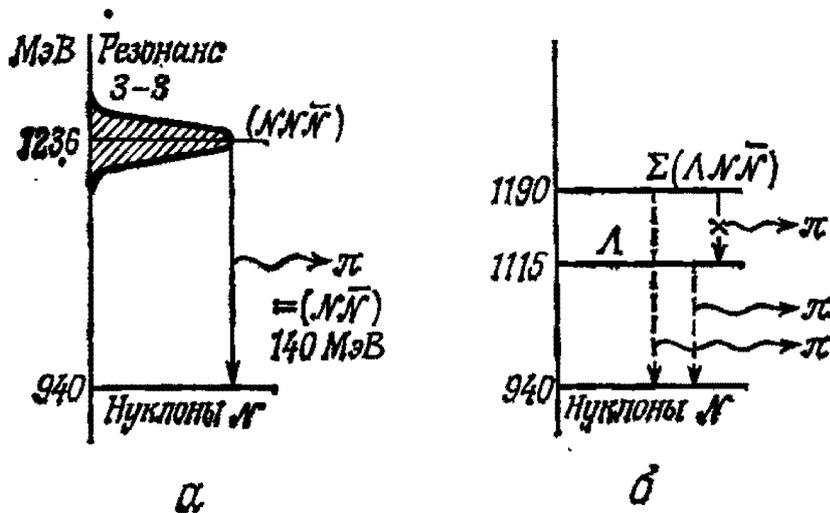


Рис. 3.3. Распады адронов: *a* — сильные распады; *b* — слабые распады.

пион и нуклон в течение очень короткого времени (около 5×10^{-24} с, рис. 3.3, *a*). В отличие от $3-3$ -резонанса частицы Σ и Ξ могут распадаться только за счет слабого взаимодействия, нарушающего закон сохранения странности; поэтому их время жизни достаточно велико для того, чтобы следы этих частиц можно было наблюдать в пузырьковой камере или на фотопластинках (рис. 3.3, *b*).

Саката рассматривал уровни организации вещества, выделяемые при его неограниченном делении, и подчеркивал, что составные адроны принадлежат тому же уровню, что атомные ядра и гиперядра ¹⁾, а фундаментальные частицы P , N , Λ надо относить к более глубокому уровню организации:

— молекулы — атомы	}	атомные ядра гиперядра мезоны (π , K , ...)	}	фундамен- тальные частицы (P , N , Λ)
		барioni (Σ , Ξ , Δ , ...)		

Во время появления модели Сакаты и некоторое время спустя научная общественность в области физики элементарных частиц не всегда благожелательно воспринимала идеи о том, что

¹⁾ Атомные ядра, в которых некоторые нуклоны заменены лямбда-частицами.

частицы — составные системы, построенные из более фундаментальных элементов вещества, или что частицы имеют внутреннюю структуру. Но в Японии школа Юкавы всегда отстаивала мысль о протяженности элементарных частиц, или, что то же, о наличии у них внутренней структуры; поэтому здесь даже такие еретические мысли, как идеи о составных моделях элементарных частиц, встречали поддержку.

В те времена выдвигались и другие представления об элементарных частицах, например Гейзенберг [7] выдвинул идею, что нуклоны, мезоны и т. п. — лишь внешние проявления некоего более фундаментального поля материи, подчиняющегося нелинейному уравнению

$$\gamma_\nu \frac{\partial \psi}{\partial x_\nu} - l^2 \psi (\bar{\psi} \psi) = 0,$$

из которого должны выводиться реально наблюдаемые элементарные частицы независимо от того, являются ли они составными или нет.

Большую популярность имела *модель шнуровки (ядерной демократии)*, предложенная Чу и др. [8], в которой считалось, что поскольку адроны сильно взаимодействуют, все они должны быть построены друг из друга. Согласно этой точке зрения, элементарными частицами описывается окончательный, не сводимый к более глубокому уровню организации вещества, и полную, непротиворечивую замкнутую теоретическую схему нужно строить уже на этом уровне.

Предпринимались также попытки найти более широкую симметрию, включающую зарядовую инвариантность как частный случай. Например, Пайс [9] предлагал считать приближенно, что 8 барионов образуют четыре изодублета (P, N) , $(\Sigma^+, X = (\Lambda + \Sigma^0)/\sqrt{2})$, $(Y = (\Lambda - \Sigma^0)/\sqrt{2}, \Sigma^-)$, (Ξ^0, Ξ^-) , а Гелл-Манн и др. [10] выдвинули представление о *глобальной симметрии*, согласно которому между указанными изодублетами имеет место взаимодействие типа Юкавы с такой же, как у пиона, константой связи (расщепление масс вызывается взаимодействием с каонами).

Тогда же было указано [11], что модель Сакаты можно рассматривать не просто как одну из возможных классификационных схем, а как теорию, обладающую предсказательной силой. Модель Сакаты превращается в такую теорию введением симметрии, выражающейся в равноправии фундаментальных частиц. В самом деле, все три фундаментальные частицы модели Сакаты P, N, Λ имеют одинаковый спин $1/2$ и участвуют в сильном взаимодействии, а закон сохранения в сильных взаимодействиях барионного числа n_B , законы сохранения электрического заряда и странности равносильны законам сохранения

чисел этих трех фундаментальных частиц $\Delta n_P = \Delta n_N = \Delta n_\Lambda = 0$. Следовательно, если пренебречь различием электрических зарядов и масс частиц P , N , Λ , то от понятия зарядовой независимости, относящегося к P и N , можно перейти к представлению о более общей симметрии, включающей частицу Λ .

Как станет ясно ниже, из указанной симметрии вытекает требование, чтобы пионы и каоны принадлежали одному мультиплету; но предложение ввести такую симметрию встретило сопротивление, так как масса каона в 3,6 раза больше массы пиона. В пользу введения симметрии [11] можно было высказать лишь соображения, основанные на внутреннем устройстве адронов в модели Сакаты.

3.1.2. Унитарная симметрия

Икэда и др. [12] представили упомянутую симметрию модели Сакаты в виде *теории трехмерной унитарной симметрии* ($U(3)$ -симметрии).

Сначала напомним формальный аппарат, при помощи которого выражается идея о зарядовой инвариантности. Если χ — введенный в формуле (1.4.1) изоспинор

$$\chi = \begin{pmatrix} P \\ N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}, \quad (3.1.2)$$

то зарядовую инвариантность можно представить теоретически как инвариантность относительно двумерного унитарного преобразования

$$\chi_\alpha \rightarrow \chi'_\alpha = \sum_{\beta=1}^2 U_\alpha^\beta \chi_\beta, \quad \alpha = 1, 2, \quad (3.1.3)$$

$$U^\dagger U = U U^\dagger = 1 \quad (3.1.4)$$

($U(2)$ -симметрия). Это преобразование не изменяет, в частности, выражение

$$\bar{\chi}\chi = \sum_{\alpha=1}^2 \bar{\chi}^\alpha \chi_\alpha = \bar{P}P + \bar{N}N, \quad (3.1.5)$$

в котором $\bar{\chi} = (\bar{P}, \bar{N}) = (\bar{\chi}^1, \bar{\chi}^2)$ — изоспинор, эрмитово сопряженный χ ; в пространстве изоспина он описывает антинуклон. Двумерные унитарные матрицы, удовлетворяющие условию (3.1.4), можно записать в виде

$$U_\alpha^\beta = e^{i\epsilon_0} \left[\exp \left(i \sum_{i=1}^3 \epsilon_i I_i \right) \right]_\alpha^\beta, \quad (3.1.6)$$

где

$$\exp G \equiv 1 + \frac{G}{1!} + \frac{G^2}{2!} + \frac{G^3}{3!} + \dots,$$

ε_i ($i=0, 1, 2, 3$) — вещественные параметры, а I_i — эрмитовы матрицы изоспина (1.4.2). Величины I_i ($i=1, 2, 3$) называют *генераторами* унитарного преобразования. Удобно рассматривать также их комбинации $I_{\pm} = (I_1 \pm iI_2)$:

$$\begin{aligned} I_+ P &= 0, & I_+ N &= P, \\ I_- P &= N, & I_- N &= 0, \\ I_3 P &= \frac{1}{2} P, & I_3 N &= -\frac{1}{2} N. \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

В представлении $|I, I_3\rangle$, характеризуемом квантовыми числами I (величина изоспина) и I_3 (третья компонента изоспина), состояния, содержащие один протон или соответственно один нейтрон, записываются в виде $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ и $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$.

При бесконечно малых ε_i из (3.1.6) получаем

$$U = 1 + i \sum_{i=0}^3 \varepsilon_i I_i, \quad U^\dagger = 1 - i \sum_{i=0}^3 \varepsilon_i I_i \quad (I_0 = 1); \quad (3.1.8)$$

заметим также, что унитарные преобразования начального и конечного состояний системы имеют вид

$$|i\rangle \rightarrow |i'\rangle = U|i\rangle, \quad \langle f| \rightarrow \langle f'| = \langle f|U^\dagger. \quad (3.1.9)$$

Если теория инвариантна относительно унитарного преобразования, то инвариантны также матричные элементы гамильтониана системы

$$\begin{aligned} \langle f|H|i\rangle &= \langle f'|H|i'\rangle = \langle f|U^\dagger H U|i\rangle = \\ &= \langle f|H|i\rangle - i \sum_{i=0}^3 \varepsilon_i \langle f|[I_i H - H I_i]|i\rangle, \end{aligned}$$

откуда следует

$$[I_i H] = 0. \quad (3.1.10)$$

Поскольку скорость изменения со временем оператора F определяется уравнением Гейзенберга $\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} - \frac{1}{i\hbar} [F, H]$, соотношение (3.1.10) равносильно утверждению, что изоспин — интеграл движения:

$$\frac{dI_i}{dt} = 0.$$

Система двух нуклонов описывается произведением $\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2)$ двух изоспиноров (3.1.2) (цифрами в скобках обозначены отличные от изоспина переменные, характеризующие состояния нуклонов, например переменные в пространстве-времени). Это произведение можно разбить на сумму двух не смешивающихся при унитарных преобразованиях компонент:

$$\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_{\{\alpha, \beta\}}(1, 2) + \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_{[\alpha, \beta]}(1, 2), \quad (3.1.11)$$

$$\chi_{\{\alpha, \beta\}}(1, 2) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\{\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2) + \chi_\beta(1)\chi_\alpha(2)\}, \quad (3.1.12)$$

$$\chi_{[\alpha, \beta]}(1, 2) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}\{\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2) - \chi_\beta(1)\chi_\alpha(2)\}. \quad (3.1.13)$$

Компонента $\chi_{\{\alpha, \beta\}}(1, 2)$, симметричная по переменным в пространстве изоспина, описывает изоспиновый триплет, а антисимметричная компонента $\chi_{[\alpha, \beta]}(1, 2)$ — изоспиновый синглет. Если воспользоваться символами P, N и не выписывать неизоспиновые переменные¹⁾, то формулы (3.1.12) и (3.1.13) можно представить в виде

$$|1, 1\rangle = PP, \quad |1, 0\rangle = (PN + NP)/\sqrt{2}, \quad |1, -1\rangle = NN \quad (\text{триплет}),$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(PN - NP) \quad (\text{синглет}).$$

Вообще говоря, размерность мультиплета в пространстве изоспина определяется собственным значением $I(I+1)$ оператора $I^2 \equiv I_1^2 + I_2^2 + I_3^2$. Как уже указывалось в гл. 2, $\nu = 2I + 1$ состояний $|I, I_3\rangle$, в которых I_3 принимает значения $I, I-1, \dots, -I$, строятся при помощи генераторов I_\pm :

$$I_\pm |I, I_3\rangle \sim |I, I_3 \pm 1\rangle \quad (|I_3| < I),$$

$$I_+ |I, I\rangle = 0, \quad I_- |I, -I\rangle = 0. \quad (3.1.14)$$

При унитарных преобразованиях эти состояния переходят друг в друга и все вместе образуют изоспиновый ν -плет.

Состояние системы, содержащей один нуклон и один антинуклон, разбивается следующим образом:

$$\bar{\chi}^\alpha \chi_\beta = \frac{1}{2} \delta_\beta^\alpha \chi^1 + \chi_\beta^\alpha \quad (\alpha, \beta = 1, 2), \quad (3.1.15)$$

$$\chi \equiv \sum_{\gamma=1}^2 \bar{\chi}^\gamma \chi_\gamma, \quad (3.1.16)$$

$$\chi_\beta^\alpha \equiv \bar{\chi}^\alpha \chi_\beta - \frac{1}{2} \delta_\beta^\alpha \sum_{\gamma=1}^2 \bar{\chi}^\gamma \chi_\gamma. \quad (3.1.17)$$

¹⁾ Неизоспиновые переменные, например радиус-вектор частицы в обычном пространстве, характеризуются порядком расположения символов P, N ,

Величины χ , χ_α^3 , преобразуются при унитарных преобразованиях по разным представлениям: инвариантному

$$\chi' = \chi$$

и трехмерному представлению с равным нулю следом

$$\sum_{\alpha=1}^3 \chi_\alpha^3 = 0. \quad (3.1.18)$$

С использованием нуклонной символики эти представления записываются в виде

$$|1, 1\rangle = \bar{N}P, \quad |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{P}P - \bar{N}N), \quad |1, -1\rangle = \bar{P}N$$

(триплет),

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{P}P + \bar{N}N) \text{ (синглет).}$$

Подобно волновой функции пиона, триплет ведет себя в изотопическом пространстве (пространстве изоспина) как вектор. Разбиения (3.1.11) и (3.1.17) символически записывают следующим образом:

$$2 \otimes 2 = 1 \oplus 3, \quad (3.1.19)$$

$$2^* \otimes 2 = 1 \oplus 3. \quad (3.1.20)$$

Из-за специфики двумерной унитарной группы случайно оказалось, что (если пренебречь различиями в числах нуклонов) представления 2 и 2^* совпадают друг с другом. В общем случае мультиплеты одинаковой размерности появляются, когда числа нуклонов различаются на два. Закон сохранения числа нуклонов n_N вытекает из инвариантности этой величины относительно преобразования фазы $e^{i\varepsilon_0}$ (см. (3.1.6)). Если фаза фиксирована, например $\varepsilon_0 = 0$ или

$$\det(U) = 1,$$

то говорят о частном случае двумерной унитарной симметрии (об $SU(2)$ -симметрии).

Обобщение понятия изоспина на случай трех фундаментальных частиц производится легко. Вместо изоспинора (3.1.2) надо ввести фундаментальное представление

$$\chi = \begin{pmatrix} P \\ N \\ \Lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \\ \chi_3 \end{pmatrix}, \quad \bar{\chi} = (\bar{P}, \bar{N}, \bar{\Lambda}) = (\bar{\chi}^1, \bar{\chi}^2, \bar{\chi}^3) \quad (3.1.21)$$

трехмерной унитарной группы (группы $U(3)$) и потребовать, чтобы теория была инвариантна относительно $U(3)$ -преобразо-

ваний

$$\begin{aligned} \chi \rightarrow \chi' &= U\chi, \quad \bar{\chi} \rightarrow \bar{\chi}' = \bar{\chi}U^{-1}, \\ U_{\beta}^{\alpha} &= e^{ie_0} \left[\exp \left(i \sum_{i=1}^8 \varepsilon_i \mathcal{F}_i \right) \right]_{\alpha}^{\beta} \end{aligned} \quad (3.1.22)$$

(ε_i — вещественные числа); тогда частицы P , N , Λ будут рассматриваться в теории на равных основаниях. Входящие в формулу (3.1.22) генераторы \mathcal{F}_i ($i=1, 2, \dots, 8$) являются операторами унитарного спина, обобщающего понятие оператора изоспина, а именно

$$\mathcal{F}_i = \frac{1}{2} \lambda_i, \quad i=1, 2, \dots, 8, \quad (3.1.23)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & (3.1.23') \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Генераторы \mathcal{F}_i удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[\mathcal{F}_i, \mathcal{F}_j] = i \sum_{k=1}^8 f_{ijk} \mathcal{F}_k, \quad (3.1.24)$$

где f_{ijk} — структурные постоянные группы $U(3)$, и симметризованным перестановочным соотношениям

$$\{\mathcal{F}_i, \mathcal{F}_j\} = \mathcal{F}_i \mathcal{F}_j + \mathcal{F}_j \mathcal{F}_i = \sum_{k=1}^8 d_{ijk} \mathcal{F}_k + \frac{2}{3} \delta_{ij}. \quad (3.1.25)$$

Значения постоянных f_{ijk} и d_{ijk} приведены в табл. 3.2.

Заметим, что матрицы λ_i при $i=1, 2, 3$ содержат подматрицы τ_i (1.4.2) размера 2×2 , а изоспин Λ -частицы равен нулю. Поэтому для оператора изоспина в $U(3)$ -симметричной теории разумно принять определение

$$I_i = \mathcal{F}_i, \quad i=1, 2, 3. \quad (3.1.26)$$

Оператор странности (которая отлична от нуля только для фундаментальной частицы лямбда) совпадает с матрицей

$$S = -\frac{1}{3} n_B + \frac{2}{\sqrt{3}} \mathcal{F}_8, \quad (3.1.27)$$

Таблица 3.2

Значения структурных постоянных f_{ijk} группы $U(3)$ и постоянных d_{ijk}

ijk	f_{ijk}	ijk	d_{ijk}	ijk	d_{ijk}
123	1	118	$1/\sqrt{3}$	355	$1/2$
147	$1/2$	146	$1/2$	366	$-1/2$
156	$-1/2$	157	$1/2$	377	$-1/2$
246	$1/2$	228	$1/\sqrt{3}$	448	$-\sqrt{3}/6$
257	$1/2$	247	$-1/2$	558	$-\sqrt{3}/6$
345	$1/2$	256	$1/2$	668	$-\sqrt{3}/6$
367	$-1/2$	338	$1/\sqrt{3}$	778	$-\sqrt{3}/6$
458	$\sqrt{3}/2$	344	$1/2$	888	$-1/\sqrt{3}$
678	$\sqrt{3}/2$				

Поскольку величины f_{ijk} антисимметричны, а d_{ijk} — симметричны относительно перестановки любой пары индексов, значения этих постоянных, не включенные в таблицу, равны 0.

а оператор числа барионов n_B выражается единичной матрицей размера 3×3 .

Обобщая модель Сакаты, надо потребовать, чтобы в $U(3)$ -симметричной теории мезоны строились как системы из частиц и античастиц. Производя разбиение

$$\bar{\chi}^\alpha \chi_\beta = \frac{1}{3} \delta_\beta^\alpha \chi + \chi_\beta^8, \quad (3.1.28)$$

$$\chi = \sum_{\gamma=1}^3 \bar{\chi}^\gamma \chi_\gamma, \quad (3.1.29)$$

$$\chi_\beta^8 = \bar{\chi}^\alpha \chi_\beta - \frac{1}{3} \delta_\beta^\alpha \sum_{\gamma=1}^3 \bar{\chi}^\gamma \chi_\gamma, \quad (3.1.30)$$

получаем, что мезоны могут существовать в виде синглета и октета (поскольку $\alpha, \beta=1, 2, 3$, величина χ_β^8 имеет 9 компонент, но из них линейно независимы только 8, так как эти компоненты подчиняются условию равенства нулю следа: $\sum_{\alpha=1}^3 \chi_\alpha^8 = 0$). Разбиение (3.1.28) символически записывается в виде

$$3^* \otimes 3 = 1 \oplus 8. \quad (3.1.31)$$

годна только в случае мезонов, для которых $n_B=0$). Рассматривая этот рисунок с точки зрения модели Сакаты, можно увидеть три взаимно пересекающиеся пространственные оси, на которых отложены значения n_P, n_N, n_Λ ; при таком взгляде, например, частица K^+ располагается в точке $(n_P, n_N, n_\Lambda) = (1, 0, -1)$, и ясно, что она построена из P и $\bar{\Lambda}$.

Октет является регулярным представлением группы $U(3)$, так как восемь принадлежащих ему состояний соответствуют ее восьми генераторам (3.1.23). Формулы (3.1.33) можно компактно записать в виде

$$(M_\beta^\alpha) = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta_8}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}. \quad (3.1.35)$$

Мы уже отмечали, что в отсутствие взаимодействия, являющегося причиной различия масс P, N, Λ , восемь вырожденных мезонных состояний переходят друг в друга при $U(3)$ -преобразованиях. Но в действительности массы нуклонов и частицы лямбда сильно различаются и лагранжиан свободного движения фундаментальных частиц имеет вид ¹⁾

$$\mathcal{L} = \bar{\chi}^\alpha \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \chi_\alpha + \delta m_\Lambda \bar{\chi}^3 \chi_3. \quad (3.1.36)$$

Последний член, нарушающий $U(3)$ -симметрию, определяет массу частицы лямбда $m_\Lambda = m + \delta m_\Lambda$ относительно массы нуклона

$m_N = m$; этот член имеет трансформационные свойства χ_3^3 . Если члену, снимающему вырождение мезонов по массе, присписать такие же трансформационные свойства, то в терминах величин

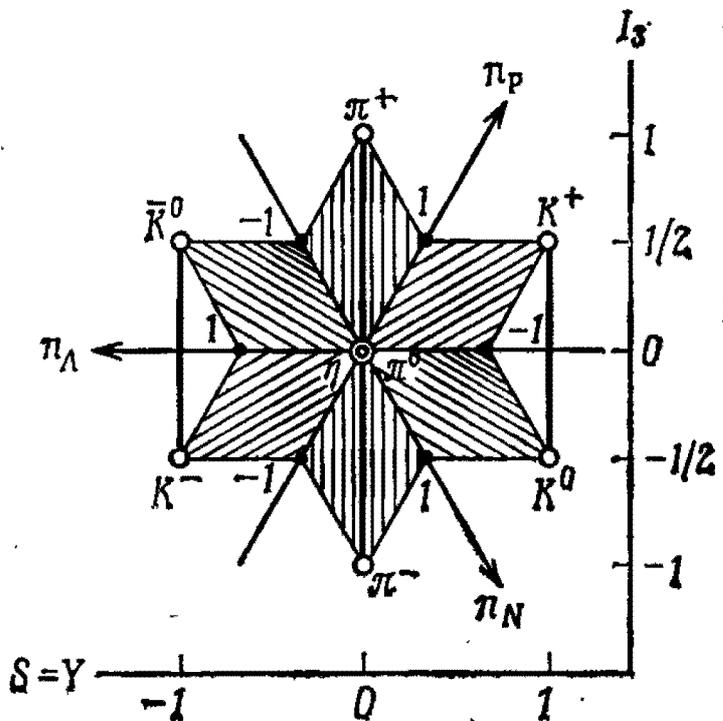


Рис. 3.4. Диаграмма мезонного октета.

¹⁾ В дальнейшем подразумевается суммирование по повторяющимся бук-

венным индексам, например $\bar{\chi}^\alpha \chi_\alpha = \sum_{\alpha=1}^3 \bar{\chi}^\alpha \chi_\alpha$, $\gamma_\mu \partial_\mu = \sum_{\mu=1}^4 \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ и т. п.

(3.1.35) лагранжиан мезонов (образующих в отсутствие взаимодействия октет) запишется следующим образом:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} M_{\beta}^{\alpha} (\square - m_M^2) M_{\alpha}^{\beta} + \frac{1}{2} \delta m_{\Lambda}^2 (M_{\beta}^3 M_{\beta}^3 + M_{\beta}^{\alpha} M_{\alpha}^{\beta}). \quad (3.1.37)$$

Подставляя выражение (3.1.35), приведем массовый член к виду

$$\frac{1}{2} \left\{ m_M^2 (\pi^0{}^2 + \pi^+ \pi^- + \pi^- \pi^+) + (m_M^2 + \delta m_{\Lambda}^2) \times \right. \\ \left. \times (K^+ K^- + K^- K^+ + \bar{K}^0 K^0 + K^0 \bar{K}^0) + \left(m_M^2 + \frac{4}{3} \delta m_{\Lambda}^2 \right) \eta_8^2 \right\}. \quad (3.1.38)$$

Из этого выражения получаем для масс отдельных мезонов

$$m_{\pi}^2 = m_M^2, \quad m_K^2 = m_M^2 + \delta m_{\Lambda}^2, \quad m_{\eta_8}^2 = m_M^2 + \frac{4}{3} \delta m_{\Lambda}^2. \quad (3.1.39)$$

Следовательно, между массами мезонов, принадлежащих октету, имеет место соотношение [16]

$$3m_{\eta_8}^2 + m_{\pi}^2 = 4m_K^2. \quad (3.1.40)$$

Подставляя в него массы пиона и каона, находим для массы η_8 -мезона значение

$$m_{\eta_8} = 566 \text{ МэВ},$$

близкое к значению $m_{\eta} = 549 \text{ МэВ}$ массы η -мезона, наблюдавшегося экспериментально.

3.1.3. Барионы и восьмеричный путь

В модели Сакаты считалось, что барион, отличный от фундаментальных частиц P , N , Λ , состоит из двух фундаментальных частиц и одной фундаментальной античастицы, т. е., что его состояние описывается произведением вида $\bar{\chi}^{\alpha} \chi_{\beta} \chi_{\gamma}$. Разложение произведения $\bar{\chi}^{\alpha} \chi_{\beta} \chi_{\gamma}$ на неприводимые представления группы $U(3)$ содержит два триплета (трансформационные свойства которых такие же, как у триплета P , N , Λ), один 6^* -плет и один 15 -плет¹⁾, т. е. схематически записывается в виде

$$3^* \otimes 3 \otimes 3 = 3 \oplus 3 \oplus 6^* \oplus 15. \quad (3.1.41)$$

Полезно ли это разложение для классификации барионов? Квантовые числа известных в то время барионов можно расположить так (рис. 3.5), что получится диаграмма, изоморфная показанной на рис. 3.4 диаграмме мезонного октета. Аналогия

¹⁾ 6 -плетом называют представление, появляющееся в разложении $3 \otimes 3 = 3^* \oplus 6$.

между барионным и мезонным октетами проявляется особенно ясно, если вместо квантового числа странность воспользоваться гиперзарядом $Y=S+n_B$. В то же время из рис. 3.5 видно, что 6*-плет и 15-плет содержат незанятые места; следовательно, эти мультиплеты неудобны для классификации барионов. Ясно, что так получилось потому, что в качестве фундаментальных частиц выбраны P , N и Λ . При таком выборе как фундаментальные частицы, так и барионы имеют барионное число $n_B=1$ и составные барионы должны строиться из $n+1$ фундаментальной частицы и n фундаментальных античастиц. При таком построении обязательно получается мультиплет, центр которого совпадает с центром показанного на рис. 3.5 треугольника с вершинами P , N , Λ , в то время как центр октета наблюдаемых на опыте барионов совпадает с положением частицы лямбда.

Нееман и Гелл-Манн рассмотрели подгруппу трехмерной унитарной группы — группу $SU(3)$, получаемую из группы $U(3)$, если отвлечься от различия барионных чисел n_B (или, что то же, принять в формуле (3.1.22) $\varepsilon_0=0$); при таком подходе барионы аналогично мезонам классифицируются по октетному представлению. Введение $SU(3)$ -симметрии получило название *восьмеричный путь*. Из сравнения рис. 3.4 и 3.5 видно, что в соответствии с формулой (3.1.35) надо воспользоваться представлением

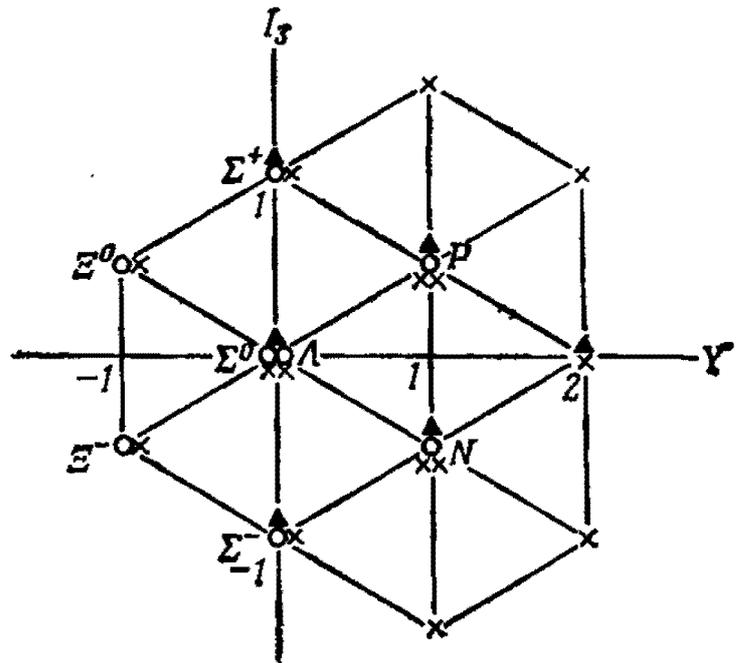


Рис. 3.5. Барионная диаграмма модели Сакаты. Черные треугольники — секстет, крестики — 15-плет, кружки — экспериментально наблюдаемый барионный октет.

Нееман и Гелл-Манн рассмотрели подгруппу трехмерной унитарной группы — группу $SU(3)$, получаемую из группы $U(3)$, если отвлечься от различия барионных чисел n_B (или, что то же, принять в формуле (3.1.22) $\varepsilon_0=0$); при таком подходе барионы аналогично мезонам классифицируются по октетному представлению. Введение $SU(3)$ -симметрии получило название *восьмеричный путь*. Из сравнения рис. 3.4 и 3.5 видно, что в соответствии с формулой (3.1.35) надо воспользоваться представлением

$$(B_B^\alpha) = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & P \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & N \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2\Lambda}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (3.1.42)$$

для барионов и представлением

$$(\bar{B}_\beta^\alpha) = \begin{pmatrix} \frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}} & \bar{\Sigma}^- & \bar{\Xi}^- \\ \bar{\Sigma}^+ & -\frac{\bar{\Sigma}^0}{\sqrt{2}} + \frac{\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}} & \bar{\Xi}^0 \\ \bar{P} & \bar{N} & -\frac{2\bar{\Lambda}}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (3.1.43)$$

для антибарионов. Лагранжиан свободного движения октетных барионов имеет вид

$$\mathcal{L} = \bar{B}_\beta^\alpha \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m_B \right) B_\alpha^\beta + \delta m_F (\bar{B}_\beta^3 B_3^\beta - \bar{B}_3^\alpha B_\alpha^3) + \\ + \delta m_D (\bar{B}_\beta^3 B_3^\beta + \bar{B}_3^\alpha B_\alpha^3), \quad (3.1.44)$$

где первый член $SU(3)$ -инвариантен, а второй и третий нарушают $SU(3)$ -симметрию; оба они имеют трансформационные свойства χ_3^3 по аналогии с рассмотренным выше случаем фундаментальных частиц и мезонов. Член, пропорциональный δm_F , называют членом *F-типа*, а пропорциональный δm_D — членом *D-типа* (приложение Б); эта классификация основана на очевидном из рассмотрения формул (3.1.24) и (3.1.25) факте: величину с трансформационными свойствами представления размерности 8 можно построить из произведения двух таких представлений двумя различными способами. В случае мезонов нарушающий симметрию член может относиться только к *D-типу*, поскольку из-за самоспряженности величины M_β^α ($M_\beta^\alpha = (\bar{M})_\alpha^\beta$) член *F-типа* построить нельзя.

Вычисляя массовый член подстановкой (3.1.42) и (3.1.43) в (3.1.44), получаем

$$m_P = m_N = m_B - \delta m_F + \delta m_D, \\ m_{\Sigma^+} = m_{\Sigma^0} = m_{\Sigma^-} = m_B, \\ m_\Lambda = m_B + \frac{4}{3} \delta m_D, \\ m_{\Xi^0} = m_{\Xi^-} = m_B + \delta m_F + \delta m_D, \quad (3.1.45)$$

откуда следует массовая формула Гелл-Манна — Окубо [16, 18]

$$3m_\Lambda + m_\Sigma = 2m_N + 2m_\Xi. \quad (3.1.46)$$

При подстановке экспериментальных значений в левой части последней формулы получается 4535 МэВ, а в правой — 4510 МэВ, что является поразительно хорошим согласием. Вообще, если член, нарушающий симметрию, имеет трансформационные свой-

ства χ_3^8 , то массы принадлежащих данному мультиплету адронов подчиняются *массовой формуле Окубо* [16]

$$m = a + bY + c \left\{ I(I+1) - \frac{1}{4}Y^2 \right\}, \quad (3.1.47)$$

где a , b и c — постоянные, которые могут различаться для разных мультиплетных представлений.

В дальнейшем идею о восьмеричном пути стали применять для классификации резонансных состояний. Поскольку как пионы, так и нуклоны принадлежат октетным представлениям,

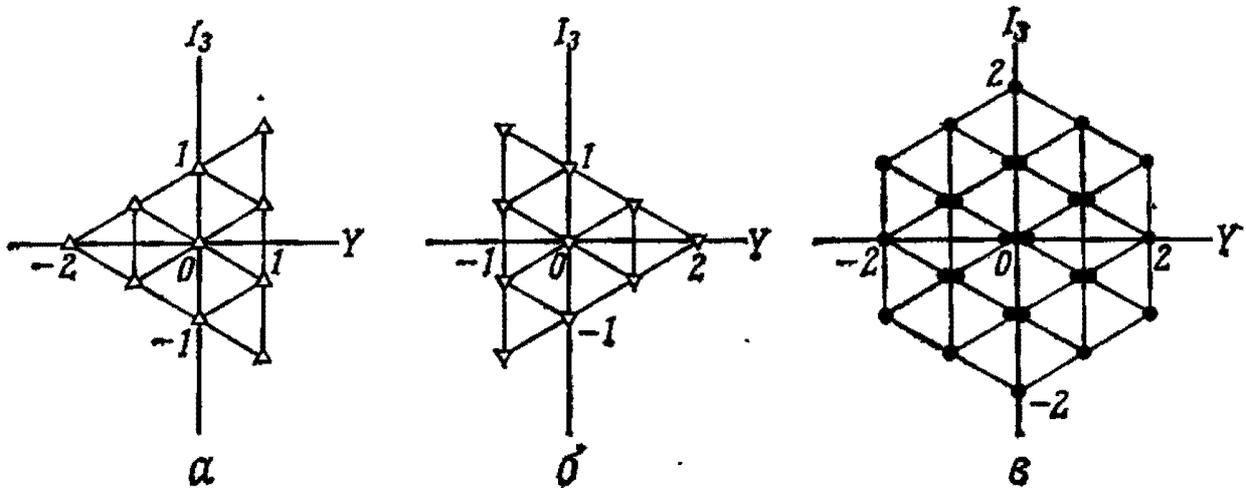
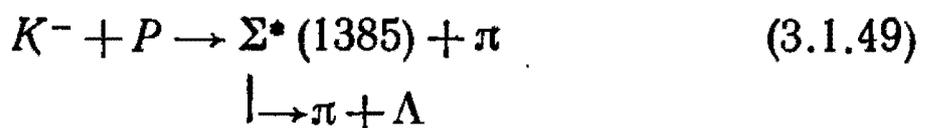


Рис. 3.6 Диаграммы мультиплетов группы $SU(3)$: a — декуплет; b — 10^* -плет; c — 27 -плет.

$3-3$ -резонанс, наблюдаемый при рассеянии пионов на нуклонах, должен относиться к одному из мультиплетов, содержащихся в композиции двух октетов. Разложение этой композиции на неприводимые представления имеет вид

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 27; \quad (3.1.48)$$

входящие в правую часть мультиплеты изображены графически на рис. 3.6. Состояние с гиперзарядом $Y=1$ и спином $3/2$, соответствующее $3-3$ -резонансу (Δ -частице), содержится в декуплете и 27 -плете. В 1960-х годах в реакции



было обнаружено резонансное состояние $\Sigma^*(1385)$, которое, так же как и Δ , имеет спин-четность $3/2^+$, но характеризуется квантовыми числами $Y=0$, $I=1$, а затем — резонансное состояние Ξ^* (1530) с $Y=-1$, $I=1/2$. Квантовые числа частиц Δ (1236), Σ^* (1385), Ξ^* (1530) располагаются так, что если к ним добавить тогда еще неизвестное резонансное состояние с $Y=2$,

то получился бы декуплет. Таким образом, для построения показанного на рис. 3.7 декуплета надо было постулировать существование состояния Ω^- , имеющего $Y=-2$, $I=0$. В декуплете имеет место соотношение

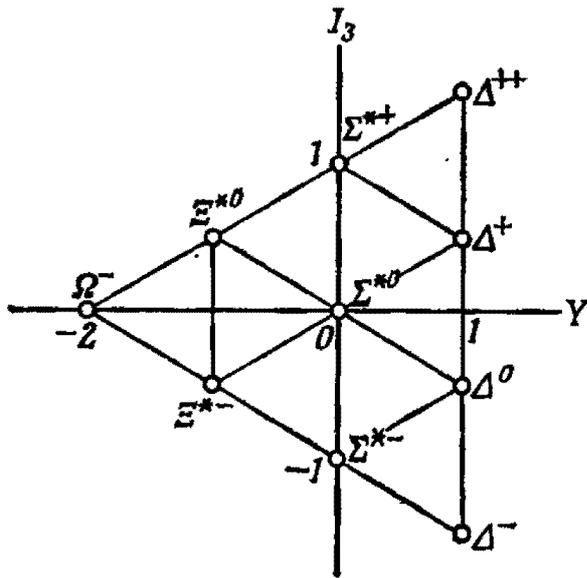


Рис. 3.7 Барионный декуплет.

плете имеет место соотношение $I=Y/2+1$, поэтому массовая формула Окубо (3.1.47) выражает линейную зависимость массы от Y , и массы частиц в декуплете эквидистантны:

$$m_{\Omega^-} - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_{\Delta}. \quad (3.1.50)$$

Подставляя известные из эксперимента значения масс, можно было проверить справедливость второго из равенств (3.1.50): $m_{\Sigma^*} - m_{\Sigma^*} = (1530 - 1385) \text{ МэВ} = 145 \text{ МэВ}$, $m_{\Sigma^*} - m_{\Delta} = (1385 - 1236) \text{ МэВ} = 149 \text{ МэВ}$. Таким образом, гипотетическая частица

Ω^- должна была иметь массу $m_{\Omega^-} = 1675 \text{ МэВ}$. Но сильный распад частицы с такой массой запрещен энергетически, поэтому она должна распадаться за счет слабого взаимодействия с изменением странности $\Delta S=1$:

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-, \quad \Xi^- + \pi^0 \quad \text{или} \quad \Lambda + K^-. \quad (3.1.51)$$

Иными словами, частица Ω^- должна была быть относительно стабильной со временем жизни порядка 10^{-10} . Эти теоретические предсказания нашли полное экспериментальное подтверждение, когда на фотографии, сделанной при помощи пузырьковой камеры (рис. 3.8), обнаружили имеющую нужные свойства частицу Ω^- и выяснили, что она имеет массу 1672 МэВ , практически совпадающую с ожидаемым значением 1675 МэВ . Так завершилось формирование барионного декуплета.

Принадлежность к одному декуплету такой метастабильной частицы, как Ω^- , и резонансов типа Δ указывает на то, что они находятся на одном общем уровне организации вещества. Можно сказать, что различие этих частиц, столь большое на первый взгляд (одна из них стабильна относительно сильного взаимодействия, имеет время жизни не менее 10^{-10} с и оставляет наблюдаемые следы в измерительных устройствах, например пузырьковой камере, а другие проявляются только как резонансы, распадающиеся за счет сильного взаимодействия), определяется величиной массы, ответственной за нарушение унитарной симметрии.

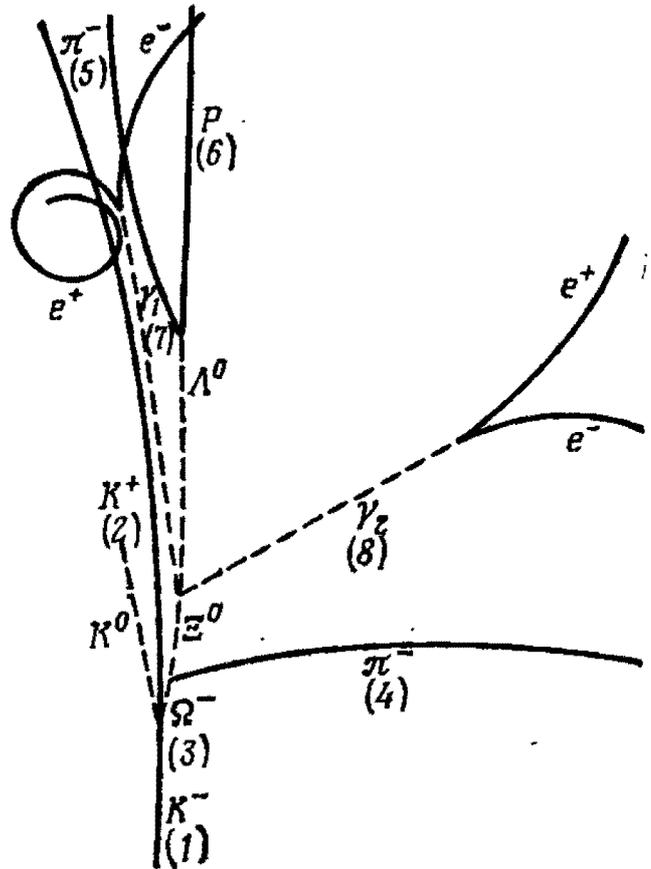
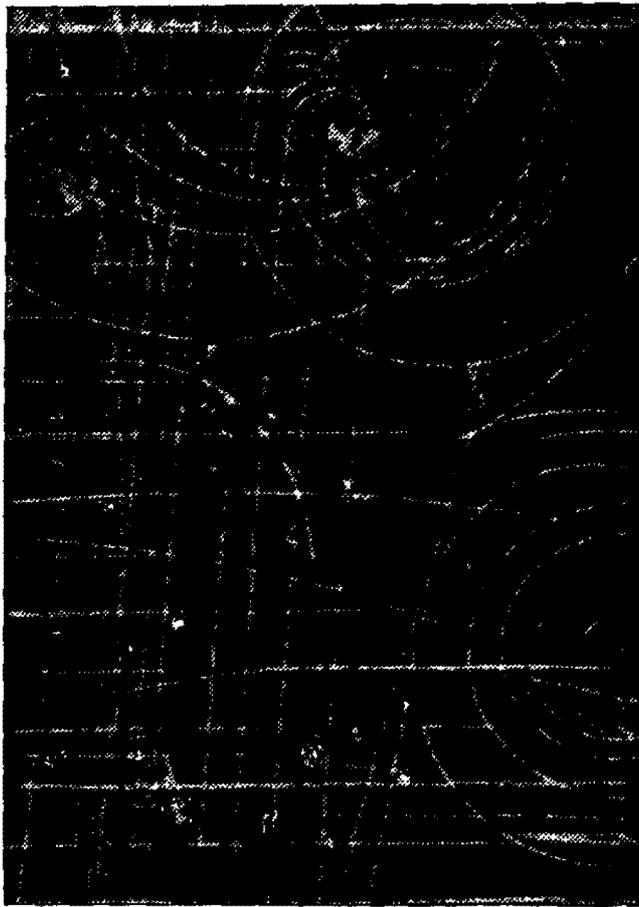


Рис. 3.8. Фотография в пузырьковой камере, на которой зарегистрированы рождение и распад частицы Ω^- . Барион Ω^- рождается при столкновении налетающего K^- -мезона (трек (1)) с одним из находящихся в пузырьковой камере протонов: $K^- + P \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$. Затем происходит серия распадов $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$, $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p$, $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$ и процессов рождения электронно-позитронных пар $\gamma_1, \gamma_2 \rightarrow e^- + e^+$. Авторы благодарны проф. Самиясу за любезно предоставленную фотографию.

3.1.4. 9-plet векторных мезонов

В начале 1960-х годов один за другим были открыты векторные мезоны, имеющие спин-четность 1^- и проявляющиеся в виде резонансов. Основные процессы рождения и распада этих мезонов, имеющие характер адронных взаимопревращений, приведены в табл. 3.3. Выше уже говорилось, что сильные взаимодействия с хорошей точностью зарядово инвариантны, т. е., инвариантны относительно вращений в изотопическом пространстве. Кроме того, они инвариантны относительно ряда дискретных преобразований: пространственной инверсии (P -преобразования), обращения времени (T -преобразования) и зарядового сопряжения, т. е., замены частицы на античастицу (C -преобразования) (см. § 5.1). Следовательно, сильные взаимодействия инвариантны также при G -преобразованиях, для выполнения которых надо произвести поворот вокруг второй оси изотопического пространства на угол 180° и совершить за-

мену частиц на античастицы (C -преобразование):

$$\mathcal{C} = \mathcal{C} e^{i\pi I_3}. \quad (3.1.52)$$

Собственные значения операторов C и G равны ± 1 , так как при их двукратном применении состояние возвращается к исходному. Эти собственные значения получили названия соответственно C -четность и G -четность. В процессах, обусловленных сильными взаимодействиями, указанные четности сохраняются.

Таблица 3.3

Векторные мезоны

Векторные мезоны	Y	I	G	Основные процессы рождения и распада	Масса, МэВ [20]
ω^0	0	0	-1	$\pi^- + P \rightarrow \omega + N$; $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$782,7 \pm 0,3$
ρ^+, ρ^0, ρ^-	0	1	+1	$\pi^\pm + P \rightarrow \rho^\pm + P$; $\pi^- + P \rightarrow \rho^0 + N$; $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$; $\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$	$m_{\rho^0} = 770 \pm 1$ $m_{\rho^\pm} = 766 \pm 2$
ϕ^0	0	0	-1	$K^- + P \rightarrow \phi + \Lambda$; $\phi \rightarrow K^+ + K^-$	$1019,7 \pm 0,3$
K^{*+}, K^{*0}	1	1/2		$K^+ + P \rightarrow K^{*+} + P$; $K^+ + N \rightarrow K^{*0} + P$; $K^{*+,0} \rightarrow K^+ + \pi^{0,-}$	$m_{K^{*\pm}} =$ $= 892,2 \pm 0,5$
\bar{K}^{*0}, K^{*-}	-1	1/2		$K^- + P \rightarrow \bar{K}^{*0} + N$; $K^- + P \rightarrow K^{*-} + P$; $K^{*-} (\bar{K}^{*0}) \rightarrow K^- + \pi^{0,+}$	$m_{K^{*0}} = m_{\bar{K}^{*0}} =$ $= 896,1 \pm 0,3$

При зарядовом сопряжении π^0 -мезон переходит в себя (его C -четность равна +1), а π^+ - и π^- -мезоны переходят друг в друга, так что

$$C|\pi^0\rangle = |\pi^0\rangle, \quad C|\pi^+\rangle = |\pi^-\rangle, \quad C|\pi^-\rangle = |\pi^+\rangle.$$

Относительно вращений в изотопическом пространстве пион ведет себя как величина с $I=1$, т. е. как изовектор; поворот в этом пространстве на угол 180° вокруг второй оси дает $e^{i\pi I_3}|\pi_i\rangle = -|\pi_i\rangle$ при $i=1, 3$ и $e^{i\pi I_3}|\pi_2\rangle = |\pi_2\rangle$. Воспользовавшись формулами (1.4.4), находим G -преобразование пиона:

$$\mathcal{G}|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle, \quad \mathcal{G}|\pi^+\rangle = -|\pi^+\rangle, \quad \mathcal{G}|\pi^-\rangle = -|\pi^-\rangle. \quad (3.1.53)$$

Таким образом, G -четность всех пионов, независимо от их электрического заряда, равна -1. Вообще если мезонный мульти-

плет характеризуется гиперзарядом $Y=0$ и изоспином I , то член этого мультиплета с $I_3=0$ (и равным нулю электрическим зарядом) переходит в себя при зарядовом сопряжении (соответствующая этому члену частица совпадает со своей античастицей); если C -четность этого члена обозначить C , то G -четность рассматриваемого изотопического мультиплета определится формулой

$$G = C \cdot (-1)^I. \quad (3.1.54)$$

В случае векторных мезонов C -четность частицы, совпадающей со своей античастицей, равна -1 ; поэтому мезоны ω и ϕ , для которых $I=0$, имеют $G=-1$ и из закона сохранения G -четности следует, что эти мезоны не могут распадаться на четное число пионов. Наоборот, ρ -мезон, имеющий G -четность $+1$, не может распадаться на нечетное число пионов.

Анализ значений масс векторных мезонов показывает, что если в качестве члена мезонного октета, характеризуемого значениями $Y=0$, $I=0$, выбрать ω -мезон или ϕ -мезон, то не будет удовлетворена соответствующая октету массовая формула Окубо. Обозначим член октета, имеющий $Y=I=0$, символом ω_8 . Согласно формуле

$$3m_{\omega_8}^2 + m_{\rho}^2 = 4m_{K^*}^2,$$

должно быть $m_{\omega_8} = 928$ МэВ; ω -мезон легче, а ϕ -мезон тяжелее. Данные табл. 3.3 указывают скорее на то, что между массами входящих в нее девяти векторных мезонов имеют место соотношения

$$m_{\rho}^2 \approx m_{\omega}^2, \quad m_{K^*}^2 - m_{\rho}^2 = m_{\phi}^2 - m_{K^*}^2. \quad (3.1.55)$$

Сакураи [21] указал, что из этого затруднения можно выйти, если предположить, что в результате нарушения $U(3)$ -симметрии состояние, отвечающее члену октета с $Y=I=0$,

$$|\omega_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |\bar{P}P + \bar{N}N - 2\bar{\Lambda}\Lambda\rangle$$

смешивается с синглетным состоянием, имеющим $Y=I=0$,

$$|\omega_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |\bar{P}P + \bar{N}N + \bar{\Lambda}\Lambda\rangle,$$

так что реально наблюдаемые мезоны ω и ϕ находятся в состояниях

$$|\omega\rangle = \cos \theta_V |\omega_1\rangle + \sin \theta_V |\omega_8\rangle, \quad |\phi\rangle = -\sin \theta_V |\omega_1\rangle + \cos \theta_V |\omega_8\rangle. \quad (3.1.56)$$

Если нарушающий симметрию член лагранжиана имеет трансформационные свойства χ_3^3 , то ω_8 и ω_1 не являются собствен-

ными состояниями массового оператора. Обозначим m^2 матрицу масс. Применяя формулу (3.1.37) к случаю векторных мезонов, получим

$$\begin{pmatrix} \langle \omega_8 | m^2 | \omega_8 \rangle & \langle \omega_8 | m^2 | \omega_1 \rangle \\ \langle \omega_1 | m^2 | \omega_8 \rangle & \langle \omega_1 | m^2 | \omega_1 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_8^2 + \frac{4}{3} \delta m_\Lambda^2 & -\frac{2\sqrt{2}}{3} \delta m_\Lambda^2 \\ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \delta m_\Lambda^2 & m_1^2 + \frac{2}{3} \delta m_\Lambda^2 \end{pmatrix}, \quad (3.1.57)$$

где m_1 и m_8 — массы, соответствующие синглету и октету в $U(3)$ -инвариантной теории. Когда $\delta m_\Lambda^2 = m_{K^*}^2 - m_\rho^2 \neq 0$, матрица масс недиагональна и состояния ω_1 и ω_8 переходят друг в друга; она диагонализуется при $\text{tg} \theta_V = 1/\sqrt{2}$, т. е. при $\theta_V = 35,9^\circ$ (θ_V — угол, входящий в формулу (3.1.56)). В этом случае

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{P}P + \bar{N}N), \quad |\varphi\rangle = \bar{\Lambda}\Lambda, \quad (3.1.58)$$

а для собственных значений масс получаются выражения

$$m_\omega^2 = m_V^2 = m_\rho^2, \quad m_{K^*}^2 = m_V^2 + \delta m_\Lambda^2, \quad m_\varphi^2 = m_V^2 + 2\delta m_\Lambda^2, \quad (3.1.59)$$

удовлетворяющие соотношениям (3.1.55). Таким образом, вместо того чтобы распределять векторные мезоны по различным мультиплетам — синглету и октету, — разумнее принять, что они все вместе образуют единый нонет (9-плет). Следовательно, вместо октета (3.1.35), описывающего псевдоскалярные мезоны, в случае векторных мезонов удобнее пользоваться объединяющим синглет и октет нонетом

$$(V_\beta^\alpha) = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & K^{*0} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \varphi \end{pmatrix}. \quad (3.1.60)$$

В этом представлении массовый член лагранжиана, отвечающий векторным мезонам, будет даваться не формулой (3.1.37), а выражением

$$\frac{1}{2} \{ m_V^2 V_\beta^\alpha V_\alpha^\beta + \delta m_\Lambda^2 (V_\beta^3 V_\beta^3 + V_\beta^\alpha V_\alpha^3) \}. \quad (3.1.61)$$

Важнейший после выяснения составной структуры адронов вопрос: почему получилось так, что псевдоскалярные мезоны не объединились в нонет подобно векторным? Заметим, что при выводе выражения для матрицы масс векторных мезонов (3.1.57)

мы молчаливо предполагали, что волновые функции в обычном пространстве одинаковы у мезонов, относящихся к синглету и октету. Но, вообще говоря, эти волновые функции различаются, причем интеграл их перекрытия ξ меньше 1. Построенная с учетом этого эффекта матрица масс псевдоскалярных мезонов имеет вид

$$\begin{pmatrix} \langle \eta_8 | \mathbf{m}^2 | \eta_8 \rangle & \langle \eta_8 | \mathbf{m}^2 | \eta_1 \rangle \\ \langle \eta_1 | \mathbf{m}^2 | \eta_8 \rangle & \langle \eta_1 | \mathbf{m}^2 | \eta_1 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_M^2 + \frac{4}{3} \delta m_\Lambda^2 & -\frac{2\sqrt{2}}{3} \delta m_\Lambda^2 \xi \\ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \delta m_\Lambda^2 \xi & m_1^2 + \frac{2}{3} \delta m_\Lambda^2 \end{pmatrix}, \quad (3.1.62)$$

где $m_M^2 = m_\pi^2$, $\delta m_\Lambda^2 = m_K^2 - m_\pi^2$. Вводя по аналогии с формулами для векторных мезонов (3.1.56) состояния

$$\begin{aligned} |\eta'\rangle &= \cos \theta_P |\eta_1\rangle + \sin \theta_P |\eta_8\rangle, \\ |\eta\rangle &= -\sin \theta_P |\eta_1\rangle + \cos \theta_P |\eta_8\rangle \end{aligned} \quad (3.1.63)$$

и диагонализуя матрицу (3.1.62), находим ее собственные значения

$$m_{\eta', \eta}^2 = \frac{m_M^2 + m_1^2}{2} + \delta m_\Lambda^2 \pm \sqrt{\left(\frac{m_M^2 - m_1^2}{2} + \frac{\delta m_\Lambda^2}{3}\right)^2 + \frac{8}{9} (\delta m_\Lambda^2 \xi)^2}. \quad (3.1.64)$$

Для воспроизведения наблюдаемых значений $m_{\eta'} = 548,8$ МэВ и $m_\eta = 957,6$ МэВ надо принять, что $\theta_P = 11^\circ$, $m_1 = 863$ МэВ, $\xi = 0,521$. Таким образом, в случае псевдоскалярных мезонов пространственные волновые функции частиц, относящихся к синглету и октету, довольно сильно различаются.

Итак, мы получили, что мезоны распределяются по синглету и октету (либо нонету) группы $SU(3)$, а барионы — по октету, декуплету и (о нем мы скажем ниже) синглету этой группы; о частицах или резонансах, квантовые числа которых (Y , I) не укладываются в указанные рамки, принято говорить как об *экзотических*, но до настоящего времени ясных указаний на существование хотя бы одной экзотической частицы не имеется. Например, частицы, участвующие в процессе рассеяния $K^+ + P \rightarrow K^+ + P$, образуют систему с $Y=2$, $I=1$, а сечение этого процесса имеет незначительные максимумы при энергиях 1900, 2150, 2500 МэВ; но эти максимумы почти полностью объясняются неупругими процессами рассеяния типа $K^+ + P \rightarrow K^{*+} + P$ и $K^+ + P \rightarrow K^+ + \Delta^+$. Если бы резонанс Z_1 при $Y=2$, $I=1$ существовал, то он принадлежал бы 27-плету группы $SU(3)$. Обсуждается также вопрос о существовании принадлежащего

10*-плету резонанса Z_0 с $Y=2$, $I=0$ в процессе рассеяния $K^+ + N \rightarrow K^+ + N$, но пока его существование твердо не установлено.

§ 3.2. Фундаментальные составляющие

Успех классификации барионов на основе восьмеричного пути ясно показал, что частицы P , N , Λ , принимавшиеся в модели Сакаты за фундаментальные, в действительности принадлежат общему с остальными барионами уровню организации вещества, и нет оснований для выделения этих трех барионов среди остальных в качестве более фундаментальных. Поэтому оживились представления о том, что упомянутые в предыдущем параграфе теория Гейзенберга о едином поле материи или идея Чу о ядерной демократии предпочтительнее пути поиска составных моделей частиц. Но сам Саката воспринимал успех восьмеричного пути иначе. В марте 1963 г. на заседании семинара «Модели и структура элементарных частиц» он сказал следующее:

«Если теория Гелл-Манна — Неемана лучше согласуется с экспериментом, чем теория $U(3)$ -симметрии Икэды — Огавы — Онуки, то моя модель, в которой роль фундаментальных частиц играли всего три бариона — P , N , Λ , — была шагом вперед по сравнению с теорией Маркова, в которой эта роль приписывалась восьми барионам. Характерно то, что во всех этих попытках за представлением о симметрии скрывается «теория вещества».

И действительно, центральной проблемой дальнейшего изучения элементарных частиц стал поиск и теоретическое исследование неизвестных составных элементов вещества — фундаментальных составляющих.

3.2.1. Фундаментальные составляющие — кварки

В 1964—1965 гг. одна за другой появлялись модели, объясняющие $SU(3)$ -симметрию. Общая черта почти всех предложенных моделей — стремление построить барионы и мезоны из более фундаментальных, чем наблюдаемые на опыте элементарные частицы, составных элементов. Некоторые из этих моделей с самыми разными фундаментальными составными элементами приведены в табл. 3.4; наиболее эффективными для дальнейшего исследования структуры адронов оказались модель кварков Цвейга и Гелл-Манна [23] и трехцветная модель с тремя ароматами, разработанная Намбу, Хори, Миямото и др. [24]. Вторую из них мы обсудим ниже, а сейчас остановимся на модели кварков.

Таблица 3.4

Составные модели элементарных частиц с разными фундаментальными составляющими

Модель	Кварки	3 цвета, 1 аромат	2 цвета, 3 аромата	3 цвета, 3 аромата	Бозе-баррион
Авторы	Цвейг, Гелл-Манн	Маки, Онуки, Хара [25]	Бакри, Нуитс, Ван-Хов [26]	Хан, Намбу, Хорн, Миямото; Тати [24]	Намики, Танака [27]
Фундаментальные составляющие ¹⁾	$q = (p, n, \lambda)$	$\chi = (p^+, n^0, \lambda^0)$ $\chi_0^0 (Y=I=0)$	$\Theta = (\Theta_1^0, \Theta_2^-, \Theta_3^-)$ $T = (T_1^+, T_2^0, T_3^0)$	$\chi_1 = (p_1^+, n_1^0, \lambda_1^0)$ $\chi_2 = (p_2^+, n_2^0, \lambda_2^0)$ $\chi_3 = (p_3^0, n_3^-, \lambda_3^-)$	$t = (t_1^+, t_2^0, t_3^0)$ c^-
Структура группы	$SU(3)$ или $U(3)$	$SU(3) \times U(1)$	$SU(3) \times U(1) \times U(1)$	$SU(3) \times SU(3); O(3)$	$SU(3) \times U(1)$
Барийонное число	$n_B(q) = 1/3$	$n_B(\chi) = n_B(\chi_0) = 1$	$n_B(\Theta) = -1,$ $n_B(T) = +1$	$n_B(\chi_a) = \frac{1}{3}, a = 1, 2, 3$	$n_B(t) = 0, n_B(c) = 1$
Мезонный октет	$\bar{q}q$	$\bar{\chi}\chi$	$\bar{\Theta}\Theta$ или $\bar{T}T$	$\bar{\chi}^1\chi_1 + \bar{\chi}^2\chi_2 + \bar{\chi}^3\chi_3$	$\bar{t}t$
Бариионы $\left\{ \begin{array}{l} \text{октет} \\ \text{декуплет} \end{array} \right.$	qqq qqq	$\bar{\chi}\chi\chi_0$ $\chi\chi\chi\chi_0$	$\Theta T T$ $\Theta T T$	$\varepsilon^{abc}\chi_a\chi_b\chi_c$ $\varepsilon^{abc}\chi_a\chi_b\chi_c$	ttt ttt
Особенности модели	Дробный электрический заряд, пара-ферми-статистика	Появляются мезоны, принадлежащие триплету и 3*-плету	Мезоны двух видов	9 фундаментальных составляющих, подчиняющихся статистике Ферми	c-бозонный фундаментальный элемент, обладающий барийонным числом

¹⁾ Есть несколько вариантов выбора отличных от электрического заряда квантовых чисел (ср. табл. 3.9).

По сравнению с другими моделями в модели кварков особенно сильно подчеркивается отличие нового, соответствующего кваркам уровня организации вещества от всех известных до того уровней его организации. В этой модели вместо фундаментальных частиц P , N , Λ модели Сакаты вводятся еще не наблюдавшиеся экспериментально кварки трех видов p , n , λ ,

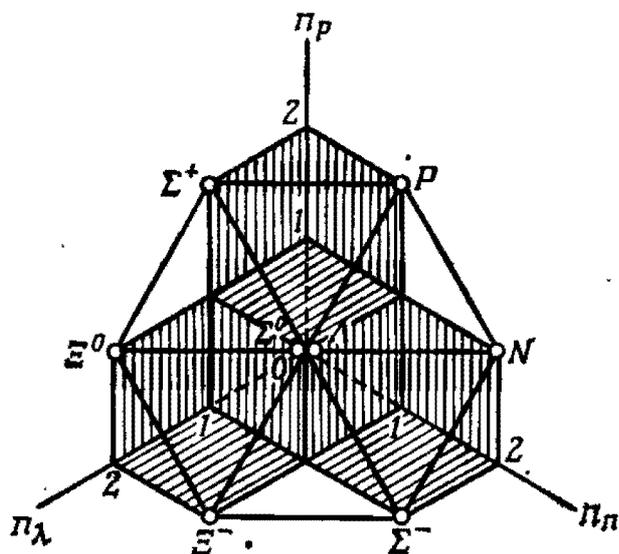


Рис. 3.9. Барийонный октет (модель кварков).

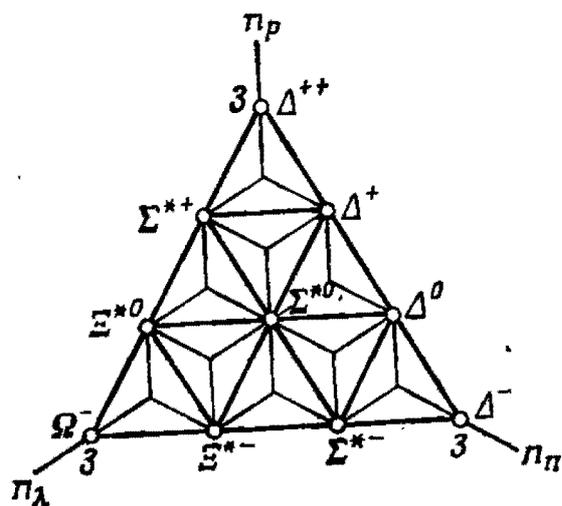


Рис. 3.10. Барийонный декуплет (модель кварков).

а барионы рассматриваются как системы, составленные из троек кварков ¹⁾, откуда следует, что барионные числа n_B кварков равны $1/3$. Для построения кварковой модели мезонов надо в модели мезонов Сакаты заменить P , N , Λ на p , n , λ .

В двумерной унитарной группе (позволяющей описать зарядовую инвариантность) мультиплеты одинаковой размерности появляются при изменении нуклонного числа n_N на 2, а в трехмерной унитарной группе, если ее трактовать с позиций модели Сакаты, такие мультиплеты возникают, когда барионное число n_B изменяется на 3. Если фундаментальными считать не частицы P , N , Λ , а другие объекты, имеющие барионное число $1/3$, то для барионов ($n_B=1$) можно построить такой же октет, как для мезонов ($n_B=0$). В предыдущем параграфе отмечалось, что диаграмма мезонного октета в модели Сакаты (рис. 3.4) может быть размещена в пространстве, если

¹⁾ Названия фундаментальных составляющих адронов имеют свою историю. В Японии, следуя Сакате, употребляли термин «фундаментальная частица» или «урбарион», а в других странах привилось введенное Гелл-Манном название «кварк», которое поначалу означало фундаментальный составной элемент с дробным электрическим зарядом, но потом стало вообще применяться к фундаментальным составляющим, не обязательно имеющим дробный заряд. В данной книге используется термин «фундаментальные составные элементы», или, короче «фундаментальные составляющие». Кварки могут обозначаться не только p , n , λ , но и u , d , s (от английских слов up, down, strange).

воспользоваться соответствующей декартовой системой координат. Чтобы расположить аналогичным образом в пространстве диаграмму барионного октета (рис. 3.5), надо принять, что барионы составлены из троек фундаментальных составляющих — кварков; тогда диаграмма барионного октета разместится согласно рис. 3.9, а именно барионы расположатся в плоскости $n_B=1$, или, что то же, в плоскости $n_p+n_n+n_\lambda=3$. Диаграмма мезонного октета, на первый взгляд не отличающаяся от диаграммы октета барионов, расположена в другой плоскости $n_B=0$, т. е. $n_p+n_n+n_\lambda=0$.

Также строится диаграмма барионного декуплета. Она располагается в правильном треугольнике с вершинами на осях пространственных координат в точках $(3, 0, 0)$, $(0, 3, 0)$, $(0, 0, 3)$ (рис. 3.10).

Из рис. 3.11 видно, что в системе пространственных координат кварки занимают положения $(1, 0, 0)$, $(0, 1, 0)$, $(0, 0, 1)$. Вычисляя координаты этих точек в первоначальной системе осей (Y, I_3) , можно определить приведенные в табл. 3.5 квантовые числа кварков. Из табл. 3.5 видно, что кварки характеризуются не только дробным барионным числом, но и дробными значениями гиперзаряда, а также электрического заряда ($2/3e$ и $-1/3e$), т. е. по своим свойствам в корне отличаются от всех известных элементарных частиц.

Поскольку все три кварка p , n , λ равноправны, к ним применима теория $U(3)$ -симметрии. Кварки образуют триплет, являющийся фундаментальным представлением группы $U(3)$:

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}, \quad (3.2.1)$$

а антикварки — 3^* -плет

$$\bar{q} = (\bar{q}^1, \bar{q}^2, \bar{q}^3) = (\bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda}). \quad (3.2.2)$$

Поскольку мезоны M состояются из кварков и антикварков:

$$M_\beta^\alpha = \bar{q}^\alpha q_\beta, \quad (3.2.3)$$

в данном случае, так же как для модели Сакаты, справедливо разложение (3.1.31). Барионы состояются из трех кварков

$$B_{\alpha\beta\gamma} = q_\alpha q_\beta q_\gamma, \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3, \quad (3.2.4)$$

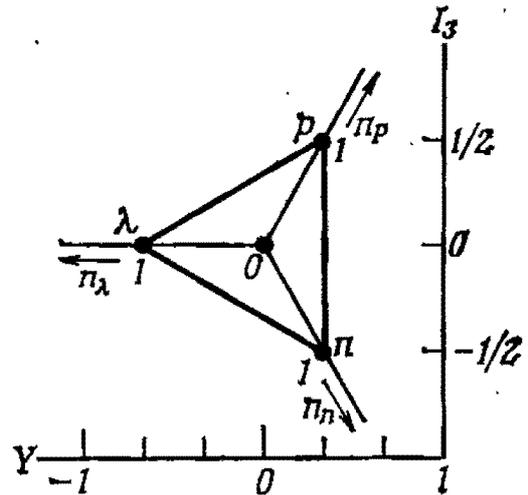


Рис. 3.11. Кварки.

Таблица 3.5

Модель кварков

Кварк	n_B	Q	I	I_3	S	Y
p	$1/3$	$2e/3$	$1/2$	$\left\{ \begin{array}{l} 1/2 \\ -1/2 \end{array} \right.$	0	$1/3$
n	$1/3$	$-e/3$			0	$1/3$
λ	$1/3$	$-e/3$	0	0	-1	$-2/3$

поэтому теперь разбиение композиции представлений отличается от разбиения (3.1.41):

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10. \quad (3.2.5)$$

В конкретной записи разбиение (3.2.5) принимает вид

$$B_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{\sqrt{6}} B_{\alpha\beta\gamma}^{10} + \frac{2}{3} B_{\alpha[\beta\gamma]}^8 + \frac{2}{3} B_{[\alpha\beta]\gamma}^8 + \frac{1}{\sqrt{6}} B_{\alpha\beta\gamma}^1, \quad (3.2.6)$$

где

$$B_{\alpha\beta\gamma}^{10} = \frac{1}{\sqrt{6}} (q_\alpha q_\beta q_\gamma + q_\beta q_\gamma q_\alpha + q_\gamma q_\alpha q_\beta + q_\beta q_\alpha q_\gamma + q_\gamma q_\beta q_\alpha + q_\alpha q_\gamma q_\beta), \quad (3.2.7a)$$

$$B_{\alpha[\beta\gamma]}^8 = \frac{1}{2} (q_\alpha q_\beta q_\gamma + q_\beta q_\alpha q_\gamma - q_\alpha q_\gamma q_\beta - q_\gamma q_\alpha q_\beta), \quad (3.2.7б)$$

$$B_{[\alpha\beta]\gamma}^8 = \frac{1}{2} (q_\alpha q_\beta q_\gamma + q_\alpha q_\gamma q_\beta - q_\beta q_\alpha q_\gamma - q_\beta q_\gamma q_\alpha), \quad (3.2.7в)$$

$$B_{\alpha\beta\gamma}^1 = \frac{1}{\sqrt{6}} (q_\alpha q_\beta q_\gamma + q_\beta q_\gamma q_\alpha + q_\gamma q_\alpha q_\beta - q_\beta q_\alpha q_\gamma - q_\gamma q_\beta q_\alpha - q_\alpha q_\gamma q_\beta). \quad (3.2.7г)$$

Для получения из величин (3.2.7) нормированных волновых функций унитарного спина эти величины нужно умножить на $1/\sqrt{2}$ в случае, когда среди индексов α, β, γ два индекса совпадают друг с другом, и на $1/\sqrt{3}$, когда совпадают все три индекса. Рассмотрим особенности отдельных мультиплетов.

1. *Декуплет* обозначается символом $B_{\alpha\beta\gamma}^{10}$ и представляет собой состояние, полностью симметричное относительно степеней свободы $q_\alpha, q_\beta, q_\gamma$ унитарного спина трех кварков, соответствующее применяемой в теории групп схеме Юнга $\boxed{\alpha|\beta|\gamma}$. Будучи полностью симметричным, включает состояния $ppp = \Delta^{++}$; $nnn = \Delta^-$, $\lambda\lambda\lambda = \Omega^-$, составленные из кварков одного и того же вида. Диаграмма декуплета показана на рис. 3.10.

2. *Октет* — состояние смешанной симметрии: определенные формулами (3.2.7) величины $B_{\alpha[\beta\gamma]}^8$ и $B_{[\alpha\beta]\gamma}^8$ антисимметризованы по кваркам, индексы которых заключены в квадратные скобки. Симметрия октетных состояний описывается схемами Юнга $\begin{array}{|c|c|} \hline \beta & \gamma \\ \hline \alpha & \\ \hline \end{array}$ и $\begin{array}{|c|} \hline \beta & \alpha \\ \hline \gamma & \\ \hline \end{array}$. Поскольку антисимметризованные части не могут содержать одинаковых кварков, диаграмма октета имеет вид, показанный на рис. 3.9. Среди величин смешанной симметрии линейно независимы две; в формуле (3.2.6) в качестве линейно независимых использованы величины $B_{\alpha[\beta\gamma]}^8$ и $B_{[\alpha\beta]\gamma}^8$, но такой выбор неединствен. Величины $B_{\alpha[\beta\gamma]}^8$ и $B_{[\alpha\beta]\gamma}^8$ не ортогональны друг другу. Учитывая тождество Якоби

$$B_{\alpha[\beta\gamma]}^8 + B_{\beta[\gamma\alpha]}^8 + B_{\gamma[\alpha\beta]}^8 = 0 \quad (3.2.8)$$

и такое же тождество для $B_{[\alpha\beta]\gamma}^8$, можно построить более удобные в практической работе взаимно ортогональные представления

$$B_{\alpha\beta\gamma}^8 = \frac{2}{2\sqrt{3}} (q_\alpha q_\beta q_\gamma + q_\alpha q_\gamma q_\beta + q_\beta q_\alpha q_\gamma + q_\beta q_\gamma q_\alpha - 2q_\gamma q_\alpha q_\beta - 2q_\gamma q_\beta q_\alpha), \quad (3.2.9a)$$

$$B'_{\alpha\beta\gamma} = \frac{1}{2} (q_\alpha q_\beta q_\gamma - q_\alpha q_\gamma q_\beta + q_\beta q_\alpha q_\gamma - q_\beta q_\gamma q_\alpha). \quad (3.2.9b)$$

3. *Синглет* — состояние, полностью антисимметризованное по всем трем кваркам, оно соответствует схеме Юнга $\begin{array}{|c|} \hline \alpha \\ \hline \beta \\ \hline \gamma \\ \hline \end{array}$. Че-

рез символы p, n, λ величина $B_{\alpha\beta\gamma}^1$ выражается следующим образом:

$$B_{\alpha\beta\gamma}^1 = \frac{1}{\sqrt{6}} (pn\lambda + n\lambda p + \lambda p n - p\lambda n - n\lambda p - \lambda p n). \quad (3.2.10)$$

В случае $U(3)$ -симметрии состояние, полностью антисимметризованное по трем кваркам, является синглетом, т. е., представлением, которое с точностью до изменения фазы инвариантно относительно трехмерных унитарных преобразований. Это объясняется тем, что при увеличении числа кварков на $n_q = 3n_B$ появляются мультиплеты одинаковой размерности.

В качестве бариона, соответствующего синглету, обычно рассматривают резонанс $\Lambda^*(1405)$, имеющий спин-четность $J^P = 1/2^-$ и $Y = I = 0$.

Модель кварков, несмотря на необычность приписываемых им свойств (дробная величина электрического заряда $-\frac{2}{3}e$ или $-\frac{1}{3}e$), довольно успешно объяснила экспериментально наблюдаемое распределение адронов по мультиплетам. Предположение о том, что кварки имеют спин $1/2$, оказалось очень плодотворным при изучении спинов адронов и их электромагнитных свойств. Но, естественно, возникли и новые вопросы, например о статистике кварков, а также связанные с тем, что кварки, имеющие дробный электрический заряд, до сих пор не удалось наблюдать экспериментально; попытки преодолеть эти затруднения вызвали бурное развитие исследований элементарных частиц. Сначала мы рассмотрим предложенную Сакитой теорию $SU(6)$ -симметрии, позволяющую объяснить, как спин кварков связан с энергетическими уровнями адронов и другими их свойствами.

3.2.2. Теория $SU(6)$ -симметрии — мезоны

Если мезоны строить из кварков и антикварков, имеющих спин $1/2$ и подчиняющихся статистике Ферми, то основным состоянием составной системы будет S -состояние. В синглетном по спину 1S_0 -состоянии $J^P=0^-$, а в триплетном 3S_1 -состоянии

Таблица 3.6

Спины, четности и C -четности мезонов

		$L=0$	$L=1$	$L=2$	
Спиновый синглет $S=0$	${}^1L_{J=L}$ (J^{PC})	1S_0 (0^{-+})	1P_1 (1^{+-})	1D_2 (2^{-+})	$P=(-1)^{J+1}$ $PC=-1$
	${}^3L_{J=L+1}$ (J^{PC})	3S_1 (1^{--})	3P_2 (2^{++})	3D_3 (3^{--})	$P=(-1)^J$ $PC=+1$
Спиновый триплет $S=1$	${}^3L_{J=L}$ (J^{PC})	—	3P_1 (1^{++})	3D_2 (2^{--})	$P=(-1)^{J+1}$ $PC=+1$
	${}^3L_{J=L-1}$ (J^{PC})	—	3P_0 (0^{++})	3D_1 (1^{--})	$P=(-1)^J$ $PC=+1$

Обозначая S_q и $S_{\bar{q}}$ спины кварка и антикварка, получаем для полного спина системы $S=S_q+S_{\bar{q}}$; собственное значение S^2 равно $S(S+1)$. В данной таблице символ S не означает странности!

$J^P=1^-$; эти состояния сопоставляются псевдоскалярным и векторным мезонам. В табл. 3.6 приведены значения J^P для общего случая, когда орбитальный момент количества движения системы кварк — антикварк равен L , и C -четности тех членов унитарных мультиплетов, для которых $Y=I=0$. Из этой таблицы сразу видно, что в системе $\bar{q}q$ нельзя построить, во-первых, состояния с $PC=-1$, имеющие *натуральную четность* P (равную четности полного момента количества движения J), а во-вторых, состояния с $J^{PC}=0^{--}$. К настоящему времени обнаружены мезоны с самыми разными значениями J^{PC} , но пока не найдено ни одного мезона (принадлежащего к так называемым *экзотическим* мезонам второго типа), который имел бы значение J^{PC} , не укладывающееся в табл. 3.6. Этот факт указывает на то, что мезоны образованы из частиц спина $1/2$, подчиняющихся статистике Ферми, и их античастиц.

При нерелятивистском рассмотрении спиновые степени свободы описываются представлениями группы $SU(2)$, но если их рассматривать совместно для всех трех видов кварков p, n, λ , то оказывается, что кварки имеют 6 внутренних степеней свободы. С учетом спиновых состояний $\pm 1/2$, для состояния кварков q_A ($A=1, 2, \dots, 6$) можно ввести обозначение

$$\begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \\ q_4 \\ q_5 \\ q_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p \uparrow \\ n \uparrow \\ \lambda \uparrow \\ p \downarrow \\ n \downarrow \\ \lambda \downarrow \end{pmatrix}; \quad (3.2.11)$$

естественно считать, что этот объект с 6 степенями свободы описывается в рамках теории $SU(6)$ -симметрии [28]. Волновая функция мезонов, заданная в виде прямого произведения $M_B^A = \bar{q}^A q_B$, разбивается на неприводимые представления группы $SU(6)$ по схеме

$$6^* \otimes 6 = 35 \oplus 1,$$

т. е. содержит супермультиплет 35 и суперсинглет 1. Супермультиплет 35 включает триплетные по спину (спиновый момент количества движения $S=1$) мезоны, принадлежащие $SU(3)$ -октету и $SU(3)$ -синглету, и синглетные по спину ($S=0$) мезоны, принадлежащие $SU(3)$ -октету (всего $(8+1) \cdot 3+8=35$ членов), а к суперсинглету 1 относятся мезоны, принадлежащие к синглетам по спину и U -спину. Конкретные выражения волновых функций в $SU(6)$ -теории приведены в приложении В.

В $SU(6)$ -теории получается, что в S -состоянии (при $L=0$)

$SU(3)$ -октет и $SU(3)$ -синглет псевдоскалярных мезонов относятся к разным супермультиплетам, а $SU(3)$ -октет и $SU(3)$ -синглет векторных мезонов — к одному супермультиплету. Этот результат подтверждает сделанный нами ранее на основе анализа массовых соотношений вывод, что векторные мезоны образуют единый нонет.

Массы октетных псевдоскалярных мезонов довольно сильно отличаются от масс принадлежащих тому же супермультиплету векторных мезонов, откуда следует, что нарушающее $SU(6)$ -симметрию взаимодействие имеет характер спин-спинового взаимодействия

$$\mathbf{S}_q \cdot \mathbf{S}_{\bar{q}} V_S(r). \quad (3.2.12)$$

В самом деле,

$$\mathbf{S}_q \cdot \mathbf{S}_{\bar{q}} \begin{cases} 1/4 & \text{при } S=1 \text{ (спиновый триплет),} \\ -3/4 & \text{при } S=0 \text{ (спиновый синглет),} \end{cases} \quad (3.2.13)$$

поэтому массы псевдоскалярных мезонов можно сделать меньшими, чем массы векторных мезонов, если принять, что в S -волне потенциал $V_S(r)$ является потенциалом отталкивания. При этом получается, что нарушающее $SU(6)$ -симметрию спин-спиновое взаимодействие весьма велико. Но поскольку между массами векторных и псевдоскалярных мезонов имеет место соотношение

$$m_{K^*}^2 - m_K^2 \approx m_\rho^2 - m_\pi^2, \quad (3.2.14)$$

рассматриваемое спин-спиновое взаимодействие и взаимодействие, нарушающее $SU(3)$ -инвариантность, независимы друг от друга.

Если орбитальный момент количества движения \mathbf{L} по величине не меньше 1, то можно рассмотреть нарушающее $SU(6)$ -симметрию спин-орбитальное взаимодействие

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} V_{LS}(r). \quad (3.2.15)$$

снимающее вырождение по полному спину. Поскольку

$$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = \{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)\}/2,$$

указанное спин-орбитальное взаимодействие имеет вид

$$\begin{aligned} & LV_{LS}(r) && \text{при } J=L+1, \\ & -V_{LS}(r) && \text{при } J=L, \\ & -(L+1)V_{LS} && \text{при } J=L-1. \end{aligned} \quad (3.2.16)$$

Если в состоянии с $L=1$ потенциал $V_{LS}(r)$ является потенциалом отталкивания, то должен наблюдаться спектр мезонов со значениями J^{PC} , показанными на рис. 3.12. Хотя относительно существования состояния с $J^P=0^+$, т. е. скалярного мезона, у экспериментаторов есть определенные сомнения, но все же объ-

ект с приблизительно соответствующей ему массой наблюдается; это можно рассматривать как указание на то, что нерелятивистская теория с нарушенной $SU(6)$ -симметрией имеет практическую ценность.

В ряду мезонов с $J=L+1$ и изоспином $I=1$ вслед за мезонами ρ и A_2 идут частицы g и h , имеющие $J^P=3^-$ и 4^+ . График

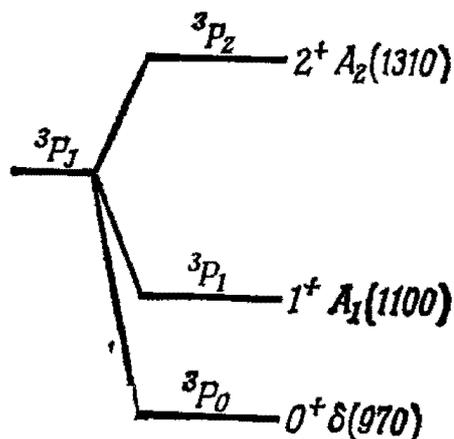


Рис. 3.12. Расщепление уровней за счет LS -взаимодействия (мезоны с $I=1$).

зависимости момента количества движения J мезонов от квадрата их массы имеет вид прямой линии. К этому вопросу мы вернемся в гл. 4 в связи с траекториями Редже (см. рис. 4.10).

3.2.3. Теория $SU(6)$ -симметрии — барионы

Теория $SU(6)$ -симметрии оказалась полезной также и в применении к барионам. Разложение прямого произведения трех кварков $B_{ABC} = q_A q_B q_C$, из которых составлены барионы, по неприводимым представлениям группы $SU(6)$

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20 \quad (3.2.17)$$

содержит полностью симметричный супермультиплет 56, два супермультиплета смешанной симметрии 70 и один полностью антисимметричный супермультиплет 20. Входящие в состав этих супермультиплетов спиновые мультиплеты и $U(3)$ -мультиплеты указаны в табл. 3.7. Конкретный вид волновых функций, соответствующих барионам в $SU(6)$ -теории, дан в приложении В.

В табл. 3.7 надо обратить внимание на то, что супермультиплет 56 составлен из двух $U(3)$ -мультиплетов, к которым принадлежат самые легкие из барионов, — октета со спином $1/2$ и декуплета со спином $3/2$. Это значит, что в рамках $SU(6)$ -теории пространственные волновые функции частиц, принадлежащих указанным $U(3)$ -мультиплетам, полностью совпадают. Иными словами, $SU(6)$ -теория недвусмысленно указывает на одинаковость природы адронов, наблюдаемых как резонансы и как метастабильные частицы.

Если признать, что теория $SU(6)$ правильна, то возникают новые глубокие вопросы, ответить на которые совсем не просто.

Таблица 3.7

Супермультиплеты $SU(6)$

Супермультиплет	Схема Юнга	Состав супермультиплета (спиновые и $U(3)$ -мультиплеты)	Сумма размерностей мультиплетов
56	$\begin{array}{ c } \hline ABC \\ \hline \end{array}$	Спиновый дублет ($S=1/2$) — $U(3)$ -октет Спиновый 4-плет ($S=3/2$) — $U(3)$ -декуплет	$2 \cdot 8 + 4 \cdot 10 = 56$
70	$\begin{array}{ c } \hline BA \\ \hline C \\ \hline \end{array}$ $\begin{array}{ c } \hline BC \\ \hline A \\ \hline \end{array}$ два независи- мых су- пермульти- плета	Спиновый дублет ($S=1/2$) — $\begin{cases} U(3)\text{-декуплет} \\ U(3)\text{-октет} \\ U(3)\text{-синглет} \end{cases}$ Спиновый 4-плет ($S=3/2$) — $U(3)$ -октет	$2 \cdot (10 + 8 + 1) + 4 \cdot 8 = 70$
20	$\begin{array}{ c } \hline A \\ \hline B \\ \hline C \\ \hline \end{array}$	Спиновый дублет ($S=1/2$) — $U(3)$ -октет Спиновый 4-плет ($S=3/2$) — $U(3)$ -синглет	$2 \cdot 8 + 4 \cdot 1 = 20$

Известно, что если не учитывать каких-либо специальных принципов запрета, например принципа Паули, то пространственная волновая функция основного состояния составной системы не имеет узлов, т. е. составляющие систему частицы находятся друг относительно друга в S -состоянии, симметричном относительно перестановок координат этих частиц. Как мы уже убедились в связи с табл. 3.7, супермультиплет 56 представляет основное состояние системы трех кварков; полная волновая функция $\Psi(1, 2, 3)$ этой системы имеет вид

$$\Psi(1, 2, 3) = \chi_{ABC}^{56} \psi(r_1, r_2, r_3). \quad (3.2.18)$$

Поскольку волновая функция χ_{ABC}^{56} полностью симметрична относительно степеней свободы по спину и унитарному спину, а пространственная волновая функция основного состояния $\psi(r_1, r_2, r_3)$ симметрична относительно перестановок пространственных координат трех кварков, полная волновая функция системы $\Psi(1, 2, 3)$ оказывается симметричной по отношению к перестановкам кварков. Такой вывод противоречит известному соотношению между спином частиц и их статистикой:

спины кварков равны $1/2$ (на этом основана $SU(6)$ -теория) и как частицы с полуцелым спином они должны были бы подчиняться статистике Ферми, но тогда полная волновая функция системы кварков была бы антисимметричной. Итак, если теория $SU(6)$ верна, то кварки, будучи частицами со спином $1/2$, должны подчиняться статистике Бозе.

Попытки преодоления указанного затруднения привели к новому развитию физики элементарных частиц; мы обсудим это ниже, а пока нам достаточно знать, что состояние с симметричной полной волновой функцией допустимо.

3.2.4. Возбужденные состояния барионов

Когда в системе трех кварков происходит возбуждение, приводящее к изменению момента количества движения или радиальных квантовых чисел, симметрия пространственной волновой функции изменяется и появляются другие супермультиплеты, отличающиеся от супермультиплета **56**. Вообще говоря, состояние движения $U(3)$ -спиновых степеней свободы системы трех частиц можно описать четырьмя линейно независимыми волновыми функциями (3.2.7) — полностью симметричной функцией $|\mathcal{S}\rangle$, двумя функциями смешанной симметрии $|\mathcal{M}\rangle$ и $|\mathcal{M}'\rangle$ и полностью антисимметричной функцией $|\mathcal{A}\rangle$. Произведение волновых функций указанной симметрии, относящихся к различным степеням свободы χ и σ системы трех тел, может иметь следующие типы симметрии:

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{S}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{S}(\chi)\rangle |\mathcal{S}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{S}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{A}(\chi)\rangle |\mathcal{A}(\sigma)\rangle, \\
 |\mathcal{S}(\chi, \sigma)\rangle &= \{|\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle + |\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle\} / \sqrt{2}, \\
 |\mathcal{M}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{S}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{M}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{S}(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle, \\
 |\mathcal{M}(\chi, \sigma)\rangle &= \{-|\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle + |\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle\} / \sqrt{2}, \\
 |\mathcal{M}(\chi, \sigma)\rangle &= -|\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{A}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{M}(\chi, \sigma)\rangle &= \\
 &= -|\mathcal{A}(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle, & & \\
 |\mathcal{M}'(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{S}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{M}'(\chi, \sigma)\rangle &= \\
 &= |\mathcal{S}(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle, & &
 \end{aligned} \tag{3.2.19}$$

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{M}'(\chi, \sigma)\rangle &= \{|\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle + |\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle\} / \sqrt{2}, \\
 |\mathcal{M}'(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{A}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{M}'(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{A}(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle, \\
 |\mathcal{A}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{A}(\chi)\rangle |\mathcal{S}(\sigma)\rangle, & |\mathcal{A}(\chi, \sigma)\rangle &= |\mathcal{S}(\chi)\rangle |\mathcal{A}(\sigma)\rangle, \\
 |\mathcal{A}(\chi, \sigma)\rangle &= \{-|\mathcal{M}(\chi)\rangle |\mathcal{M}'(\sigma)\rangle + |\mathcal{M}'(\chi)\rangle |\mathcal{M}(\sigma)\rangle\} / \sqrt{2}.
 \end{aligned}$$

Если, например, χ — степени свободы по $U(3)$ -спину, а σ — по обычному спину, то левые части формул (3.2.19) будут вы-

ражать полные волновые функции в пространствах спина и унитарного спина теории $SU(6)$. При этом $|\mathcal{A}(\sigma)\rangle = 0$, поскольку кварки имеют всего две спиновые степени свободы ($\pm 1/2$); остальные 12 волновых функций соответствуют различным состояниям, указанным в табл. 3.7.

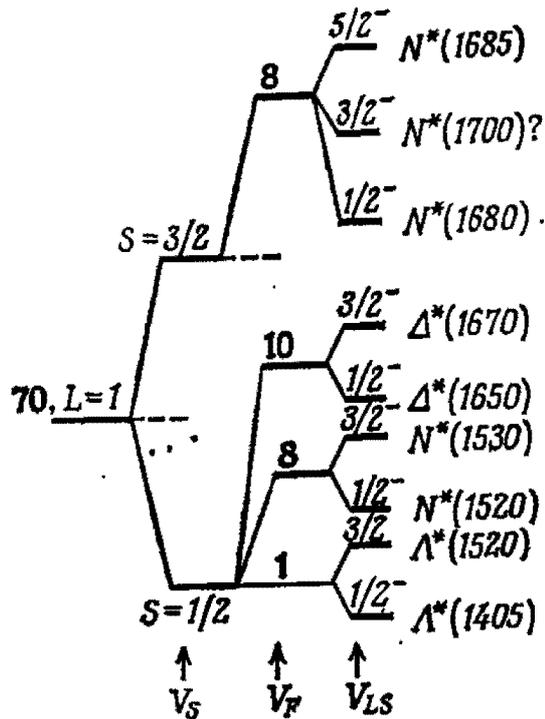


Рис. 3.13. Барийонный супермультиплет 70. Для состояний, принадлежащих $U(3)$ -синглету, $Y=I=0$, для остальных состояний $Y=1$.

системы трех кварков стал равен $L=1$. Пространственная волновая функция системы приобретает при этом смешанную симметрию с четностью -1 , т. е. появляется имеющий четность -1 супермультиплет 70, следующий за супермультиплетом 56. Оказывается, что такая теоретическая схема правильно описывает экспериментальную ситуацию: непосредственно над уровнями массы, принадлежащими супермультиплету 56 с четностью $+1$, обнаружено несколько резонансных уровней, имеющих четность -1 . Если ввести нарушающее $SU(6)$ -симметрию спин-спиновое и LS -взаимодействия, а также взаимодействие между унитарными спинами

$$C^{(2)}V_F(r), \quad (3.2.20)$$

снимающее вырождение $U(3)$ -мультиплетов, то можно составить генеалогическую схему указанных уровней энергии (массы), которая будет иметь вид, показанный на рис. 3.13. В формуле (3.2.20) величина $C^{(2)}$ означает квадратичный по генераторам оператор Казимира теории $U(3)$ -симметрии

$$C^{(2)} = \sum_{i=1}^8 \mathcal{F}_i \mathcal{F}_i, \quad (3.2.21)$$

Если, далее, χ — степени свободы в унитарном пространстве $SU(6)$, а σ — обычные пространственные координаты, то с учетом симметричности полной волновой функции получаем, что в случае супермультиплета 56 пространственная волновая функция симметрична, для супермультиплетов 70 она имеет смешанную симметрию, а в случае супермультиплета 20 — антисимметрична.

Предположим теперь, что в системе трех кварков возбудилась P -волна относительного орбитального движения пары кварков, так что полный орбитальный момент количества движения системы

для которого различные μ -плеты являются собственными состояниями, принадлежащими собственным значениям ¹⁾

$$C^{(2)}(\mu) = \begin{cases} 0 & \text{при } \mu = 1, \\ 3 & \text{при } \mu = 8, \\ 6 & \text{при } \mu = 10. \end{cases} \quad (3.2.22)$$

Супермультиплету 70 принадлежат барионы, относящиеся к $U(3)$ -синглетам с $J^P = 1/2^-$ и $3/2^-$; их ставят в соответствие наблюдаемым экспериментально частицам $\Lambda^*(1405)$ и $\Lambda^*(1520)$.

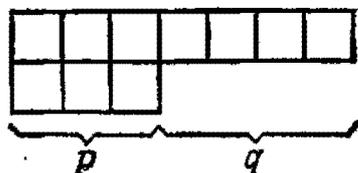
При дальнейшем возбуждении образуются состояния с симметричной пространственной волновой функцией, характеризующейся орбитальным моментом количества движения $L=2$ и четностью $+1$, и вновь формируется супермультиплет 56, но теперь за счет LS -взаимодействия происходит отсутствовавшее в случае $L=0$ расщепление энергетических уровней. На основе $SU(6)$ -теории произведен феноменологический анализ барионных уровней энергии, отвечающих еще большим значениям L , но не найдено уровней, которые можно было бы связать с супермультиплетом 20; по-видимому, это объясняется тем, что для возбуждения соответствующих супермультиплету 20 состояний с полностью антисимметричными пространственными волновыми функциями нужны очень высокие энергии.

3.2.5. Электромагнитные свойства адронов

Электрические заряды кварков p , n , λ равны соответственно $2/3e$, $-1/3e$, $-1/3e$, откуда следуют выражение для электрического заряда Q через унитарный спин

$$Q = \frac{e}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = e \left(\mathcal{F}_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \mathcal{F}_8 \right) \quad (3.2.23)$$

¹⁾ Оператор Казимира коммутирует со всеми генераторами группы. В случае группы $U(3)$ мультиплет, описываемый схемой Юнга



является собственной функцией оператора $C^{(2)}$, принадлежащей собственному значению $C^{(2)}(\mu) = p + q + (p^2 + pq + q^2) / 3$, причем размерность этого мультиплета равна $\mu = (p+1)(q+1) \left(1 + \frac{p+q}{2} \right)$. Случай антикварков приводится

к случаю кварков с помощью соотношения $\chi_{[\alpha\beta]} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \bar{\chi}_\gamma$.

и формула для 4-тока кварков

$$j_{\mu}^{e(q)} = ie \left(\bar{q}^1 \gamma_{\mu} q_1 - \frac{1}{3} \bar{q}^{\alpha} \gamma_{\mu} q_{\alpha} \right). \quad (3.2.24)$$

Поскольку электрический заряд системы кварков выражается через генераторы формулой типа (3.2.23), он преобразуется под

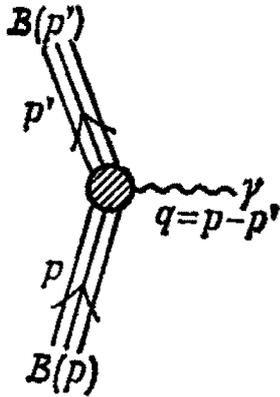


Рис. 3.14. Электромагнитное взаимодействие барионов.

действием операций группы $U(3)$ по такому же закону, как компонента октета χ_1^1 . Следовательно, для электромагнитного тока октетного бариона спина $1/2$, показанного на рис. 3.14, имеем в импульсном представлении

$$\begin{aligned} j_{\mu}^{e(B)}(q^2) = & e F_1(q^2) [\bar{B}(p')_i^{\alpha} \gamma_{\mu} B(p)_{\alpha}^i - \bar{B}(p')_{\alpha}^i \gamma_{\mu} B(p)_i^{\alpha}] - \\ & - \frac{q_{\nu}}{2m_B} F_2(q^2) \left[\mu_F \{ \bar{B}(p')_i^{\alpha} \sigma_{\mu\nu} B(p)_{\alpha}^i - \bar{B}(p')_{\alpha}^i \sigma_{\mu\nu} B(p)_i^{\alpha} \} + \right. \\ & + \mu_D \{ \bar{B}(p')_i^{\alpha} \sigma_{\mu\nu} B(p)_{\alpha}^i + \bar{B}(p')_{\alpha}^i \sigma_{\mu\nu} B(p)_i^{\alpha} - \\ & \left. - \frac{2}{3} \bar{B}(p')_{\beta}^{\alpha} \sigma_{\mu\nu} B(p)_{\alpha}^{\beta} \} \right], \quad (3.2.25) \end{aligned}$$

где B_{β}^{α} и \bar{B}_{β}^{α} — дираковские спиноры бариона, определенные формулами (3.1.42) и (3.1.43), а $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ — форм-факторы, соответствующие дираковскому и паулиевскому слагаемым электромагнитного тока. Форм-факторами описывается пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента бариона; по определению, если переданный импульс $q^2=0$, то

$$F_1(0) = 1, \quad F_2(0) = 1.$$

Поскольку дираковское слагаемое в (3.2.25) описывает барионный электромагнитный ток, оно может даваться только выражением F -типа. Из формулы (3.2.25) получаются следующие

выражения для магнитных моментов октетных барионов:

$$\begin{aligned} \mu_P &= \mu_{\Sigma^+} = \mu_F + \frac{1}{3} \mu_D, \\ \mu_N &= 2\mu_{\Lambda} = -2\mu_{\Sigma^0} = \frac{2}{\sqrt{3}} \mu_{\Sigma\Lambda} = \mu_{\Xi^0} = -\frac{2}{3} \mu_D, \quad (3.2.26) \\ \mu_{\Xi^-} &= \mu_{\Sigma^-} = -(\mu_P + \mu_N) = -\mu_F + \frac{1}{3} \mu_D. \end{aligned}$$

Здесь $\mu_{\Sigma\Lambda}$ — магнитный момент, передаваемый в процессе $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$.

Экспериментальные значения электромагнитных характеристик барионов приведены в табл. 3.8, из которой видно, что

Таблица 3.8

Электромагнитные характеристики барионов

Барион	Электрический заряд	Магнитный момент $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_P c}$	Теория SU(6)	Разность масс, МэВ
P	1	$2,7928456 \pm 0,0000011$	μ_P	$m_N - m_P = 1,29343 \pm 0,00004$
N	0	$-1,913148 \pm 0,000066$	$-\frac{2}{3} \mu_P$	
Λ	0	$-0,67 \pm 0,06$	$-\frac{1}{3} \mu_P$	
Σ^+	1	$2,62 \pm 0,41$	μ_P	$m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} = -7,98 \pm 0,08$ $m_{\Sigma^0} - m_{\Sigma^-} = -4,88 \pm 0,06$
Σ^0	0		$\frac{1}{3} \mu_P$	
Σ^-	-1	$-1,48 \pm 0,37$	$-\mu_P$	
Ξ^0	0	$-1,20 \pm 0,06$ [29]	$-\frac{2}{3} \mu_P$	$m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = 6,4 \pm 0,6$
Ξ^-	-1	$-1,85 \pm 0,75$	$-\mu_P$	

$\mu_P/\mu_N \approx -3/2$; следовательно, должно быть $\mu_D/\mu_F = 3/2$. Оказывается, что именно такое значение отношения μ_D/μ_F дает SU(6)-теория. В самом деле, поскольку барионы находятся в основном состоянии (S-состоянии), их магнитные моменты определяются

суммами магнитных моментов кварков:

$$\mu = \mu \sum_i Q_i \sigma_i; \quad (3.2.27)$$

расчет по этой формуле с использованием волновых функций барионов в $SU(6)$ -теории (см. приложение В, формулы (В.3)) дает $\mu_D/\mu_F=3/2$. В теории Дирака частица спина $1/2$ имеет собственный магнитный момент, пропорциональный ее заряду; следовательно, собственный магнитный момент кварка

$$\mu_q = Q\hbar/2m_qc, \quad (3.2.28)$$

где m_q — масса кварка. Подставляя сюда определяемые из сравнения с экспериментальными данными значения магнитных моментов кварков, находим их массы:

$$m_p \approx m_n \approx 350 \text{ МэВ}. \quad (3.2.29)$$

В теории $U(3)$ -симметрии магнитный момент Λ -частицы должен равняться половине магнитного момента нейтрона, но его экспериментальное значение гораздо меньше. Это расхождение можно устранить, введя гипотезу, что λ -кварк тяжелее p - и n -кварков. Если

$$m_\lambda \approx 500 \text{ МэВ}, \quad (3.2.30)$$

то формулы (3.2.28) и (3.2.27) дают правильное значение магнитного момента бариона Λ . Кстати, значение

$$\delta m = m_\lambda - m_p \approx 150 \text{ МэВ}. \quad (3.2.31)$$

почти совпадает со значением $\delta m_F \approx 190 \text{ МэВ}$ в формулах для масс барионов (3.1.45).

Если бы кварки были действительно такими легкими, как получается по формулам (3.2.29) и (3.2.30), то энергии связи барионов, построенных из трех кварков, составляли бы всего около 100 МэВ и кварки легко образовывались бы при столкновениях барионов в современных ускорителях, иными словами, можно было бы наблюдать отдельные кварки. Однако пока, несмотря на все усилия, попытки обнаружить свободные кварки оканчиваются неудачей¹⁾. Мы сталкиваемся здесь с задачей,

¹⁾ Отрицательный результат дают эксперименты в ускорителях на высокие энергии и опыты с космическими лучами: при помощи ускорителей показано, что сечения рождения частиц с дробными электрическими зарядами $\pm e/3$ или $\pm 2e/3$ и массой меньше 20 ГэВ не превышают 10^{-35} см^2 , а из опытов с космическими лучами следует, что поток частиц с электрическим зарядом $e/3$ меньше, чем $10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [20]. Имеется сообщение [30] о наблюдении остаточного заряда $\pm e/3$ на маленьких шариках ниобия ($\sim 10^{-4} \text{ г}$), всплывающих в поле сверхпроводящего магнита, но утверждение этой работы о дробности наблюдаемого заряда признано неубедительным и требует подтверждения.

которая до сих пор в механике не встречалась: несмотря на то, что внутри адрона кварки ведут себя как легкие частицы со сравнительно небольшой энергией связи, выбить их из адрона наружу и получить в свободном состоянии не удастся (если это и возможно, то лишь при крайне высоких энергиях, пока не доступных на ускорителях). Она получила название задачи об удержании кварков.

Задачей об удержании кварков мы займемся ниже, а сейчас, возвращаясь к электромагнитным свойствам барионов, рассмотрим вопрос о расщеплении их масс за счет электромагнитного взаимодействия. Отличие протона от нейтрона объясняется

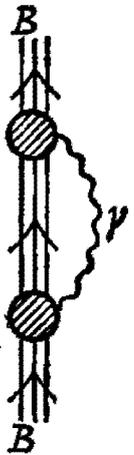


Рис. 3.15. Электромагнитная собственная энергия бариона.

взаимодействием, нарушающим зарядовую инвариантность, например электромагнитным. Разность масс протона и нейтрона обусловлена, во-первых, различием масс p - и n -кварков, а во-вторых, собственной энергией взаимодействия с электромагнитным полем (рис. 3.15). Член гамильтониана взаимодействия, пропорциональный разности масс кварков, ведет себя при $U(3)$ -преобразованиях как χ_1^1 , а член собственной энергии, квадратичный по электромагнитному току (3.2.25), имеет трансформационные свойства χ_{11}^{11} . Поэтому в массовый оператор бариона надо добавить выражение

$$\delta m_F^{(e)} (\bar{B}_\beta^1 B_1^\beta - \bar{B}_1^\alpha B_\alpha^1) + \delta m_D^{(e)} (\bar{B}_\beta^1 B_1^\beta + \bar{B}_1^\alpha B_\alpha^1) + \delta m^{(e)} (\bar{B}_1^1 B_1^1). \quad (3.2.32)$$

Пользуясь формулами (3.1.42) и (3.1.43), приходим к соотношению Колемана — Глешоу [31]

$$m_p - m_N = m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^0} + m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} \quad (3.2.33)$$

и соотношению

$$3m_\Lambda + m_{\Sigma^+} + m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^0} = m_p + m_N + m_{\Sigma^0} + m_{\Sigma^-}, \quad (3.2.34)$$

уточняющему массовую формулу Окубо — Гелл-Манна (3.1.46). При помощи табл. 3.8 можно убедиться, что эти соотношения очень хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Исходя из аналогичных соображений, можно подсчитать электромагнитные разности масс мезонов. В связи с подобными расчетами надо обратить внимание на следующее обстоятельство. При выводе выражений для электромагнитных разностей масс адронов приходится допускать, что разность масс p - и n -кварков $m_n - m_p$ не равна нулю. Такое допущение может означать, что кварки в свою очередь имеют внутреннюю структуру.

3.2.6. Трехцветная модель со многими ароматами

Итак, мы убедились, что с помощью модели кварков, в которой мезоны рассматриваются как связанные состояния $M = \bar{q}q$, а барионы — как состояния $B = qqq$, можно очень просто объяснить соотношения между массами адронов, их спины, электромагнитные свойства и т. п. Но почему возникают связанные состояния трех кварков и не возникает связанных состояний двух кварков qq ? Почему не обнаружены связанные системы многих кварков вида $qqq\bar{q}$, $qqqq\bar{q}$, . . .? До сих пор мы обходили такие вопросы молчанием. Но подобные вопросы, так же как и задача об удержании кварков (почему кварки существуют только внутри адронов и не наблюдаются в свободном состоянии?), представляют собой серьезные проблемы современной физики элементарных частиц.

Стремление ответить на эти вопросы породило мощное направление исследований, основанное на представлении о том, что кроме унитарных степеней свободы p -, n -, λ -кварки имеют еще дополнительные скрытые степени свободы. Мы уже упоминали, что среди появлявшихся одна за другой в 1964—1965 гг. моделей фундаментальных составляющих, объясняющих $SU(3)$ -симметрию, была модель Тати, Хори, Миямото, Хана — Намбу и др., предполагавшая существование у кварков степеней свободы, отличающихся от изоспина, странности и других переменных, связанных с унитарным спином. Эти новые степени свободы вводились с целью преодоления трудностей со статистикой частиц в модели кварков. Выше указывалось, что $SU(6)$ -теория, красиво объясняющая основное состояние барионов при помощи супермультиплета 56, содержит в себе противоречие, выражающееся в том, что частицы спина $1/2$ — кварки — должны подчиняться статистике Бозе. Это противоречие послужило исходным пунктом для создания теории, в которой частицы могут следовать не только статистикам Ферми и Бозе, но и парастатистикам (парастатистике Ферми и парастатистике Бозе) [32]. В частности, было показано, что если кварки следуют параста-

тистике Ферми 3-го порядка (допускающей наличие в одном состоянии трех частиц), то из них можно непротиворечиво построить адроны. Предложена также другая теория с кварками, подчиняющимся статистике Ферми, и приводящая, несмотря на это, к тем же математическим результатам, что и теория с парастатистикой Ферми 3-го порядка. В этой теории кроме уже рассмотренных нами степеней свободы, по которым состояние системы полностью симметризовано ($|\mathcal{S}\rangle$), кварки имеют еще три скрытые степени свободы, по которым состояние системы полностью антисимметризовано ($|\mathcal{A}\rangle$). Такая модель кварков со скрытыми (внутренними) степенями свободы получила название трехцветной модели с тремя ароматами.

Хан, Намбу и Хори приняли, что теория $SU(3)$ -симметрична также и по трем новым переменным. Три старые степени свободы (изоспин, странность) получили название ароматов, а каждую из трех новых степеней свободы стали называть цветом; относящуюся к цвету группу $SU(3)$ обозначили $SU(3)_c$. Для степеней свободы, отвечающим ароматам, оставили старые обозначения p, n, λ и ввели обозначения красный (R), зеленый (G), синий (B) для степеней свободы цвета. Таким образом, принято, что теория инвариантна относительно частных трехмерных унитарных преобразований (преобразований (3.1.22) с $\varepsilon_0=0$) в пространстве трех переменных $a=R, G, B$:

$$\begin{aligned} q_{\alpha a} &\rightarrow q'_{\alpha a} = \left[\exp \left(i \sum_{i=1}^8 \theta_i \mathcal{F}_i^c \right) \right]_a^b q_{\alpha b}, \\ \bar{q}^{\alpha a} &\rightarrow \bar{q}'^{\alpha a} = \left[\exp \left(-i \sum_{i=1}^8 \theta_i \mathcal{F}_i^c \right) \right]_a^b \bar{q}^{\alpha b}. \end{aligned} \quad (3.2.35)$$

Здесь индекс α введен для ароматов, а $\theta_i, i=1, 2, \dots, 8$, — вещественные параметры, соответствующие восьми генераторам \mathcal{F}_i^c . Генераторы \mathcal{F}_i^c удовлетворяют соотношениям, аналогичным (3.1.24) и (3.1.25). Чтобы отличить симметрию (3.2.25) от симметрии теории по ароматам, о ней стали говорить как об $SU(3)_c$ -симметрии.

Полезность $SU(3)_c$ -симметрии проявляется в том, что барионы удается объединить в $SU(3)_c$ -синглет (состояние, полностью антисимметричное по трем кваркам)

$$\begin{aligned} B_{\alpha\beta\gamma} &= (q_{\alpha R} q_{\beta G} q_{\gamma B} + q_{\alpha G} q_{\beta B} q_{\gamma R} + q_{\alpha B} q_{\beta R} q_{\gamma G} - \\ &\quad - q_{\alpha R} q_{\beta B} q_{\gamma G} - q_{\alpha G} q_{\beta R} q_{\gamma B} - q_{\alpha B} q_{\beta G} q_{\gamma R}) / \sqrt{6}; \end{aligned} \quad (3.2.36)$$

одновременно мезоны тоже объединяются в $SU(3)_c$ -синглет

$$M_{\beta}^{\alpha} = \sum_{a=R, G, B} (\bar{q}^{\alpha a} q_{\beta a}) / \sqrt{3} = (\bar{q}^{\alpha R} q_{\beta R} + \bar{q}^{\alpha G} q_{\beta G} + \bar{q}^{\alpha B} q_{\beta B}) / \sqrt{3}. \quad (3.2.37)$$

Тем самым реализующиеся в природе стабильные состояния оказались выделенными — ими могут быть только цветовые синглеты (1_c) (состояния вида qqq , $qq\bar{q}$, ... цветовыми синглетами быть не могут). Отметим, что указанное полезное свойство имеет только группа $SU(3)_c$, а, например, в теории, симметричной относительно трехмерных ортогональных преобразований $O(3)$, одновременно с $q\bar{q}$ синглетом является также и qq .

При введении цветовых степеней свободы Хан и Намбу стремились построить свою теорию так, чтобы в ней появлялись дробные электрические заряды, такие же, как у кварков; для этого они приняли, что электрические заряды всех девяти фундаментальных составляющих их модели являются целыми кратными элементарного заряда e . Из формул (3.2.36) и (3.2.37) видно, что цветные степени свободы входят в $SU(3)_c$ -синглет с одинаковым весом, в результате чего квантовые числа фундаментальных составляющих усредняются по цветным переменным и в теории появляется такой же электрический заряд, как в модели кварков. В отличие от Хана и Намбу Гелл-Манн [33] в качестве девяти фундаментальных составляющих выбрал группы кварков трех видов, отличающихся только цветом. Различие между моделями Хана — Намбу и Гелл-Манна выявилось особенно рельефно при анализе электромагнитных процессов, непосредственно связанных с электрическим зарядом фундаментальных составляющих. В гл. 6 мы увидим, что результаты опы-

Таблица 3.9

Трехцветные модели с тремя ароматами

Фундаментальные составляющие	Q/I	I	I_3	S	Y	Цвет
ρ_1	z_1		$1/2$	0	$1/3$	R
n_1	$z_1 - 1$	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	R
λ_1	$z_1 - 1$	0	0	-1	$-2/3$	R
ρ_2	z_2		$1/2$	0	$1/3$	G
n_2	$z_2 - 1$	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	G
λ_2	$z_2 - 1$	0	0	-1	$-2/3$	G
ρ_3	z_3		$1/2$	0	$1/3$	B
n_3	$z_3 - 1$	$1/2$	$-1/2$	0	$1/3$	B
λ_3	$z_3 - 1$	0	0	-1	$-2/3$	B

$z_1 + z_2 + z_3 = 2$. z_i , $i = 1, 2, 3$, в модели Хори, Хана — Намбу считаются целыми числами, а в модели Гелл-Манна $z_1 = z_2 = z_3 = 2/3$.

тов по рождению адронов в e^+e^- -соударениях и распаду η - и η' -мезонов на 2γ свидетельствуют в пользу выбора Гелл-Манна. В гл. 4 станет ясно также, что с точки зрения локальной калибровочной инвариантности $SU(3)_c$ -теорию надо строить так, чтобы кварки трех видов имели одинаковые свойства по переменным аромата.

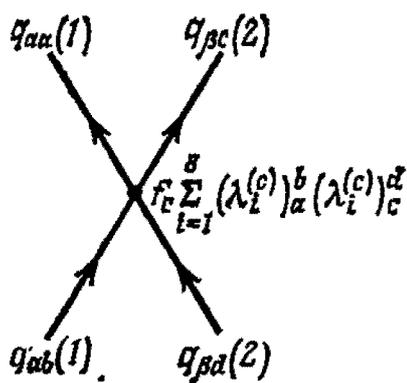


Рис. 3.16. Взаимодействие (цветовой ток) \times (цветовой ток).

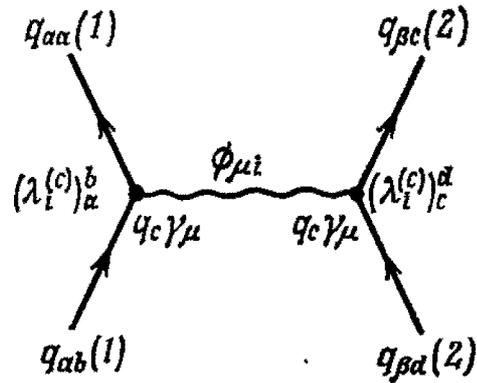


Рис. 3.17. Взаимодействие через обмен глюоном.

В качестве взаимодействия, обеспечивающего стабильность $SU(3)_c$ -синглета, выбирают либо взаимодействие вида (цветовой октетный ток) \times (цветовой октетный ток)

$$\mathcal{H}_{\text{вз}} = f_c \sum_{i=1}^8 j_{\mu i}^{(c)} j_{\mu i}^{(c)} \quad (3.2.38)$$

(рис. 3.16), либо взаимодействие типа Юкавы

$$\mathcal{H}_{\text{вз}} = g_c \sum_{i=1}^8 j_{\mu i}^{(c)} \phi_{\mu i}, \quad (3.2.39)$$

из которого выводится четырехфермионное взаимодействие Ферми (рис. 3.17). Цветовой октетный ток

$$j_{\mu i}^{(c)} = \frac{1}{2} \bar{q}^{\alpha a} \gamma_\mu (\lambda_i^{(c)})_a^b q_{\alpha b}, \quad i = 1, 2, \dots, 8, \quad (3.2.40)$$

где λ — матрицы (3.1.23). Выражение (3.2.40) — синглет по переменным аромата. Входящее в формулу (3.2.39) векторное поле $\phi_{\mu i}$, $i=1, 2, \dots, 8$, образующее $SU(3)_c$ -октет, получило название глюонного поля (глюон — «склеивающая частица»). В нерелятивистском приближении взаимодействие фундаментальных составляющих (3.2.29) описывается на языке потенциала. В СЦМ цветового μ_c -плета, образованного из N фундаментальных составляющих (масса которых m_{q_0}), выражение для его энергии записывается следующим образом:

$$m(N, \mu_c) = Nm_{q_0} + \sum_{m \geq n}^N v(m, n), \quad (3.2.41)$$

Если энергия связи $v(m, n)$ фундаментальных составляющих с номерами m и n дается формулой

$$v(m, n) = v_0 \sum_{i=1}^8 \lambda_i^{(c)}(m) \lambda_i^{(c)}(n), \quad (3.2.42)$$

то

$$\begin{aligned} \sum_{m > n}^N v(m, n) &= \frac{1}{2} \left\{ \sum_{m, n=1}^N v(m, n) - \sum_{m=1}^N v(m, n) \right\} = \\ &= v_0 \{ C^{(2)}(\mu_c) - N C^{(2)}(3_c) \} / 2, \end{aligned}$$

где $C^{(2)}(\mu_c)$ — собственные значения квадратичного по генераторам группы $SU(3)_c$ оператора Казимира (3.2.21), принадлежащие μ_c -плету (см. примечание к формуле (3.2.21)). Поскольку $C^{(2)}(3_c) = 4/3$, формула (3.2.41) принимает вид

$$m(N, \mu_c) = \left(m_{q_0} - \frac{2}{3} v_0 \right) N + \frac{1}{2} v_0 C^{(2)}(\mu_c). \quad (3.2.43)$$

Поскольку величина $C^{(2)}(\mu_c)$ равна нулю только при $\mu_c = 1_c$, а у остальных цветовых мультиплетов она положительна, цветовой синглет (3.2.35), (3.2.36) является основным состоянием. Допустим теперь, что благодаря большой собственной энергии массы m_{q_0} отдельных фундаментальных составляющих (членов цветовых триплетов) настолько велики, что современными средствами выбить их из адронов невозможно, и примем, кроме того, что энергия связи удовлетворяет соотношению

$$m_{q_0} \approx \frac{2}{3} v_0; \quad (3.2.44)$$

тогда в формуле (3.2.43) можно будет пренебречь первым слагаемым, т. е. получится, что приближенно энергия покоя системы не зависит от числа фундаментальных составляющих N и определяется только размерностью цветового мультиплета. Если же соотношение (3.2.44) выполняется неточно

$$m_q \approx m_{q_0} - \frac{2}{3} v_0 \approx \text{несколько сотен МэВ},$$

то масса адрона (в который «вморожен» цветовой синглет) будет определяться формулой

$$m(N, 1_c) \approx N m_q,$$

иными словами, адрон будет выглядеть как связанная система легких кварков. Изложенные соображения иллюстрирует рис. 3.18.

Таким образом, вводя гипотезу о существовании цветовых степеней свободы, можно отнести к цветовому синглету все наблюдаемые в настоящее время адроны, а также системы многих

тел, составленные из адронов, например атомные ядра (табл. 3.10). В модели Сакаты адроны, т. е. барионы (отличные от фундаментальных частиц P , N , Λ), и мезоны строились из фундаментальных частиц P , N , Λ и их античастиц подобно атомным ядрам, поэтому в модели Сакаты указанные адроны принадлежали тому же уровню организации вещества, что и атомные ядра.

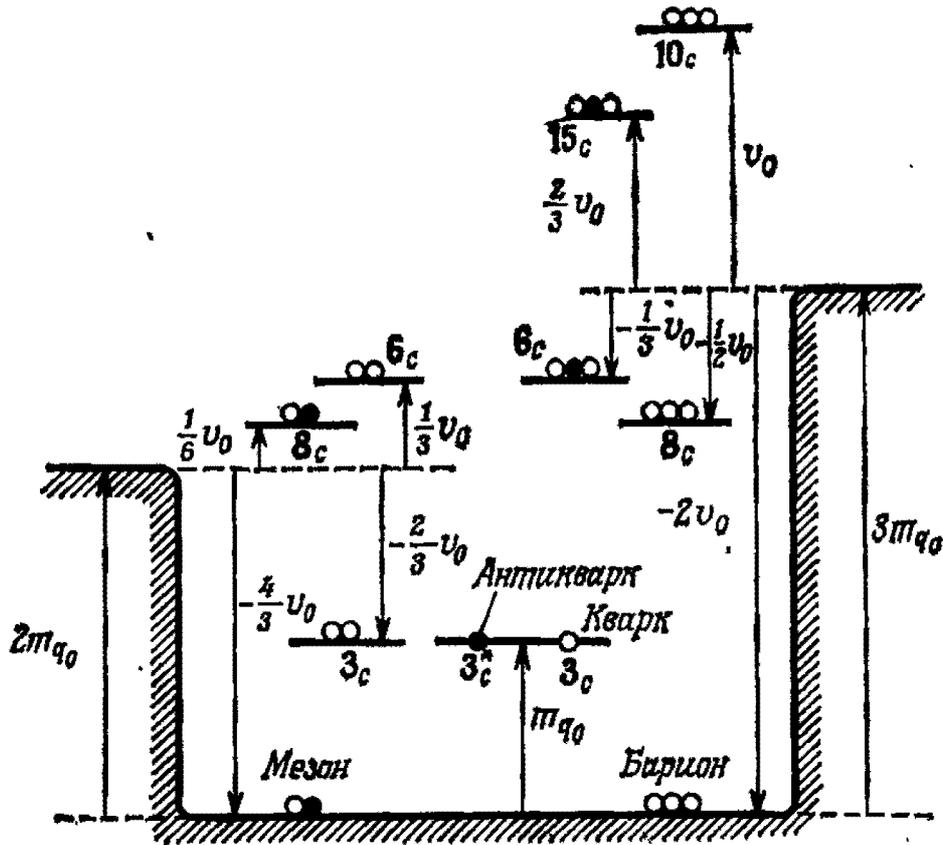


Рис. 3.18. Энергетические уровни цветных мультиплетов. Сдвиг уровней равен энергии связи цветного мультиплета, так как энергии покоя систем $q\bar{q}$ и qq (левая сторона рисунка) равны $2m_{q_0}$, а энергии покоя систем qqq и $qq\bar{q}$ (правая сторона) равны $3m_{q_0}$. При $v_0 \approx (3/2) m_{q_0}$ энергия связи цветного синглета практически компенсирует его энергию покоя.

В трехцветной модели с тремя ароматами адроны тоже имеют нечто общее с атомными ядрами — и те и другие принадлежат цветному синглету. Но адроны представляют собой простейшие связанные системы с минимально возможными в рамках цветного синглета числами фундаментальных составляющих, и в этом смысле среди всех других относимых к цветному синглету состояний они играют роль «атомов», в то время как атомные ядра и экзотические состояния представляют собой «молекулы», построенные из указанных «атомов».

Эти атомы нового типа невозможно разделить на составные части, но оказывается, что при энергиях, гораздо меньших энергии связи, они легко могут превращаться в другие подобные «атомы» путем обмена своими составными элементами. Тем самым новые «атомы» коренным образом отличаются от привычных нам составных систем (включая атомные ядра).

Таблица 3.10

Описание различных составных структур на языке фундаментальных составляющих

	Цветовые мультиплеты	Составные структуры (примеры)	$U(3)$ (ароматы)	Примечания
Фундаментальные составляющие	$3_c, 3_c^*$	q, \bar{q}	$3, 3^*$	Удерживаются внутри адронов, непосредственно не наблюдаемы
Цветовые составные системы	$3_c, 3_c^*, 6_c, 8_c, 10_c, 15_c, \dots$	$(qq), (\bar{q}\bar{q}), (\bar{q}q) 8_c, (qqq) 8_c, (\bar{q}qq)$	$1, 3, 3^*, 6, 8, 10, 15, \dots$	
Адроны { мезоны барионы	1_c	$M = (\bar{q}q) 1_c$ $B = (qqq) 1_c$	$1, 8$ или 9 $1, 8, 10$	Массы порядка 1 ГэВ
Экзотические состояния	1_c	$\bar{q}\bar{q}qq, \bar{q}\bar{q}qqqq, qq\bar{q}\bar{q}\bar{q}, qq\bar{q}\bar{q}\bar{q}\bar{q}$	$10^*, 27, \dots$	Экзотические мезоны 2-го рода, $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, \dots$, атомные ядра, гиперфрагменты, Z_0, Z_1

Можно ли описать столь необычные связанные системы в рамках квантовой теории поля, или для их понимания потребуется новый скачок познания? Наряду с проблемой удержания кварков это одни из самых животрепещущих вопросов современной физики элементарных частиц. К ним мы еще вернемся в следующей главе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fermi E., Yang C. N.*, Phys. Rev., **76**, 1739(1949).
2. *Goldhaber M.*, Phys. Rev., **92**, 1279, 1953; **101**, 433(1956).
3. *Марков М. А.*, ДАН СССР, 1955.
4. *Sakata S.*, Prog. Theor. Phys., **16**, 686(1956).
5. *Matumoto K.*, Prog. Theor. Phys., **16**, 583(1956).
6. *Yukawa H.*, Prog. Theor. Phys., **3**, 205(1948); Phys. Rev., **77**, 219(1950); **80**, 1047(1950).
7. *Heisenberg W.*, Rev. Mod. Phys., **29**, 269(1957).
8. *Chew G. F., Mandelstam S.*, Nuovo Cimento, **19**, 752(1961); Phys. Letters, **9**, 233(1962).
9. *Pais A.*, Phys. Rev., **110**, 574(1958).
10. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **106**, 1296(1957).
11. *Ogawa S.*, Prog. Theor. Phys., **21**, 209 (1959).
12. *Ikeda M., Ogawa S., Ohnuki Y.*, Prog. Theor. Phys., **22**, 715(1959), **23**, 1073(1960).
13. *Sawada S., Yonezawa M.*, Prog. Theor. Phys., **23**, 662 (1960).
14. *Pevsner A. et al.*, Phys. Rev. Letters, **7**, 421(1961).
15. *Goldberg M. et al.*, Phys. Rev. Letters, **12**, 546(1964); *Kalbfleisch G. R. et al.*, Phys. Rev. Letters, **12**, 527(1964).
16. *Okubo S.*, Prog. Theor. Phys., **27**, 949(1962).
17. *Ne'eman Y.*, Nuclear Phys., **26**, 222(1961);
Gell-Mann M., report CTSL-20, 1961, unpublished.
18. *Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **125**, 1067(1962).
19. *Barnes V. E. et al.*, Phys. Rev. Letters, **12**, 204(1964).
20. Particle Data Group, Phys. Letters, **75B**, 1(1978).
21. *Sakurai J. J.*, Phys. Rev. Letters, **9**, 472(1962).
22. *Саката С.*, Сорюсирон кэнкю, **28**, 110(1963).
23. *Zweig G.*, CERN preprints 8182/Th. 401 and 8419/Th. 412, 1964;
Gell-Mann M., Phys. Letters, **8**, 214(1964).
24. *Han M. Y., Nambu Y.*, Phys. Rev., **139B**, 1006(1965);
Hori S., Prog. Theor. Phys., **36**, 131(1966);
Miyamoto Y., Prog. Theor. Phys., Suppl. Extra No. 187, 1965;
Tati T., Prog. Theor. Phys., **35**, 126 (1966).
25. *Maki Z.*, Prog. Theor. Phys., **31**, 331; 333 (1964);
Maki Z., Ohnuki Y., Prog. Theor. Phys., **32**, 144 (1964);
Hara Y., Phys., Rev., **134B**, 701 (1964).
26. *Bacry H., Nuyts J., Van Hove L.*, Phys. Letters, **9**, 279 (1964).
27. *Namiki M.*, Prog. Theor. Phys., **35**, 673 (1966);
Tanaka S., Prog. Theor. Phys., **33**, 762 (1965).
28. *Sakita B.*, Phys. Rev., **136B**, 1756 (1964);
Gürsey F., Radicati L. A., Phys. Rev. Letters, **13**, 173 (1964).
29. *Bunce G. et al.*, Phys. Letters, **86B**, 386 (1979).
30. *Larue G. S. et al.*, Phys. Rev. Letters, **38**, 1011 (1977); **42**, 142 (1979).
31. *Coleman S., Glashow S. L.*, Phys. Rev. Letters, **6**, 423 (1961).
32. *Green H. S.*, Phys. Rev., **90**, 270 (1953);
Greenberg O. W., Phys. Rev. Letters, **13**, 122 (1964);
Ohnuki Y., Kamefuchi S., Prog. Theor. Phys., **50**, 258 (1973).
33. *Gell-Mann M.*, CERN preprint Th. 1543, 1972.

СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

§ 4.1. Пределы применимости мезонной теории

В первой главе указывалось, что отправным пунктом исследования сильных взаимодействий адронов была пионная теория ядерных сил, в развитие которой большой вклад внесли японские физики. Существование пионов было подтверждено экспериментально, но, хотя их роль в создании ядерных сил не вызывала сомнений, пионная теория ядерных сил некоторое время находилась в тупике из-за того, что при низких энергиях нуклоны могли обмениваться пионами лишь виртуально, а применимость теории возмущений вызывала сомнения ввиду большой величины константы связи. Среди многочисленных попыток сдвинуть с мертвой точки развитие теории ядерных сил заслуживает упоминания появившаяся в 1951 г. работа Такетани, Накамуры и Сасаки [1].

По аналогии со случаем резерфордского рассеяния, при расчете которого классическая и квантовая теории дают одинаковые результаты, можно было ожидать, что на достаточно больших расстояниях в области, где вероятность виртуального испускания и поглощения пиона нуклоном мала, будет применима классическая теория поля. При обмене n пионами неопределенность энергии флуктуирующего поля $\Delta E \approx nm_{\pi}c^2$. По соотношению неопределенностей продолжительность такой флуктуации $\Delta t \sim \hbar/\Delta E = \hbar/nm_{\pi}c^2$; принимая, что пион движется со скоростью c , находим, что для размера области распространения такой флуктуации, т. е. радиуса действия ядерных сил, справедлива оценка $c\Delta t \sim \hbar/nm_{\pi}c$, из которой следует, что на расстояниях $\hbar/m_{\pi}c \equiv \kappa^{-1} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см хорошие количественные результаты должна давать теория потенциала обмена одним мезоном. Таким образом, при практическом использовании пионной теории ядерных сил в разных пространственных областях, показанных на рис. 4.1, надо применять различные методы анализа проблемы.

В области I ($r \geq 1,5\kappa^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см) правильное количественное описание дает потенциал обмена одним пионом

$$V(r) = \frac{g^2}{4\pi} (\tau^{(1)}\tau^{(2)}) \left(\frac{m_{\pi}}{2m_N} \right)^2 \left\{ \sigma^{(1)}\sigma^{(2)} + S_{12} \left(1 + \frac{3}{\kappa r} + \frac{3}{\kappa^2 r^2} \right) \right\} \frac{e^{-\kappa r}}{3r}, \quad (4.1.1)$$

где

$$S_{12} = (\boldsymbol{\sigma}^{(1)}\mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}^{(2)}\mathbf{r})/r^2 - \boldsymbol{\sigma}^{(1)}\boldsymbol{\sigma}^{(2)}/3. \quad (4.1.2)$$

В области II ($0,7\kappa^{-1} \approx 10^{-13} \text{ см} < r < 1,5\kappa^{-1}$) пионная теория дает качественно верные результаты, но кроме потенциала обмена одним пионом надо учитывать динамические квантовые эффекты, например обусловленные потенциалом обмена двумя пионами.

Самая внутренняя область III ($r < 0,7\kappa^{-1}$) трудна для оценок; здесь необходим феноменологический подход, основанный не только на мезонной теории, но и на постоянном сравнении с экспериментом, поскольку следует ожидать вклада много-мезонных процессов, процессов с участием тяжелых мезонов и т. п.

После того как стало ясным различие между указанными областями действия ядерных сил, были проанализированы данные по нуклон-нуклонному рассеянию при энергиях налетающих нуклонов меньше 50 МэВ и данные по квадрупольному моменту дейтона; анализ показал применимость к этому случаю теории потенциала обмена одним псевдоскалярным мезоном и позволил оценить константу связи взаимодействия Юкавы: если в (1.4.5) принять $O_j = \gamma_5$, то

$$g^2/4\pi \approx 14. \quad (4.1.3)$$

В середине 1950-х гг. были выполнены корреляционные эксперименты с нуклонами (рассеяние поляризованных нуклонов и тройные соударения), позволившие определить амплитуды рассеяния и фазовые сдвиги для индивидуальных спиновых состояний, которые невозможно извлечь из одних только угловых распределений сечений рассеяния. На рис. 4.2 приведены фазовые сдвиги для S-, P- и D-волн, определенные из данных по рассеянию протонов на протонах ($I=1$). Средние значения тензорного оператора S_{12} (4.1.2) по состояниям 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 равны соответственно -4 , 2 , $-2/5$, и из рисунка видно, что в области энергий до 20 МэВ фазовые сдвиги правильно отражают тензорную природу потенциала обмена одним мезоном. При увеличении кинетической энергии налетающей частицы T прицельный параметр для P-волны ($l=1$) $b \equiv \sqrt{l(l+1)}/k = \sqrt{2}/k$ (k — импульс в СЦМ) переходит в область II рис. 4.1 и форма P-волны сильно изменяется под влиянием действующих в этой

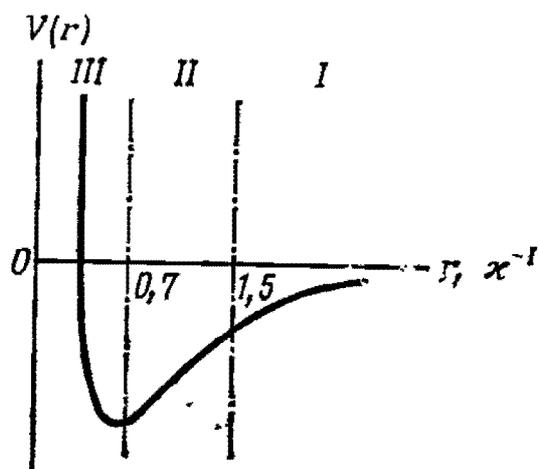


Рис. 4.1. Различные области определения нуклон-нуклонного потенциала.

области сил. При $b=2 \cdot 10^{-13}$ см из формулы $k^2 = m_p T/2$ для кинетической энергии T получаем значение $T=37$ МэВ; в этой области энергетическая зависимость фазового сдвига Р-волны уже не определяется тензорными силами, а при дальнейшем возрастании T его поведение все более согласуется с гипотезой

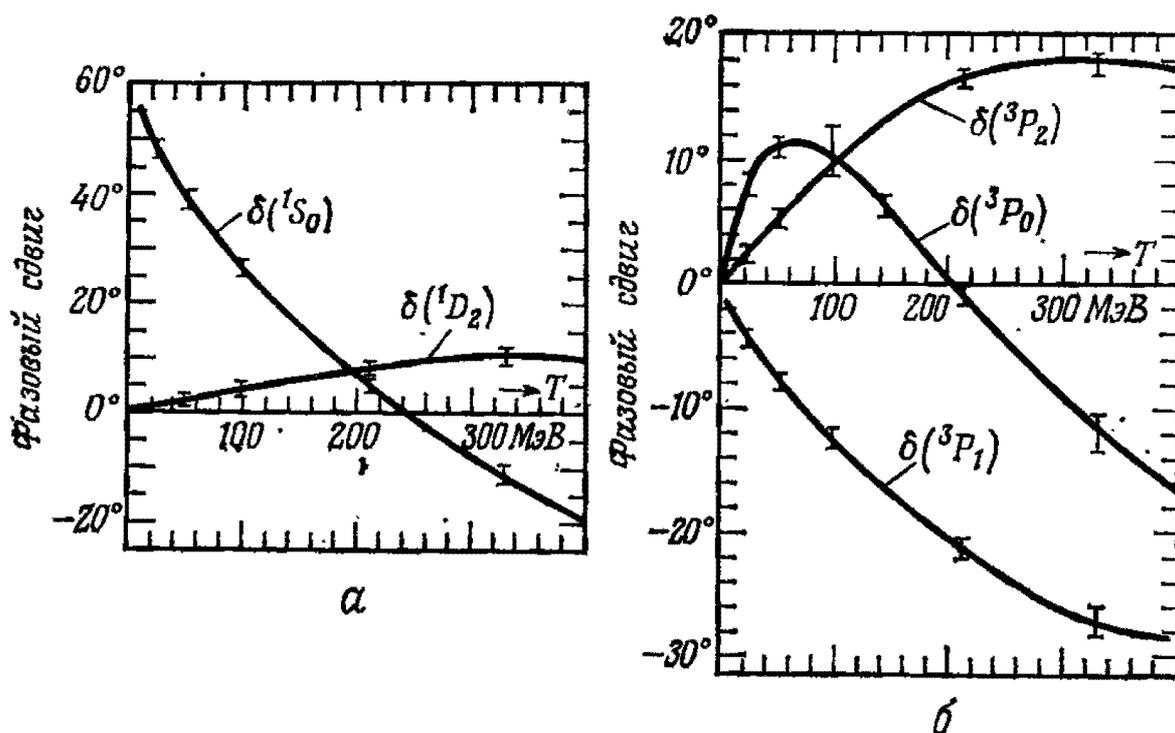


Рис. 4.2. Фазовые сдвиги амплитуд рассеяния протонов на протонах при низких энергиях: а — спиновый синглет, S-, D-волны, б — спиновый триплет, P-волна

о спин-орбитальных силах LS (3.2.16). Таким образом, было установлено, что в области II рис. 4.1 действует потенциал LS -сил.

Заметим, что при помощи формализма обмена двумя пионами (основанного на мезонной теории ядерных сил) не удастся удовлетворительно описать потенциал в области II рис. 4.1: самые разные приближения дают слишком большие значения центрально-симметричного потенциала притяжения, а в потенциале LS -сил правильно описывается только его дальнедействующая составляющая. Это большой вопрос теории обмена двумя пионами.

Силы, действующие в области III рис. 4.1, оказывают большое влияние на S-волну. Из рис. 4.2 видно, что при малых энергиях фазовый сдвиг $\delta(^1S_0)$ синглетного по спину состояния с $l=1$ (согласно принципу Паули величина l принимает четные значения) определяется силами, действующими на далеких расстояниях, например потенциалом обмена одним пионом, и при $T \sim 10$ МэВ достигает значения, почти равного 60° , но при дальнейшем возрастании энергии фазовый сдвиг $\delta(^1S_0)$ начинает резко уменьшаться и меняет знак при энергии, несколько большей 200 МэВ. Резкое уменьшение фазового сдвига

указывает на то, что в области III действуют исключительно большие по величине силы отталкивания. Анализ с помощью феноменологического потенциала приводит к выводу о столь сильном отталкивании, что волновая функция совершенно не проникает в область, ограниченную радиусом $r=0,2—0,4\kappa^{-1}$ (раньше этот результат интерпретировали как указание на существование жесткой сердцевины потенциала).

После того как научились получать пучки пионов на ускорителях, были поставлены опыты по рассеянию пионов на нук-

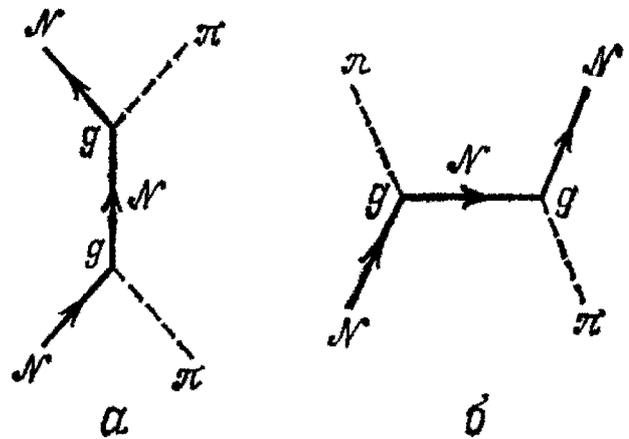


Рис. 4.3. Диаграммы рассеяния пионов на нуклонах.

лонах, объяснение результатов которых вначале тоже основывалось на теории пионов. В частности, большое значение придавалось пороговому поведению P -волновой амплитуды рассеяния через промежуточный нуклон — состояние с такими же, как у нуклона, квантовыми числами $I=1/2$, $J=1/2$ (ее диаграмма показана на рис. 4.3, а). Константа связи взаимодействия Юкавы, определенная из анализа указанной амплитуды, совпала со значением (4.1.3), вычисленным при помощи теории ядерных сил. Было много попыток объяснить на основе теории пионов упомянутый в гл. 2 $3—3$ -резонанс. Например, авторы работы [3] показали, что при обмене нуклоном, согласно диаграмме рис. 4.3, б, наиболее сильное притяжение возникает в P -состоянии с $I=3/2$, $J=3/2$, но им не удалось, исходя из взаимодействия Юкавы (1.4.5) с константой связи (4.1.3), получить правильные значения энергии и ширины $3—3$ -резонанса. Более простое объяснение, которое лучше согласуется с результатами экспериментов по πN -рассеянию и рождению пионов, дает так называемая *изобарная модель* (рис. 4.4), согласно которой, в соответствии с идеями, обсуждавшимися в предыдущей главе, $3—3$ -резонанс нужно рассматривать как частицу Δ , принадлежащую тому же уровню организации вещества, что и нуклоны [4]. В экспериментах при более высоких энергиях один за другим обнаруживались новые резонансы, и их уже нельзя было объяснить на основе теории пионов. Тем самым обнаружилось границы ее применимости.

Итак, теория пионов, несмотря на определенные достижения, не всегда приводила к хорошим результатам, особенно в задачах, требовавших учета членов высокого порядка. Эти неудачи обусловлены не только тем, что в данном случае (в отличие от

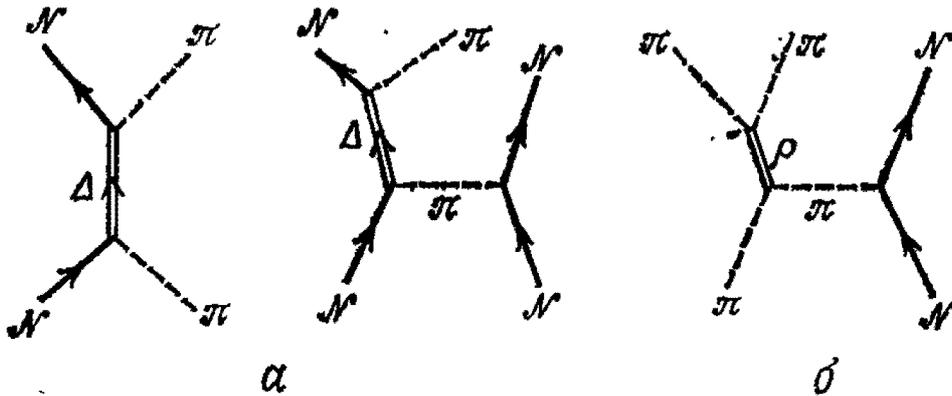


Рис. 4.4. Изобарная модель: *а* — изобарная модель с частицей Δ , *б* — изобарная модель с ρ -мезоном.

квантовой электродинамики) из-за большой величины константы связи неприменима теория возмущений. Успехи и затруднения теории пионов помогли найти путеводную нить, позволяющую ориентироваться во внутреннем устройстве сильно взаимодействующих адронов.

§ 4.2. Модель обмена одним адроном

В последовательной теории, основанной на составных моделях адронов, взаимодействие между адронами надо выводить из механики фундаментальных составляющих. С этой точки зрения обычные гамильтонианы взаимодействия адронов (например, гамильтониан взаимодействия пионов с нуклонами типа Юкавы) следует рассматривать лишь как приближение, допустимое в том случае, когда вопрос о составной структуре адронов непосредственно не возникает; такие гамильтонианы имеют смысл проекций более фундаментального взаимодействия на конкретные комбинации адронов, т. е. являются эффективными гамильтонианами, в которых уже учтены поправки высших порядков по взаимодействию фундаментальных частиц. В таком случае возникает вопрос: нужно ли вводить поправки высших порядков в теории с эффективным гамильтонианом? Например, правильно ли рассматривать два пиона, обмен которыми учитывается при расчете (на основе взаимодействия Юкавы) ядерных сил в области II рис. 4.1, как два отдельных, не связанных друг с другом адрона?

В свое время в рамках модели Сакаты на основе теории $U(3)$ -симметрии было предсказано, что кроме $3-3$ -резонанса должны существовать другие, отличные от Δ , барионные воз-

бужденные состояния (впоследствии обнаруженные экспериментально). Основанные на составных моделях теории предсказывали также существование многочисленных мезонных резонансов, и можно было думать, что если мезонные резонансы действительно существуют, то их вклад нужно учитывать при расчете ядерных сил, возникающих в результате обмена мезонами; в частности, высказывалось предположение, что учет

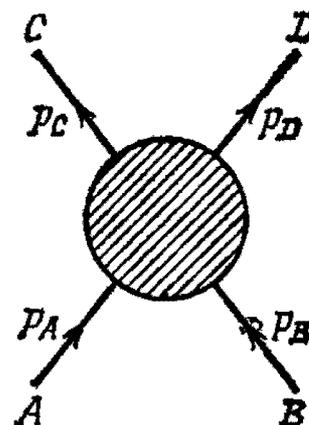


Рис. 4.5. Диаграмма процесса $A+B \rightarrow C+D$.

обмена векторными мезонами позволит правильно объяснить LS -силы в области II и сильное отталкивание в области III рис. 4.1. Из этих и других подобных соображений исходили авторы предложенной в 1961 г. модели обмена одним адроном [5], которая базировалась на следующих предположениях относительно природы адронных процессов.

1. Со всеми адронами независимо от того, являются ли они резонансами или стабильны, можно обращаться как с частицами.

2. При малых передачах импульса структура адронов роли не играет.

3. Для описания адронных процессов достаточно рассмотреть первую исчезающую диаграмму Фейнмана, а диаграммы высших порядков можно не учитывать.

На основе этих допущений сначала проанализировали ядерные силы. Поскольку они возникают в результате обмена мезонами (частицами Бозе), в применении к проблеме ядерных сил вместо модели обмена одним адроном говорили о модели обмена одним бозоном. Прежде чем переходить к подробной характеристике модели обмена одним адроном, остановимся на кинематике адронных процессов.

Рассмотрим произвольный адронный процесс

$$A + B \rightarrow C + D \quad (4.2.1)$$

(рис. 4.5). Имеем

$$-p_i^2 \equiv E_i^2 - \mathbf{p}_i^2 = m_i^2, \quad i = A, B, C, D, \quad (4.2.2)$$

где p_i , m_i — 4-импульсы и массы соответствующих адронов. Для описания процессов вида (4.2.1) вместо энергий и углов

рассеяния удобно пользоваться следующими релятивистски инвариантными скалярными величинами:

$$\begin{aligned} s &= -(p_A + p_B)^2 = -(p_C + p_D)^2, \\ t &= -(p_C - p_A)^2 = -(p_D - p_B)^2, \\ u &= -(p_D - p_A)^2 = -(p_C - p_B)^2, \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

при записи выражений для которых использован закон сохранения энергии-импульса

$$p_A + p_B = p_C + p_D. \quad (4.2.4)$$

Легко видеть, что переменные s , t , u связаны соотношением

$$s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2. \quad (4.2.5)$$

Обозначая \mathbf{p} и \mathbf{p}' импульсы в СЦМ для начального ($A+B$) и конечного ($C+D$) состояний, получаем

$$\mathbf{p}^2 = \lambda(s, m_A^2, m_B^2)/4s, \quad (4.2.6)$$

$$\mathbf{p}'^2 = \lambda(s, m_C^2, m_D^2)/4s, \quad (4.2.7)$$

где

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx. \quad (4.2.8)$$

Угол рассеяния θ определяется из соотношения

$$4\mathbf{p}\mathbf{p}' = 4|\mathbf{p}||\mathbf{p}'|\cos\theta = t - u + (m_A^2 - m_C^2)(m_B^2 - m_D^2)/s. \quad (4.2.9)$$

Поскольку в физической области величина s имеет смысл квадрата полной энергии в СЦМ ($p_A = -p_B = \mathbf{p}$ и $p_C = -p_D = \mathbf{p}'$), должны удовлетворяться неравенства

$$s \geq (m_A + m_B)^2 \quad \text{и} \quad s \geq (m_C + m_D)^2. \quad (4.2.10)$$

Кроме того, в физической области справедливо соотношение

$$-1 \leq \frac{s(t-u) + (m_A^2 - m_C^2)(m_B^2 - m_D^2)}{\sqrt{\lambda(s, m_A^2, m_B^2)\lambda(s, m_C^2, m_D^2)}} \leq 1, \quad (4.2.11)$$

означающее, что в формуле (4.2.9) $|\cos\theta| \leq 1$. Величинами t и u определяются квадраты переданного 4-импульса. Если при упругом рассеянии $A=C$, $B=D$ или $A=D$, $B=C$, то соответственно $-t$ или $-u$ равны в СЦМ квадрату переданного 3-импульса.

В квантовой теории поля с помощью теории возмущений доказывается существование *перекрестной симметрии*, означающей, что между амплитудой $T_{AB \rightarrow CD}(p_A, p_B; p_C, p_D)$ процесса (4.2.1) и амплитудами $T_{A\bar{D} \rightarrow C\bar{B}}(p_A, p_{\bar{D}}; p_C, p_{\bar{B}})$ и

$T_{A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D}(p_A, p_{\bar{C}}, p_{\bar{B}}, p_D)$ перекрестных процессов

$$A + \bar{D} \rightarrow C + \bar{B}, \quad (4.2.12)$$

$$A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D \quad (4.2.13)$$

имеют место перекрестные соотношения

$$T_{A\bar{D} \rightarrow C\bar{B}}(p_A, -p_D; p_C, -p_B) = T_{AB \rightarrow GD}(p_A, p_B; p_C, p_D), \quad (4.2.14)$$

$$T_{A\bar{C} \rightarrow \bar{B}D}(p_A, -p_C; -p_B, p_D) = T_{AB \rightarrow CD}(p_A, p_B; p_C, p_D). \quad (4.2.15)$$

При помощи диаграммы рис. 4.5 понятие перекрестного процесса объясняется следующим образом: вылетающую частицу D (C) с 4-импульсом p_D (p_C) надо заменить налетающей античастицей \bar{D} (\bar{C}) с 4-импульсом $-p_D$ ($-p_C$), а налетающую частицу B с 4-импульсом p_B — вылетающей античастицей \bar{B} с 4-импульсом $-p_B$, изменив соответственно направления стрелок на обратные. Иными словами, амплитуды рассеяния, соответствующие процессам (4.2.12) и (4.2.13), определяются при помощи замен

$$(p_A, p_B, p_C, p_D) \rightarrow (p_A, -p_D, p_C, -p_B) \quad (4.2.16)$$

и

$$(p_A, p_B, p_C, p_D) \rightarrow (p_A, -p_C, -p_B, p_D). \quad (4.2.17)$$

Разумеется, если p_B находится в физической области, то 4-вектором $-p_B$ определяется состояние с отрицательной энергией и обратно, если $-p_B$ принимает физическое значение, то 4-вектор p_B расположен в нефизической области.

В результате замены (4.2.16), равносильной замене

$$s \rightarrow u, \quad u \rightarrow s, \quad t \rightarrow t,$$

величина u приобретает смысл квадрата энергии в СЦМ для процесса (4.2.12), а величины t и s приобретают смысл квадратов переданных в этом процессе 4-импульсов. Точно так же после замены (4.2.17), эквивалентной замене

$$s \rightarrow t, \quad t \rightarrow s, \quad u \rightarrow u,$$

смысл квадрата энергии в СЦМ процесса (4.2.13) переходит к величине t . О процессах (4.2.1), (4.2.12) и (4.2.13), связанных между собой указанными перекрестными преобразованиями, говорят как о процессах в s -, u - и t -каналах.

Обратим внимание, что с геометрической точки зрения величины s , t , u равны длинам перпендикуляров, опущенных

из некоторой точки на стороны показанного на рис. 4.6 равно-
 стороннего треугольника. В s -канале на этом рисунке заштри-
 хована физическая область для процесса рассеяния $\pi^+ + P \rightarrow$
 $\rightarrow \pi^+ + \bar{P}$, определяемая соотношениями (4.2.10), (4.2.11). За-
 мена $s \leftrightarrow u$ соответствует переходу к процессу рассеяния $\pi^- + P \rightarrow$
 $\rightarrow \pi^- + \bar{P}$ в u -канале, физическая область которого, определя-
 емая условием $u > (m_P + m_\pi)^2$, заштрихована в левой части

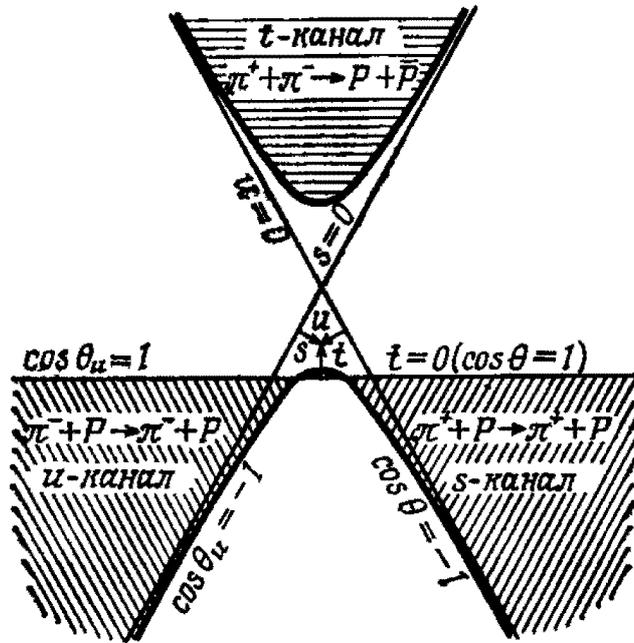


Рис. 4.6. Определение s -, t - и u -каналов в комплексной плоскости,

рисунка. Наконец, замена $s \leftrightarrow t$ означает, что вместо процесса $\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + \bar{P}$ рассматривается процесс $\pi^+ + \pi^- \rightarrow P + \bar{P}$, физическая область которого, определяемая условием $t \geq 4m_P^2$, заштрихована в верхней части рис. 4.6.

Возвратимся к модели обмена одним адроном. Поскольку внутренняя структура адронов не учитывается, амплитуда процесса (4.2.1) в одноадронном приближении определяется фейнмановскими пропагаторами, описывающими распространение одиночных адронов в соответствующих каналах. Учитывая диаграммы рис. 4.7, получаем

$$T_{AB \rightarrow CD}(s, t, u) = \sum_X \frac{c_X(s, t, u)}{s - m_X^2} + \sum_Y \frac{c_Y(t, u, s)}{t - m_Y^2} + \sum_Z \frac{c_Z(u, s, t)}{u - m_Z^2}, \quad (4.2.18)$$

где m_X — масса адрона X , распространяющегося в s -канале, $c_X(s, t, u)$ — множитель, зависящий от вида адронного взаимодействия в вершинах ABX , CDX , спина и унитарного спина адрона X ; обозначения в двух других слагаемых, описывающих распространение адронов Y и Z в t - и u -каналах, имеют анало-

гичный смысл. В случае рассеяния нуклонов на нуклонах барионное число s -канала $n_B=2$, и если адрона с $n_B=2$ не существует, то в амплитуде (4.2.18) остаются только второе и третье слагаемые, т. е. она определяется суммой амплитуд обмена мезонами в наименьшем неисчезающем порядке теории возмущений; заметим, что с помощью такого выражения невозможно удовлетворить условию унитарности матрицы рассеяния S , имеющее вид $S^\dagger S = SS^\dagger = 1$. В нерелятивистской теории ядерных сил можно либо заменить выражение (4.2.18) на потенциал,

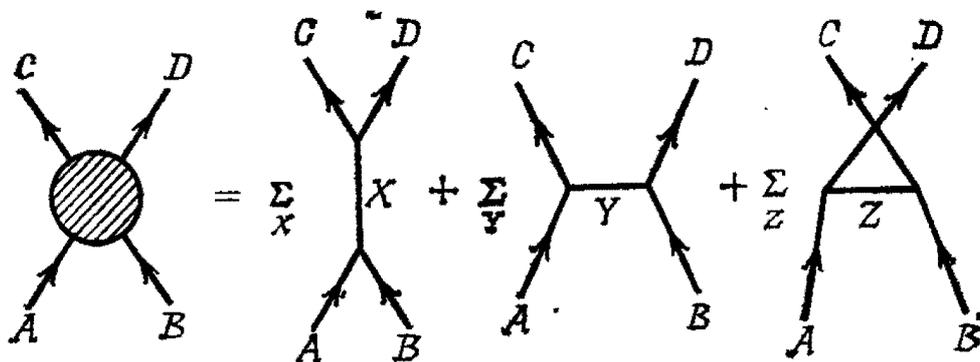


Рис. 4.7. Различные диаграммы в модели обмена одним адроном.

либо решать уравнение Шредингера непосредственно в импульсном представлении; тогда фазовые сдвиги определяются из условия унитарности S -матрицы. Если в s -канале распространяется нуклон или $3-3$ -резонанс (как, например, при πN -рассеянии), то парциальные амплитуды (4.2.18), отвечающие определенным значениям квантовых чисел (странности, изоспина, момента количества движения, четности и т. п.), очевидно, расходятся при $s=m_X^2$ и нарушается условие унитарности S -матрицы. Поэтому в модели обмена одним адроном принимают

$$S = \left(1 + \frac{i}{2} T\right) / \left(1 - \frac{i}{2} T\right). \quad (4.2.19)$$

Определенная таким образом матрица S унитарна (амплитуда T эрмитова), при малых $|T|$ переходит в выражение $S=1+iT$, а в окрестности точки $s=m_X^2$ ведет себя как резонансная амплитуда Брейта — Вигнера (2.3.2).

Анализ данных по рассеянию нуклонов на нуклонах и пионов на нуклонах при сравнительно низких энергиях показал, что для их объяснения в рамках модели обмена одним адроном надо допустить существование векторных мезонов с $I=0, 1$ и скалярного мезона с $I=0$, имеющих массы 500—700 МэВ. Нужные для объяснения векторные мезоны можно было отождествить с только что открытыми тогда мезонами ω и ρ , а существование скалярного мезона с $I=0$ и массой около 700 МэВ не было подтверждено экспериментально. Однако для согласования

рассматриваемой модели с экспериментальными данными не обязательно было требовать обмена строго резонансным состоянием, достаточно было предположить, что нуклоны обмениваются близким к резонансному состоянием системы из двух пионов с $I=0$, $J^P=0^+$, существования которого можно было ожидать, учитывая большую величину фазового сдвига S-волновой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния с $I=0$.

Применение модели обмена одним адроном к проблеме ядерных сил показало, что несколько адронов участвуют в обмене не независимо друг от друга, а в виде единого одноадронного состояния (вклад обмена системами адронов, не образующих одноадронных состояний, резко подавлен). Модель обмена одним адроном близко подошла к идее о составной природе адронов, но не дала прямых доказательств этой природы. Последующее экспериментальное исследование адронных процессов при высоких энергиях показало, что при любых доступных энергиях амплитуды обмена экзотическими системами, не могущими образовать одноадронные состояния, крайне малы; таким образом, обнаружилась глубокая связь вопросов, поставленных в теории обмена одним адроном, с проблемой составной структуры адронов.

Характерные для рассматриваемой модели методы расчета адронных процессов, сводящиеся к суммированию многочисленных амплитуд обмена отдельными адронами в разных каналах, стали неэффективными при высоких энергиях в области существования ясно выраженных резонансов. Ее пришлось заменить моделью адронных процессов, учитывающей внутреннюю взаимосвязь виртуальных адронов в разных каналах. В результате всестороннего анализа адронных процессов постепенно прояснились особенности механики фундаментальных составляющих адронов.

Для анализа структуры амплитуд рассеяния адронов при высоких энергиях очень эффективной оказалась модель полюсов Редже, к рассмотрению которой мы сейчас переходим.

§ 4.3. Модель полюсов Редже

В группе адронов, характеризуемых одним и тем же значением квантовых чисел внутренних степеней свободы — странности и изоспина, — полный момент количества движения частиц J изменяется прямо пропорционально квадратам их масс m^2 (см. рис. 4.10 и 4.11). Такая линейная зависимость указывает на то, что соответствующие адроны не являются независимыми образованиями, а построены по общему плану с помощью единой механики. Рассматриваемая в настоящем параграфе модель полюсов Редже впервые применена к анализу адронных про-

цессов Чу и др. в 1962 г. [6]. Выше уже отмечалось, что примерно в то же время указанные авторы предложили модель шнуровки, в которой принималось, что адроны, будучи элементарными частицами, принадлежат окончательному, фундаментальному уровню организации вещества и в этом смысле все построены друг из друга. Модель шнуровки не получила дальнейшего развития и была оставлена, а модель полюсов Редже оказалась очень полезной; она позволила конкретно выявить важные взаимосвязи адронов и имела большое значение для изучения их составной структуры. В результате исследования на основе модели полюсов Редже процессов при высоких энергиях были получены указания на существование обсуждавшихся выше в гл. 3 фундаментальных составляющих адронов.

4.3.1. Полюса Редже

Нерелятивистское уравнение Шредингера

$$\left[-\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{2mr^2} + V(r) \right] u_l(r) = E u_l(r) \quad (4.3.1)$$

обычно решают при целочисленных значениях момента количества движения l . Однако оказывается, что при исследовании аналитических свойств решения более ясные и обозримые результаты получаются, если допустить, что величина l может принимать произвольные комплексные значения. Так же как и в случае вещественных l , для однозначного определения решения $u_l(r)$ в начале координат надо поставить граничное условие

$$\lim_{r \rightarrow 0} r^{-l-1} u_l(r) = 1. \quad (4.3.2)$$

При $r \rightarrow \infty$ решение $u_l(r)$ ведет себя асимптотически как

$$u_l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2ik} [f^{\text{расх}}(l, k^2) e^{ikr} - f^{\text{сх}}(l, k^2) e^{-ikr}], \quad (4.3.3)$$

где $k^2 = 2mE$. Матрица рассеяния S определяется отношением амплитуд расходящейся и сходящейся волн

$$S(l, k^2) = e^{2i\delta(l, k^2)} = f^{\text{расх}}(l, k^2) / f^{\text{сх}}(l, k^2). \quad (4.3.4)$$

Величина (4.3.3) выражается через фазовый сдвиг $\delta(j, k^2)$ формулой

$$u_l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \text{const} \cdot \sin \left\{ kr - \frac{\pi}{2} l + \delta(l, k^2) \right\}. \quad (4.3.5)$$

Определим еще парциальную амплитуду

$$a(l, k^2) = \frac{1}{2ik} [S(l, k^2) - 1] = \frac{e^{i\delta(l, k^2)} \sin \delta(l, k^2)}{k}. \quad (4.3.6)$$

Поскольку выражения в (4.3.1) и (4.3.2) аналитичны по переменной l , решение $u_l(r)$ как функция l не имеет особенностей при $l \neq \infty$ и то же самое верно для $f^{cx}(l, k^2)$ и $f^{расx}(l, k^2)$. Следовательно, положение особых точек S -матрицы или парциальной амплитуды совпадает с положением нулей величины $f^{cx}(l, k^2)$.

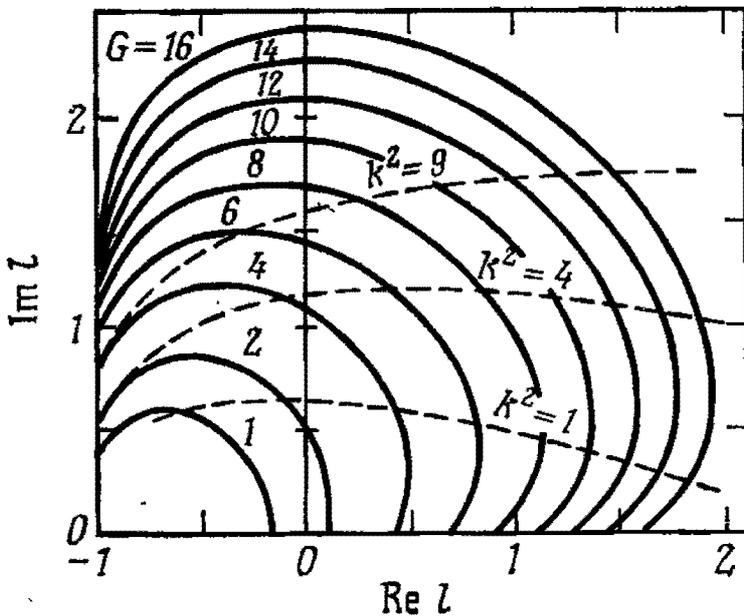


Рис. 4.8. Траектории самого правого полюса Редже для потенциала Юкавы при различных значениях G . На штриховых кривых k^2 выражено в единицах κ^2 .

Определенные таким образом полюса S -матрицы $S(l, k^2)$ как функции комплексного переменного l получили название *полюсов Редже* [7]. При изменении k^2 полюса Редже движутся в комплексной плоскости l ; описываемые ими траектории называют *траекториями Редже*:

$$l = \alpha(k^2). \quad (4.3.7)$$

На рис. 4.8 изображены траектории Редже для потенциала Юкавы $V(r) = -Ge^{-\kappa r}/r$. Траектории Редже, соответствующие разным потенциалам $V(r)$, ведут себя по-разному, но, как правило, при $k^2 < 0$ величина $\alpha(k^2)$ вещественна и с возрастанием k^2 смещается в положительном направлении вещественной оси l ; при $k^2 > 0$ у величины $\alpha(k^2)$ появляется положительная мнимая часть, траектория Редже сходится с вещественной оси l и, вращаясь в направлении против часовой стрелки при увеличении $k^2 > 0$, стремится при $k^2 \rightarrow \infty$ к значению на вещественной оси l , совпадающему с предельным значением $\alpha(k^2)$ при $k \rightarrow -\infty$.

Пусть при отрицательном k^2 (чисто мнимом k) величина $\alpha(k^2)$ принимает целые положительные значения (включая 0). Поскольку при значениях l , принадлежащих траектории Редже, сходящаяся волна отсутствует ($f^{cx}(l, k^2) = 0$), из формулы (4.3.3) ясно, что при $r \rightarrow \infty$ волновая функция экспоненциально убы-

вает:

$$-\frac{1}{2\sqrt{-k^2}} f^{\text{расх}}(l, k^2) e^{-V\sqrt{-k^2}r}, \quad (4.3.8)$$

т. е. удовлетворяет граничному условию для связанных состояний; таким образом, траектории Редже содержат значения l , соответствующие связанным состояниям. Рассмотрим теперь случай, когда при положительном k^2 вещественная часть величины $\alpha(k^2)$ равна 0 или целому положительному числу l_R , а мнимая часть $\alpha(k^2)$ мала. В силу принципа аналитического продолжения существует такое комплексное значение $k^2 = k_R^2$, при котором $\alpha(k_R^2) = l_R$. Полагая по определению

$$\frac{k_R^2}{2m} = E_R - i\Gamma \quad (E_R > 0, \Gamma > 0), \quad (4.3.9)$$

находим

$$f^{\text{сх}}(l_R, k^2) \approx f^{\text{сх}}(l_R, k_R^2) + \frac{\partial f^{\text{сх}}}{\partial k^2}(k^2 - k_R^2) = \frac{\partial f^{\text{сх}}}{\partial E}(E - E_R + i\Gamma). \quad (4.3.10)$$

При комплексном сопряжении выражения (4.3.3) сходящаяся и расходящаяся волны меняются местами. Производя аналитическое продолжение, находим

$$f^{\text{расх}}(l_R, k^2) = [f^{\text{сх}}(l_R, k^{2*})]^* = \left(\frac{\partial f^{\text{сх}}}{\partial E}\right)^*(E - E_R - i\Gamma). \quad (4.3.11)$$

Таким образом, для S -матрицы и фазового сдвига получаем выражения

$$S(l, k^2) \approx e^{2i\Phi_l} \frac{E - E_R - i\Gamma}{E - E_R + i\Gamma}, \quad (4.3.12)$$

$$\delta_l = \text{arc tg} \left(\frac{\Gamma}{E - E_R} \right) + \Phi_l, \quad (4.3.13)$$

в которых можно считать, что величина $\Phi_l = -\text{Arg}(\partial f^{\text{сх}}/\partial E)$ слабо зависит от энергии. Очевидно, что формула (4.3.13) описывает резонанс при $E = E_R$. Следовательно, в плоскости комплексного переменного l траектории Редже проходят через точки, отвечающие как связанным состояниям, так и резонансам.

Чтобы описать на языке потенциала обменное взаимодействие (переставляющее квантовые числа рассеиваемых частиц), надо, как показано на рис. 4.9, поменять местами частицы в конечном состоянии. При этом в СЦМ процесса $A + B \rightarrow A + B$ рассеяние вперед и рассеяние назад на обычном ($V^{(0)}(r)$) и обменном ($V^{(X)}(r)$) потенциалах меняются ролями. Запишем разложения по парциальным волнам амплитуды рассеяния $f^{(0)}(s, \cos\theta)$, отвечающей случаю рис. 4.9, а,

$$f^{(0)}(s, \cos\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) a_l^{(0)}(k^2) P_l(\cos\theta) \quad (4.3.14)$$

и амплитуды рассеяния на обменном потенциале (случай рис. 4.9, б)

$$f^{(X)}(s, \cos \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) a_l^{(X)}(k^2) P_l(\cos(\pi - \theta)) = \\ = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) (-1)^l a_l^{(X)}(k^2) P_l(\cos \theta). \quad (4.3.15)$$

Если потенциалы $V^{(0)}(r)$ и $V^{(X)}(r)$ действуют совместно, то в

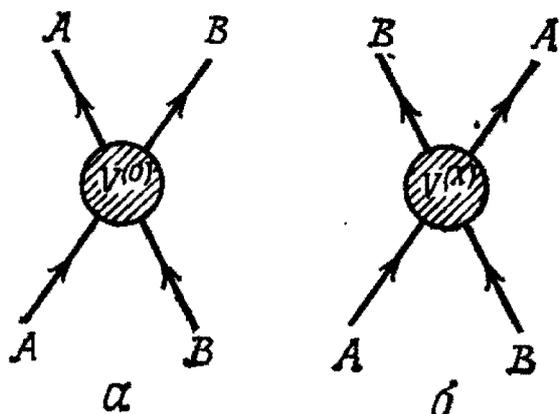


Рис. 4.9. Диаграммы обычного потенциала (а) и потенциала обменных сил (б).

борновском приближении парциальная амплитуда

$$a_l(k^2) = a_l^{(0)}(k^2) + (-1)^l a_l^{(X)}(k^2), \quad (4.3.16)$$

откуда видно, что вклад обменных сил зависит от четности l . Следовательно, при наличии обменного взаимодействия существуют две разные траектории Редже, отвечающие разным значениям четности.

4.3.2. Адроны и полюса Редже

Чу и Фраучи постулировали, что понятие траектории Редже, взятое из нерелятивистской квантовой механики, применимо к амплитудам рассеяния в адронных процессах. Исходя из такого предположения, они проанализировали зависимость момента количества движения J от квадрата массы s для групп адронов, имеющих одинаковые значения странности, изоспина, четности и т. п.; оказалось, что J прямо пропорционально s . Примеры зависимости J от s для адронов с самыми разными наборами квантовых чисел приведены на рис. 4.10 и 4.11, из которых видно, что вещественную часть траектории Редже, связывающей точки, отвечающие разным адронам, можно описать прямой линией

$$\text{Re } \alpha_l(s) = \alpha_l(0) + \alpha'_l s. \quad (4.3.17)$$

Значения $\alpha_l(0)$ (при $s=0$) зависят от набора квантовых чисел, но наклоны α'_l практически одинаковы у всех траекторий и составляют около 1 ГэВ^{-2} .

На рис. 4.10 показаны траектории Редже, проходящие через точки, соответствующие векторным мезонам ($J^P=1^-, 3^-, \dots$), называемые векторными траекториями, и траектории Редже, проходящие через точки, отвечающие тензорным мезонам ($J^P=2^+, 4^+, \dots$), получившие название тензорных траекторий. Попадающие на эти траектории мезоны принадлежат последовательности систем кварков и антикварков ${}^3L_{J=L+1}$, указанной в табл. 3.6 предыдущей главы. Оказывается, что массовые соотношения в нонете (3.1.59) не что иное, как траектории Редже. Выражая s в единицах ГэВ^2 , эти соотношения можно записать

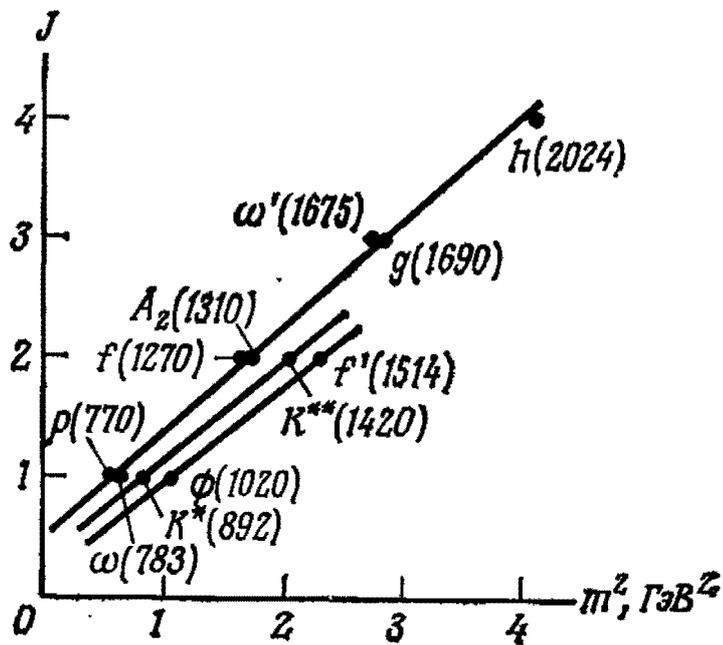


Рис. 4.10. Мезонные траектории Редже.

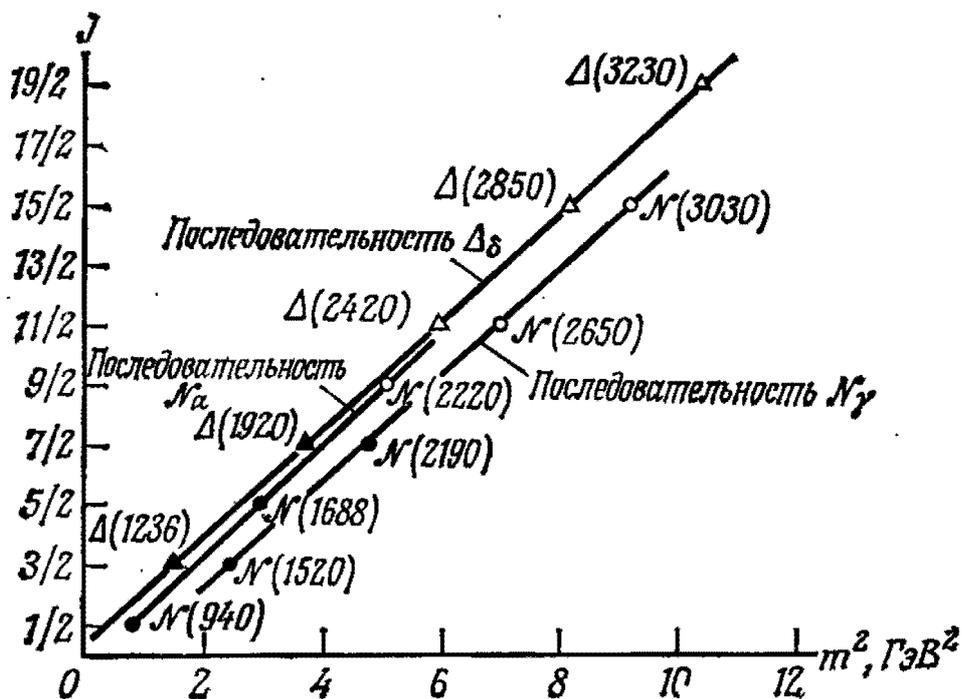


Рис. 4.11. N - и Δ -траектории Редже (светлыми кружками и треугольниками показаны частицы, значения спинов которых нуждаются в подтверждении).

В виде

$$\alpha_{\omega}(s) \approx \alpha_f(s) \approx \alpha_{\rho}(s) \approx \alpha_{A_2}(s) \approx 0,5 + 0,9s, \quad (4.3.18a)$$

$$\alpha_{K^*}(s) \approx \alpha_{K^{**}}(s) \approx 0,25 + 0,85s, \quad (4.3.18б)$$

$$\alpha_{\phi}(s) \approx \alpha_{f'}(s) \approx 0,8s. \quad (4.3.18в)$$

Векторные и тензорные траектории, отличающиеся четностью, практически налагаются друг на друга, что указывает на слабость обменного взаимодействия, ответственного за формирование этих траекторий. О подобном совпадении траекторий Редже, отличающихся значениями четности, говорят как о *обменном вырождении*. Нарушение $U(3)$ -симметрии проявляется в различии констант $\alpha_i(0)$ и наклонов α'_i траекторий Редже, однако в нонете мезонов сохраняется обменное вырождение по изотопической четности, проявляющееся в наложении четырех прямых линий — траекторий $\alpha_{\omega}(s)$ и $\alpha_f(s)$, относящихся к мезонам ω и f с $I=0$ и траекторий $\alpha_{\rho}(s)$ и $\alpha_{A_2}(s)$, относящихся к мезонам ρ и A_2 с $I=1$. В случае мезонов, составленных из странного кварка λ и его антикварка $\bar{\lambda}$, константы траекторий Редже $\alpha_i(0)$ малы (малы разности квадратов масс δm_{λ}^2), а наклоны α'_i тоже меньше, чем наклоны траекторий $\alpha_{\rho}(s)$ и $\alpha_{\omega}(s)$. Это означает, что радиус действия сил в системах, составленных из странных кварков, меньше, чем в системах из p - и n -кварков.

Таблица 4.1

Последовательности барионных состояний

Последовательность	Спин-четность (J^P)	N, UN	sL_J (s: размерность спинового мультиплетта, L (J): орбитальный (полный) момент количества движения)
α	$1/2^+, 5/2^+, \dots$	N	${}^2L_{J=L+\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L+\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L-\frac{3}{2}}$ (L: четное)
β	$1/2^-, 5/2^-, \dots$	UN	${}^2L_{J=L-\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L-\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L+\frac{3}{2}}$ (L: нечетное)
γ	$3/2^-, 7/2^-, \dots$	N	${}^2L_{J=L+\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L+\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L-\frac{3}{2}}$ (L: нечетное)
δ	$3/2^+, 7/2^+, \dots$	UN	${}^2L_{J=L-\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L-\frac{1}{2}}, {}^4L_{J=L+\frac{3}{2}}$ (L: четное)

В гл. 6 мы увидим, что в случае систем очарованных кварков такая тенденция проявляется еще отчетливее.

Надо заметить, что по сравнению с векторными и тензорными траекториями (получившими название *ведущих траекторий*) траектории Редже мезонов в состояниях ${}^3L_{J=L-1}$ (см. табл. 3.6) и в состояниях ${}^3L_{J=L}$, ${}^1L_{J=L}$ (характеризуемых *ненатуральной четностью* $P = (-1)^{J+1}$) известны гораздо хуже.

Траектории Редже барионов с нулевой странностью показаны на рис. 4.11. В соответствии с табл. 4.1 имеются четыре последовательности барионных состояний. Говорят, что барионы (напомним, что их спин полуцелый) характеризуются натуральной четностью (N), если четность бариона P имеет сигнатуру $\tau \equiv (-1)^{J-1/2}$, и ненатуральной четностью (UN), если $P = -\tau$. Как известно, барионы состояются из трех кварков. В крайнем справа столбце табл. 4.1 указаны образованные из этих кварков спиновые дублеты, тетраплеты и состояния с орбитальным моментом количества движения L , принадлежащие соответствующей последовательности ¹⁾.

Траектории Редже барионов — тоже прямые линии, имеющие наклон, практически совпадающий с наклоном траекторий Редже мезонов (рис. 4.11). Это обстоятельство ясно указывает на то, что как мезоны, так и барионы построены из фундаментальных составляющих на основе одной и той же механики. В случае барионов тоже наблюдается тенденция к обменному вырождению траекторий; она имеет глубокую связь с обсуждаемым ниже понятием дуальности. В результате настойчивых исследований постепенно выявилась взаимосвязь рассмотренной в предыдущей главе нерелятивистской теории $SU(6)$ -симметрии с релятивистской трактовкой траекторий Редже. Особенно надо подчеркнуть тот факт, что во всех случаях, когда допустимое теорией реджевских траекторий состояние нельзя было построить из трех кварков на основе $SU(6)$ -теории, такое состояние (будь то частица или резонанс) не удавалось обнаружить также и экспериментально. Это обстоятельство укрепляло уверенность в существовании фундаментальных составляющих — кварков со спином $1/2$.

4.3.3. Особенности адронных процессов при высоких энергиях

Дадим на основе экспериментальных данных краткий обзор основных характеристик адронных процессов при высоких энергиях (≥ 1 ГэВ).

1. Полные сечения. Если квантовые числа в s -канале не экзотические, то по мере роста энергии полное сечение рассеяний

¹⁾ Четность бариона указана относительно четности нуклона. Четность системы трех тел не всегда определяется полным орбитальным моментом количества движения L .

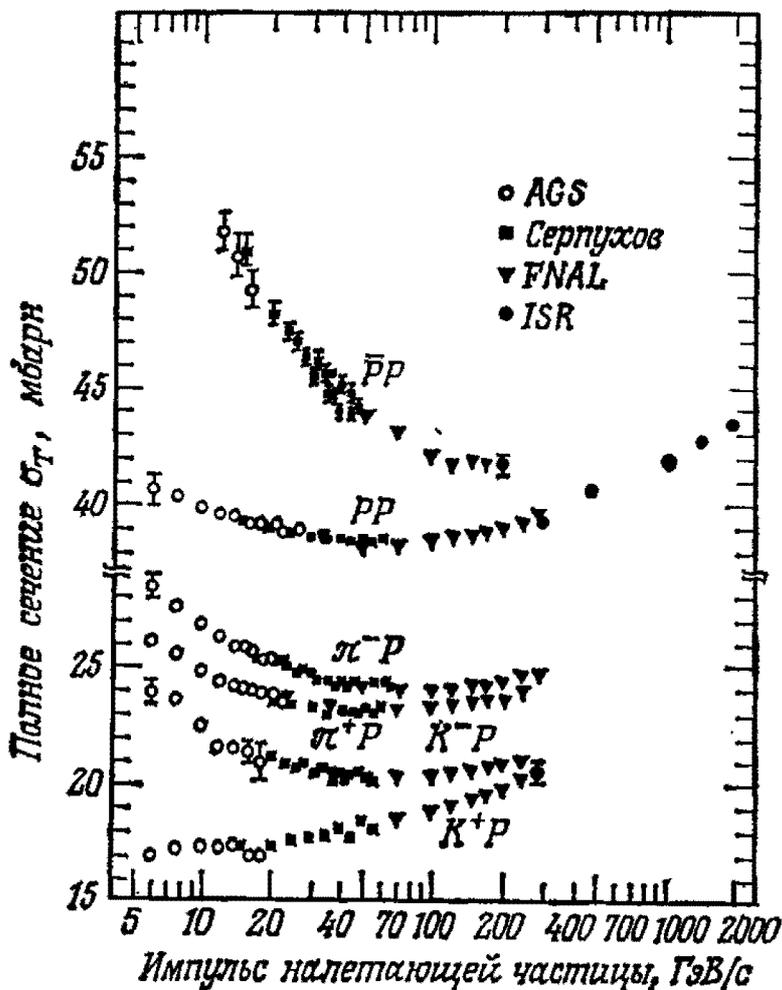


Рис. 4.12. Полные сечения столкновений при высоких энергиях.

обнаруживает ряд характерных резонансных пиков (иллюстрацию для πN -рассеяния см. на рис. 2.2), а при еще больших энергиях вклад резонансов ослабевает и сечение начинает вести себя монотонно. В экзотических случаях (такие состояния встречаются, например, при рассеянии нуклонов и каонов на нуклонах) полное сечение резко возрастает в области начала неупругих процессов, а при дальнейшем увеличении энергии возвращается к монотонному поведению. Зависимости полных сечений различных адронных процессов от энергии приведены на рис. 4.12.

Исходя из перекрестной симметрии и полагая, что амплитуды рассеяния имеют определенные аналитические свойства, в квантовой теории поля можно доказать теорему Померанчука [8], согласно которой в пределе при $s \rightarrow \infty$ полное сечение столкновения $\sigma_T(AB)$ частиц A и B равно полному сечению $\sigma_T(\bar{A}B)$ столкновения античастицы \bar{A} с частицей B :

$$\Delta(AB) = \sigma_T(\bar{A}B) - \sigma_T(AB) \rightarrow 0 \quad \text{при } s \rightarrow \infty. \quad (4.3.19)$$

Теорема Померанчука подтверждается данными для адрон-адронных столкновений, приведенными на рис. 4.12, обработка которых показывает, что при возрастании s разность полных

сечений $\Delta(AB)$ уменьшается:

$$\Delta(AB) \sim s^{-n}, \quad n \approx 0,5. \quad (4.3.20)$$

Обсуждался также вопрос о том, не приближаются ли полные сечения асимптотически (при $s \rightarrow \infty$) к постоянным значениям, но экспериментальные исследования столкновений частиц на вступивших в строй в 1970-х гг. огромных ускорителях, позволяющих ускорить налетающие частицы до энергий свыше 200 ГэВ, и опыты со встречными пучками показали, что с ростом s полные сечения увеличиваются по закону $\ln s$ или $(\ln s)^2$. Между полными сечениями столкновений различных адронов существуют соотношения, которые можно объяснить, предполагая, что адроны составлены из кварков (мезоны по правилу $M = \bar{q}q$, а барионы по правилу $B = qqq$); этот вопрос мы подробнее обсудим ниже.

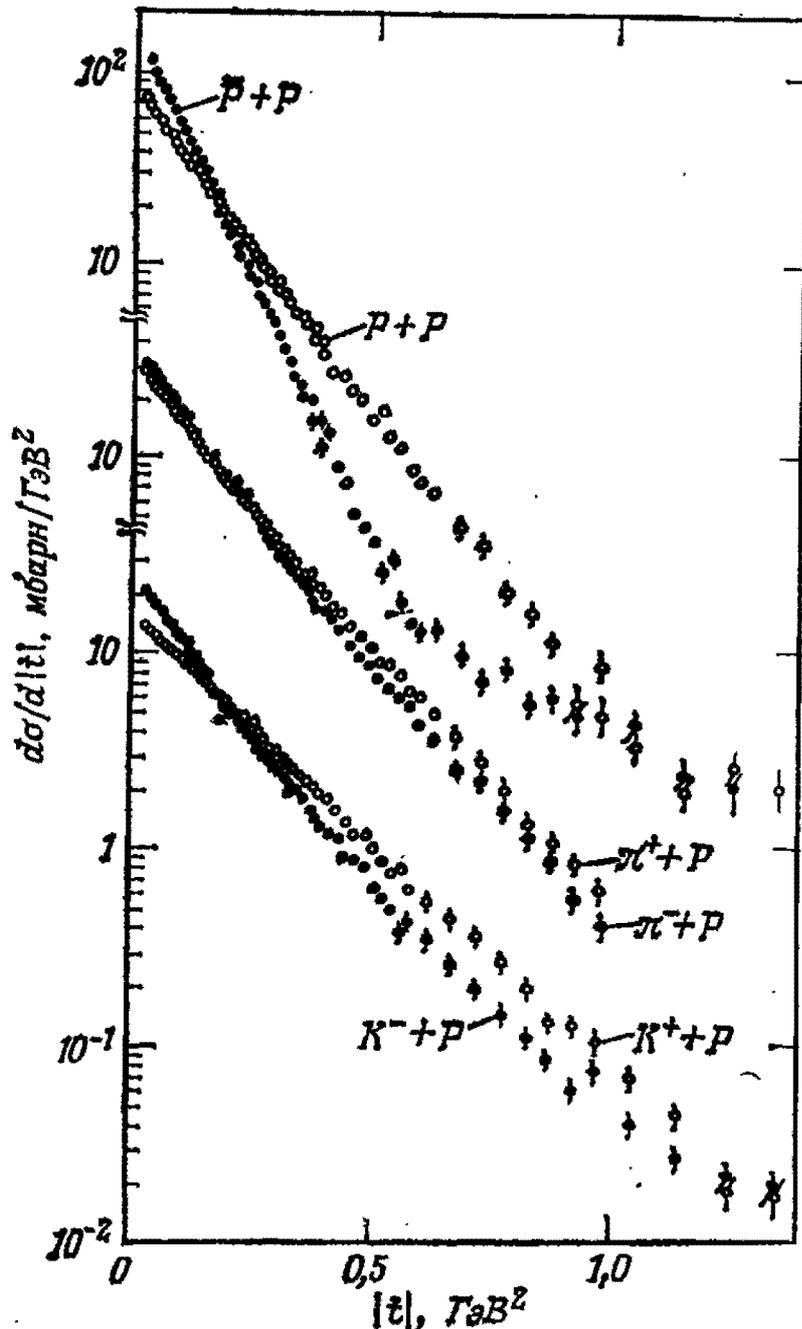


Рис. 4.13. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $d\sigma/d|t|$ для адрон-адронных столкновений. Во всех случаях импульс налетающей частицы равен 10,4 ГэВ/с.

2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния. Приведенные на рис. 4.13 данные показывают, что дифференциальные сечения рассеяния адронов имеют резкий максимум при $t=0$ (рассеяние вперед); зависимость дифференциального сечения от квадрата переданного 4-импульса t аппроксимируется формулой

$$d\sigma/d|t| \approx Ae^{Bt}. \quad (4.3.21)$$

В столкновениях адронов при высоких энергиях основную роль играет неупругое рассеяние, а упругое рассеяние вперед почти полностью сводится к сопровождающему неупругие процессы дифракционному рассеянию. По наклону B графика зависимости $\ln(d\sigma/d|t|)$ от t можно оценить размер R области поглощения за счет неупругих процессов:

$$R \approx 2\sqrt{B} = \begin{cases} 2 \cdot \sqrt{10} \Gamma \text{эВ}^{-1} \approx 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ см} (\mathcal{N}\mathcal{N}\text{-рассеяние}), \\ 2 \cdot \sqrt{6} \Gamma \text{эВ}^{-1} \approx 1,0 \cdot 10^{-13} \text{ см} (\pi\mathcal{N}\text{-рассеяние}). \end{cases} \quad (4.3.22)$$

Если система сталкивающихся адронов $A+B$ находится в экзотическом состоянии, то при увеличении s наклон B возрастает пропорционально $\ln s$ или $(\ln s)^2$; об этом явлении говорят как о *сужении пика* дифференциального сечения рассеяния.

3. Энергетические зависимости сечений адронных процессов.

Если упругое рассеяние в основном является дифракционным, то мнимая часть амплитуды рассеяния гораздо больше ее вещественной части. Отсюда следует, что дифференциальное сечение упругого рассеяния вперед ($t=0$)

$$\begin{aligned} (d\sigma/d|t|)_{t=0} &= \mathcal{N} |F_{AB \rightarrow AB}(s, t=0)|^2 / p^2 s \tau \\ &\approx 4\pi |\text{Im} F_{AB \rightarrow AB}(s, t=0)|^2 / s^2, \end{aligned}$$

согласно оптической теореме

$$\text{Im} F_{AB \rightarrow AB}(s, t=0) = \frac{\sqrt{s} |p|}{4\pi} \sigma_T(AB) \approx \frac{s}{8\pi} \sigma_T(AB) \quad (4.3.23)$$

(выражающей условие сохранения вероятности), зависит от s по тому же закону, что и полное сечение¹⁾. Иначе ведут себя дифференциальные сечения неупругих двухчастичных реакций, при которых сталкивающиеся частицы обмениваются различными квантовыми числами. Сведения о зависимости от s дифференциальных сечений таких реакций при малых переданных импульсах (в области близких к нулю значений $|t|$ или $|u|$) приведены в табл. 4.2; из нее видно, что форма зависимости от s определяется теми квантовыми числами, обмен которыми произошел в t - или u -каналах (правило Моррисона [9]).

¹⁾ Величина $F_{AB \rightarrow CD}(s, t) = \sqrt{s} f(s, \cos \theta)$ является релятивистски инвариантной амплитудой рассеяния,

Таблица 4.2

Зависимости от s дифференциальных сечений $d\sigma/d|t|$ ($|t| \approx 0$) или $d\sigma/d|u|$ ($|u| \approx 0$)

Примеры реакций	Системы, обмен которыми происходит при реакциях	n_t или n_u	Эмпирические формулы
Упругое (дифракционное) рассеяние $P + P \rightarrow P + P$ $\pi^+ + P \rightarrow \pi^+ + P$ и т. п. $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$ $K^- + P \rightarrow \bar{K}^0 + N$ $\pi^- + P \rightarrow K^0 + \Lambda$ $\pi^+ + P \rightarrow P + \pi^+$ (рассеяние назад) $\pi^- + P \rightarrow K^+ + \Sigma^-$ $K^- + P \rightarrow P + K^-$ (рассеяние назад) $\bar{P} + P \rightarrow P + \bar{P}$ (рассеяние назад)	вакуумный полюс (померон) $(q\bar{q})$ мезонный полюс Редже (qqq) барионный полюс Редже $(qq\bar{q}\bar{q})$ экзотическое состояние $(qqqq\bar{q})$ экзотическое состояние $(qqqqqq)$ экзотическое состояние	0 $n_t = 2$ $n_u = 3$ $n_t = 4$ $n_u = 5$ $n_u = 6$	s^0 s^{-4} $s^{-2} \sim s^{-3}$ $s^{-6} \sim s^{-8}$ $s^{-8} \sim s^{-10}$ $s^{-10} \sim s^{-11}$

Символы n_t или n_u обозначают соответственно сумму числа кварков и числа антикварков в t - или u -каналах (см. разд. 4.5.4).

4.3.4. Обмен полюсами Редже

Дать феноменологическое объяснение указанным особенностям рассеяния при высоких энергиях и выяснить структуру амплитуды рассеяния удалось при помощи модели полюсов Редже, основанной на допущении, что в t - или u -каналах происходит обмен полюсами Редже. Здесь мы рассмотрим сначала нерелятивистскую теорию полюсов Редже, а вопрос о том, как

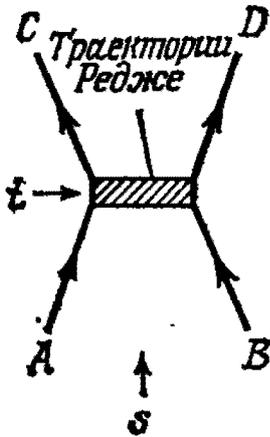
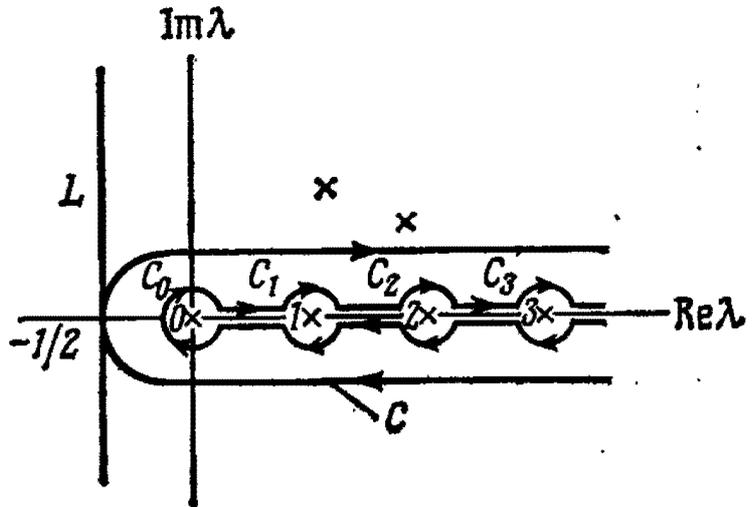


Рис. 4.14. Обмен полюсом Редже.

Рис. 4.15. Пути интегрирования в плоскости комплексного переменного λ .

применить ее к рассеянию релятивистских адронов при высоких энергиях, обсудим ниже.

Очевидно, что если адронные реакции при высоких энергиях трактовать как процессы обмена адронами, то реально нужно учитывать обмен многими адронами; следовательно, так же как и в модели обмена одним адроном, надо не просто вычислять амплитуды обмена отдельными адронами, а, что важнее, научиться учитывать корреляции между участвующими в обмене адронами и корреляции их вкладов в полную амплитуду рассеяния. Поскольку реджевская траектория устанавливает связь между моментами количества движения и массами адронов, имеющих одинаковые квантовые числа, возникает вопрос, нельзя ли определять амплитуды рассеяния из условия, что в адронных процессах при высоких энергиях происходит обмен целыми траекториями Редже? Попробуем таким образом определить амплитуду рассеяния адронного процесса $A+B \rightarrow C+D$, показанного на рис. 4.14. Рассмотрим сначала амплитуду процесса $A+\bar{C} \rightarrow \bar{B}+D$ в t -канале и разложим ее при положительных значениях квадрата энергии t в ряд по парциальным волнам:

$$f(t, \cos \theta_t) = \frac{1}{2ik_t} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l(\cos \theta_t). \quad (4.3.24)$$

Здесь k_t и θ_t — значения импульса и угла рассеяния в СЦМ процесса $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$. Чтобы выразить парциальные амплитуды через траектории Редже, рассмотрим показанную на рис. 4.15 плоскость комплексного переменного λ и представим отдельные члены ряда (4.3.24) в виде интегралов по замкнутым контурам — окружностям с центрами в точках $\lambda=l$ ($l=0, 1, 2, \dots$):

$$(2l+1)a_l(t)P_l(\cos \theta_t) = -\frac{1}{2\pi i} \oint_{C_l} (2\lambda+1) \frac{a(\lambda, t)}{\lambda-l} P_\lambda(\cos \theta_t) d\lambda. \quad (4.3.25)$$

Функция $P_\lambda(z)$ является аналитическим продолжением полиномов Лежандра на комплексные значения индекса λ . Сумма

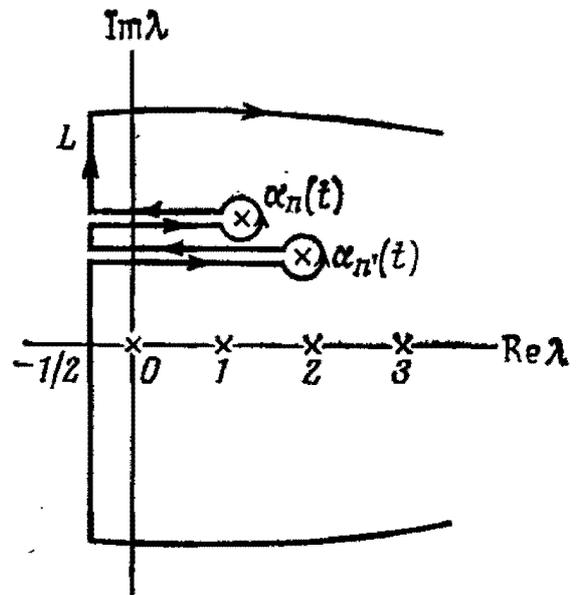


Рис. 4.16. Путь интегрирования в плоскости комплексного переменного λ .

ряда (4.3.24) выражается интегралом, получающимся из интеграла (4.3.25) формальной заменой $1/(\lambda-l)$ на $(-1)^\lambda/\sin \pi\lambda$:

$$f(t, \cos \theta_t) = \frac{1}{4k_t} \oint_C (2\lambda+1) \frac{a(\lambda, t)}{\sin \pi\lambda} P_\lambda(-\cos \theta_t) d\lambda \quad (4.3.26)$$

(контур интегрирования C охватывает положительную полуось вещественной оси комплексного переменного λ , см. рис. 4.15). Если, как показано на рис. 4.16, сдвинуть контур C к прямой $\text{Re } \lambda = -1/2$, то благодаря множителю $1/\sin \pi\lambda$ интегралы по бесконечно удаленным ветвям контура ($|\lambda| \rightarrow \infty$) обратятся в нуль и интеграл (4.3.26) сведется к интегралу по указанной прямой и сумме интегралов по замкнутым окружностям, охватывающим полюса Редже $\alpha_n(t)$ ($n=1, 2, \dots$) амплитуды рассеяния $a(\lambda, t)$. Обозначая через $\beta_n(t)$ вычеты в полюсах Редже, получаем из формулы (4.3.26)

$$f(t, \cos \theta_t) = -\frac{\pi}{2ik_t} \sum_n \frac{(2\alpha_n(t)+1)}{\sin \pi\alpha_n(t)} \beta_n(t) P_{\alpha_n(t)}(-\cos \theta_t) + \frac{1}{4k_t} \int_L (2\lambda+1) \frac{a(\lambda, t)}{\sin \pi\lambda} P_\lambda(-\cos \theta_t) d\lambda. \quad (4.3.27)$$

По условию вывода выражение (4.3.27) справедливо в t -канале ($t > 0$), но его можно аналитически продолжить в s -канал (на значения $t < 0$, см. рис. 4.6). В s -канале уже не будет удовлетворяться неравенство (4.2.11) для $z = \cos \theta_t$ и при значениях s , достаточно больших по сравнению с массами рассматриваемых адронов (когда $|t| \sim 0$), т. е. в случае, когда при высоких энергиях в реакции $A + B \rightarrow C + D$ происходит в основном рассеяние вперед, имеет место предельное соотношение

$$z = \cos \theta_t \xrightarrow[\substack{s \text{ велико} \\ |t| \sim 0}]{s/s_0} s/s_0. \quad (4.3.28)$$

Если пренебречь $|t|$, то параметр s_0 в соотношении (4.3.28) определяется массами адронов. Из асимптотической формулы для функций Лежандра

$$P_\lambda(z) \xrightarrow{|z| \rightarrow \infty} \frac{2^\lambda}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\lambda + 1/2)}{\Gamma(\lambda + 1)} z^\lambda, \quad \operatorname{Re} \lambda > -\frac{1}{2}, \quad (4.3.29)$$

($\Gamma(x)$ — гамма-функция) видно, что интеграл по прямолинейному пути интегрирования L (рис. 4.16) пропорционален $z^{-1/2}$ и им можно пренебречь; поэтому, подставляя в (4.3.27) выражения (4.3.28) и (4.3.29), получаем

$$F(s, t) = \sqrt{s} f(t, z) \approx \sum_n \frac{\gamma_n(t)}{\sin \pi \alpha_n(t)} e^{i\pi \alpha_n(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(t)}; \quad (4.3.30)$$

здесь $\gamma_n(t)$ — произведение, составленное из $\beta_n(t)$ и других зависящих от t сомножителей, входящих в формулы (4.3.27) и (4.3.29). Поскольку $t < 0$, величины $\alpha_n(t)$ и $\gamma_n(t)$ вещественны. Соответствующее выражение для случая обменных сил получается, если в соответствии с формулой (4.3.15) заменить $\cos \theta_t$ на $-\cos \theta_t$:

$$F^{(X)}(s, t) = \sqrt{s} f^{(X)}(t, z) \approx \sum_n \frac{\gamma_n(t)}{\sin \pi \alpha_n(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(t)}. \quad (4.3.31)$$

При наличии обменного взаимодействия четным и нечетным значениям момента количества движения отвечают разные траектории Редже; в частности, если на траекториях Редже полюса расположены в целочисленных точках (величины $\alpha_n(t)$ принимают четные или нечетные целочисленные значения), то, согласно (4.3.30) и (4.3.31), соответствующие таким траекториям амплитуды рассеяния определяются формулой

$$F\tau_n(s, t) = \frac{1 + \tau_n e^{i\pi \alpha_n(t)}}{\sin \pi \alpha_n(t)} \gamma_n(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(t)}. \quad (4.3.32)$$

Величину $(1 + \tau_n e^{i\pi \alpha_n(t)})/\sin \pi \alpha_n(t)$ называют сигнатурным множителем; когда сигнатура τ_n траектории Редже $\alpha_n(t)$ равна 1,

полюса расположены в четных точках, а когда $\tau_n = -1$, — в нечетных точках.

Перейдем теперь к рассмотрению характеристик адронных процессов при высоких энергиях, пользуясь амплитудой обмена полюсами Редже (4.3.32). Сначала обсудим упругое рассеяние вперед. Если оно в основном имеет дифракционную природу, то как $\sigma_T(AB)$, так и $[d\sigma(AB \rightarrow AB)/d|t|]_{t=0}$ практически не зависят от s (мы отвлекаемся от слабой логарифмической зависимости вида $\ln s$), откуда с учетом оптической теоремы (4.3.23) следует, что при достаточно больших s в амплитуде рассеяния $F_{AB \rightarrow AB}(s, t)$ ведущим является член, прямо пропорциональный s . Сопоставляя амплитуде дифракционного рассеяния амплитуду обмена полюсами Редже

$$F^P(s, t) = \frac{1 + \tau_P e^{i\pi\alpha_P(t)}}{\sin \pi\alpha_P(t)} \gamma^P(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_P(t)} \quad (4.3.33)$$

и полагая

$$\alpha_P(t) \approx 1, \quad \tau_P = +1, \quad (4.3.34)$$

находим, что при малых $t \approx 0$ $(1 + \tau_P e^{i\pi\alpha_P(t)})/\sin \pi\alpha_P(t) \approx i$, т. е. что амплитуда (4.3.33) является чисто мнимой, как и должно быть в случае дифракционного рассеяния. Траекторию $\alpha_P(t)$ называют *траекторией Померанчука*, или короче *помероном*, поскольку ее рассматривают как частицу, обмен которой происходит в t -канале. Квантовые числа всех внутренних степеней свободы померона, так же как и квантовые числа степеней свободы вакуума, должны равняться нулю, так как обмен помероном в t -канале соответствует дифракционному рассеянию. По этой причине померон называют еще *вакуумной траекторией*. Пользуясь выражением (4.3.33), дифференциальное сечение упругого рассеяния можно записать в виде, аналогичном (4.3.21):

$$d\sigma(AB \rightarrow AB)/d|t| = \pi |F_{AB \rightarrow AB}(s, t)|^2 / p^2 s = A(t) (s/s_0)^{2\alpha_P(t)-2}. \quad (4.3.35)$$

Здесь $A(t)$ — множитель, который надо определять из феноменологических соображений; из сопоставления с (4.3.21) ясно, что $A(t) = A_0 e^{B_0 t}$. Если по аналогии с адронными траекториями Редже принять, что величина $\alpha_P(t)$ линейно зависит от t

$$\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P t \approx 1 + \alpha'_P t, \quad (4.3.36)$$

то для наклона $B = \ln(d\sigma/dt)$ получается выражение

$$B = B_0 + 2\alpha'_P \ln(s/s_0), \quad (4.3.37)$$

при помощи которого (полагая $\alpha'_P \approx 0,3$) можно объяснить эффект сужения пика дифференциального сечения упругого рассеяния, о котором говорилось в разд. 4.3.3, п. 2. Это обстоя-

тельство явилось сильным аргументом в пользу применения амплитуд обмена полюсами Редже к объяснению адронных процессов.

Переходя к неупругим процессам, рассмотрим в качестве примера реакцию $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$. В данном случае в t -канале происходит обмен изоспином и G -четностью $I^G = 1^+$, поэтому рассматриваемый процесс можно истолковать как обмен траекторией Редже, характеризуемой теми же квантовыми числами, что и ρ -мезон. Поскольку последний принадлежит векторной траектории, имеющей сигнатуру $\tau_\rho = -1$, амплитуда обмена ρ -полюсом Редже (4.3.32) записывается в виде

$$F^\rho(s, t) = \frac{1 - e^{i\pi\alpha_\rho(t)}}{\sin \pi\alpha_\rho(t)} \gamma_\rho(t) (s/s_0)^{\alpha_\rho(t)}, \quad (4.3.38)$$

а дифференциальное сечение реакции $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$ определяется формулой

$$d\sigma(\pi^- P \rightarrow \pi^0 N)/d|t| \sim |\gamma_\rho(t)|^2 \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi}{2} \alpha_\rho(t)\right) (s/s_0)^{2\alpha_\rho(t)-2}. \quad (4.3.39)$$

В области $t < 0$ отрицательным нечетным значениям $\alpha_\rho(t)$ сопоставляются частицы с отрицательным спином и мнимой массой

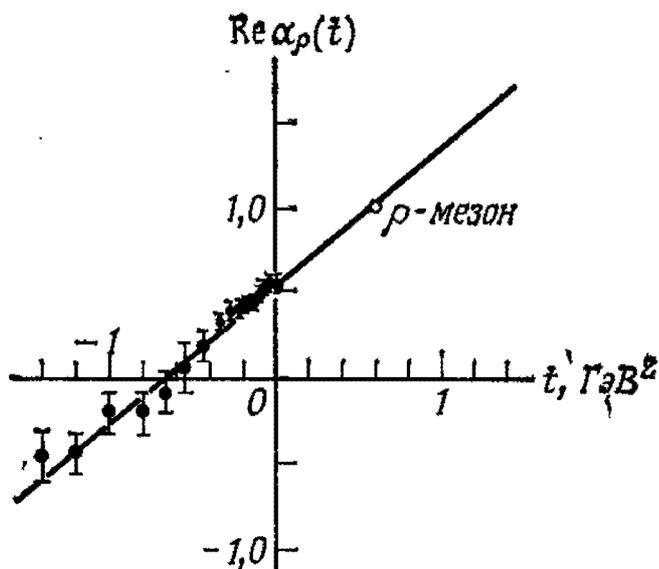


Рис. 4.17. Траектория Редже ρ -мезона при $t < 0$, определенная по экспериментальным данным для процесса $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$.

(таххионы), избежать появления которых можно, предположив, что при соответствующих значениях t множитель $\gamma_\rho(t)$ обращается в нуль. Определяя величину $\alpha_\rho(t)$ путем сравнения формулы (4.3.39) с экспериментальными данными о зависимости дифференциального сечения от s , можно построить траекторию Редже в области $t < 0$ (рис. 4.17). Заметим, что она оказывается точным продолжением приведенной на рис. 4.10 траектории Редже при $t > 0$

$$\alpha_\rho(t) = 0,5 + 0,9t, \quad (4.3.40)$$

объединяющей мезоны ρ, g, \dots , так что траектории Редже при $t < 0$ и при $t > 0$ смыкаются в одну прямую линию.

Аналогичным образом были проанализированы экспериментальные данные по адронным процессам, идущим через обмен разнообразными полюсами Редже в t -канале, и по рассеянию назад в мезон-барионных столкновениях, идущих через обмен

полюсами Редже u -канала, характеризуемыми квантовыми числами барионов; анализ позволил выяснить характерные детали аналитической структуры амплитуды рассеяния барионных процессов при высоких энергиях. Таким образом, модель полюсов Редже сыграла большую роль как важный феноменологический инструмент изучения составных систем без знания конкретного вида дифференциальных или интегральных уравнений, выражающих законы их механики; она позволила выяснить вытекающую из этих (пока не известных в явном виде) законов взаимосвязь между особыми точками амплитуды рассеяния и ее аналитические свойства. Однако по мере накопления разнообразных экспериментальных данных выявилось немало эффектов, противоречащих модели полюсов Редже.

§ 4.4. Дуальность в адронных процессах

В области промежуточных энергий, где еще значителен вклад адронных резонансов, можно попытаться представить амплитуду рассеяния в виде суперпозиции резонансных амплитуд и рассмотренных в предыдущем параграфе амплитуд обмена полюсами Редже, определив ее формулой, аналогичной формуле (4.2.18) модели обмена одним адроном:

$$F_{AB \rightarrow CD}(s, t, u) = F_{\text{рез}}(s, t) + F_{\text{Редже}}(s, t, u), \quad (4.4.1)$$

$$F_{\text{рез}}(s, t) = \sum_l \frac{c_l(s, t)}{s - (m_l + i\Gamma_l/2)^2}, \quad (4.4.2)$$

$$F_{\text{Редже}}(s, t, u) = \sum_m \frac{1 + \tau_m e^{i\pi\alpha_m(t)}}{\sin \pi\alpha_m(t)} \gamma_m(t) (s/s_0)^{\alpha_m(t)} + \\ + \sum_n \frac{1 + \tau_n e^{i\pi\alpha_n(u)}}{\sin \pi\alpha_n(u)} \gamma_n(u) (s/s_0)^{\alpha_n(u)}. \quad (4.4.3)$$

Выражение (4.4.2) при энергии $\sqrt{s} \approx m_l$ ведет себя как резонансная амплитуда Брейта — Вигнера, а первый и второй члены правой части (4.4.3) определяют амплитуды обмена полюсами Редже в t - и u -каналах. Представление амплитуды рассеяния в виде (4.4.1) называют *интерференционной моделью*. При низких энергиях основной вклад в (4.4.1) вносят резонансные амплитуды, а при высоких — амплитуды обмена полюсами Редже; параметры амплитуд определяются в соответствующих областях. Оказалось, что связанные с интерференционной моделью ожидания (предполагалось, что она сможет эффективно описать ход сечения при промежуточных энергиях) не оправдались. Анализ с использованием *правила сумм для конечной энергии*, проведенный Иги, Мацуда и др. [10] показал, что интерференционная модель внутренне противоречива.

Чтобы убедиться в этом, применим указанное правило сумм к амплитуде $\pi\mathcal{N}$ -рассеяния¹⁾. Если разность между амплитудой рассеяния и амплитудой обмена полюсами Редже достаточно быстро убывает с ростом энергии, то справедливо следующее правило сумм для конечной энергии:

$$\int_0^N v^M \text{Im} F(v, t) dv = \sum_m \gamma_m(t) \frac{N^{\alpha_m(t) + M + 1}}{\alpha_m(t) + M + 1}. \quad (4.4.4)$$

В качестве переменной интегрирования здесь использована энергия пиона в лабораторной системе отсчета

$$v = (s - u) / 4m_{\mathcal{N}}, \quad (4.4.5)$$

а N означает достаточно большое значение v , такое, что интегралом от разности между истинной амплитудой рассеяния и амплитудой обмена полюсами Редже, взятым в пределах от $v=N$ до $v=\infty$, можно пренебречь. Величина в правой части (4.4.4) (выражаемая через траектории Редже $\alpha_m(t)$, обмен которыми происходит при $\pi\mathcal{N}$ -рассеянии, и вычеты $\gamma_m(t)$) определяется из экспериментальных данных при $v \geq N$. В рассматриваемом случае рассеяния пионов на нуклонах достаточно учесть обмен помероном $\alpha_P(t)$, траекторией Редже ρ -мезона $\alpha_\rho(t)$ и тензорной траекторией с $I=0$ $\alpha_f(t)$, сопоставляемой f -мезону. Когда показатель степени M невелик, в интеграл левой части (4.4.4) большой вклад вносят резонансы при низких энергиях; оказывается даже, что интегрирование одной только резонансной амплитуды $F_{\text{рез}}(s, t)$ приводит к значению, совпадающему со значением величины в правой части (4.4.4). Но соотношению (4.4.4) удовлетворяет также и амплитуда обмена полюсами Редже (в данном случае первое слагаемое правой части (4.4.3)). Следовательно, при подстановке выражения (4.4.1) интеграл в левой части формулы (4.4.4) оказывается вдвое больше величины, стоящей в правой части формулы. Можно произвести также следующий анализ. Разобьем амплитуду $\pi\mathcal{N}$ -рассеяния на две части — часть $F^{(-)}(v, t)$, зависящую от обмена полюсом Редже ρ -мезона, и часть $F^{(+)}(v, t)$, определяемую обменом помероном и полюсом Редже, сопоставляемым f -мезону. Тогда, согласно оптической теореме (4.3.23),

$$\begin{aligned} \text{Im} F^{(-)}(v, t=0) &= \text{Im} \{F_{\pi^+P \rightarrow \pi^+P}(v, t=0) - F_{\pi^-P \rightarrow \pi^-P}(v, t=0)\} = \\ &= \frac{|p| \sqrt{s}}{4\pi} \{ \sigma_T(\pi^+P) - \sigma_T(\pi^-P) \}, \end{aligned} \quad (4.4.6)$$

$$\begin{aligned} \text{Im} \{v F^{(+)}(v, t=0)\} &= \text{Im} \{v F_{\pi^+P \rightarrow \pi^+P}(v, t=0) + \\ &+ v F_{\pi^-P \rightarrow \pi^-P}(v, t=0)\} = \frac{v |p| \sqrt{s}}{4\pi} \{ \sigma_T(\pi^+P) + \sigma_T(\pi^-P) \}. \end{aligned} \quad (4.4.7)$$

¹⁾ Поскольку рассматривается область $|t| \approx 0$, амплитуда обмена полюсами Редже в u -канале не учитывается.

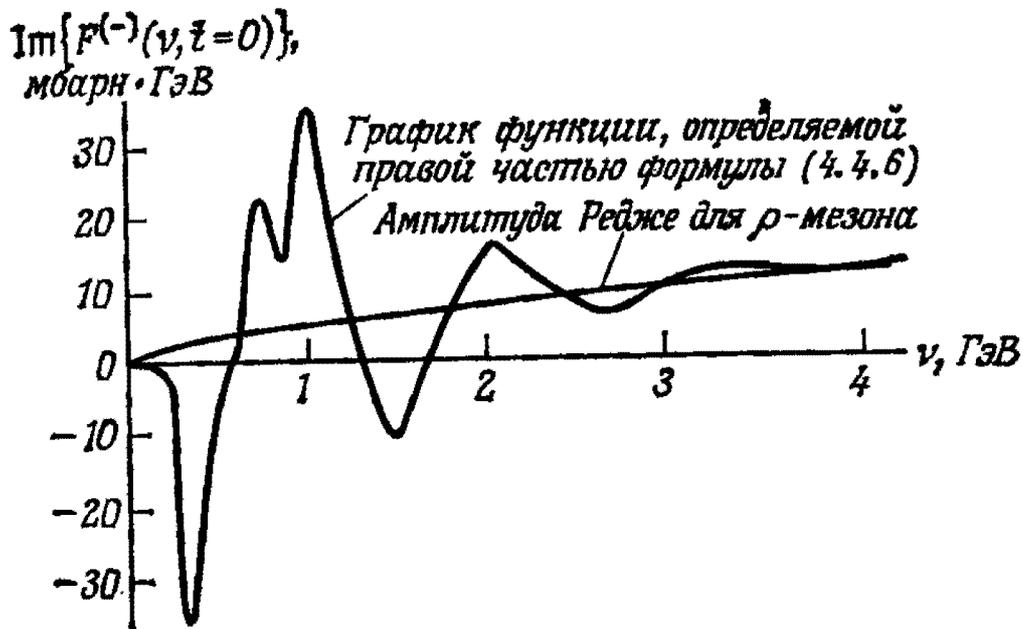


Рис. 4.18. Правило сумм для конечной энергии.

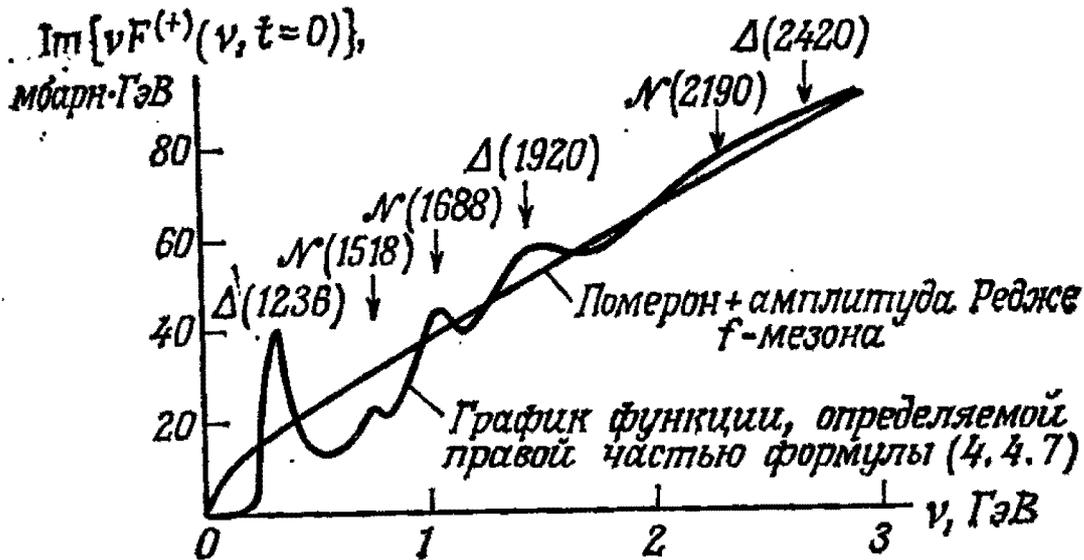


Рис. 4.19. Правило сумм для конечной энергии.

На рис. 4.18 и 4.19 показаны результаты сравнения экспериментальных значений этих амплитуд с расчетными амплитудами обмена полюсами Редже, параметры которых определены по данным при высоких энергиях [11]. Из рисунков видно, что при низких энергиях расчетные амплитуды обмена полюсами Редже ведут себя как усредненные значения колеблющихся резонансных амплитуд. Иными словами, имеет место соотношение

$$\langle F_{\text{рез}}(\nu, t) \rangle \sim F_{\text{Редже}}(\nu, t), \quad (4.4.8)$$

показывающее, что амплитуда обмена полюсами Редже и резонансная амплитуда не являются совершенно разными величинами, а представляют собой одну единую амплитуду, которая в области низких энергий зависит от энергии немонотонно (как резонансная амплитуда), а при высоких энергиях изменяется срав-

нительно плавно, монотонно возрастая, как амплитуда обмена полюсами Редже. Таким образом, правило сумм (4.4.4) не выполняется в интерференционной модели просто потому, что одна и та же величина учтена в ней дважды. О том обстоятельстве, что резонансы s -канала и траектории Редже, обмен которыми происходит в t -канале, представляют собой два тесно взаимосвязанных проявления одной и той же сущности, говорят как о *дуальности* в адронных процессах.

Открытие дуальности еще раз подчеркнуло полную неприменимость основанной на теории возмущений мезонной теории к описанию сильных взаимодействий в адронных процессах.

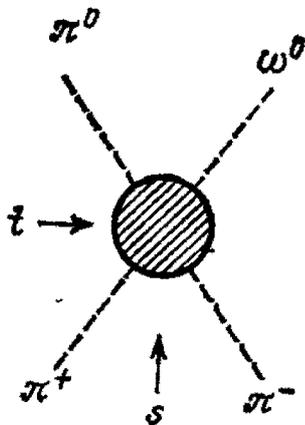


Рис. 4.20. Диаграмма процесса $\pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^0 + \omega^0$.

Дуальность явилась путеводной нитью для исследований, нацеленных на создание адекватной механики адронных процессов и выяснение составной структуры адронов.

Идеализированный пример амплитуды, удовлетворяющей условию дуальности, привел Венециано [12]. Амплитуда Венециано может быть использована для описания показанной на рис. 4.20 реакции



происходящей в s -канале. Этот процесс идет путем обмена ρ -полюсом Редже, так как во всех s -, t - и u -каналах он характеризуется изоспином и G -четностью $I^G = 1^+$, а в системе двух пионов допустимы только нечетные значения орбитального момента количества движения l . Венециано принял, что амплитуда процесса (4.4.9) имеет вид

$$F_{\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\omega^0}(s, t) = \{A(s, t) - A(s, u)\}, \quad (4.4.10a)$$

$$A(s, t) = \beta \frac{\Gamma(1 - \alpha_\rho(s)) \Gamma(1 - \alpha_\rho(t))}{\Gamma(1 - \alpha_\rho(s) - \alpha_\rho(t))}, \quad (4.4.10b)$$

где β — константа, определяющая величину амплитуды, $\Gamma(z)$ — гамма-функция, $\alpha_\rho(t)$, $\alpha_\rho(s)$ — прямолинейные ρ -траектории

Редже (4.3.40). Разложение произведения (4.4.106) в ряд

$$A(s, t) = \beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n(t)}{\alpha_\rho(s) - n} = \beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_n(s)}{\alpha_\rho(t) - n}, \quad (4.4.11a)$$

$$c_n(t) = (\alpha(t) + n - 1)(\alpha(t) + n - 2) \dots (\alpha(t) + 1) \alpha(t) / (n - 1)! \quad (4.4.11b)$$

показывает, что амплитуда Венециано имеет полюсы при тех значениях s или t , при которых величины $\alpha_\rho(s)$ или $\alpha_\rho(t)$ в s - или t -каналах равны целым положительным значениям. Следовательно, амплитуда $A(s, t)$ обладает свойством дуальности, выражающемся в том, что одна и та же величина выступает как резонансная амплитуда двух различных каналов. Точно так же амплитуда $A(s, u)$ дуальна в том смысле, что она описывает резонансы s -канала и полюса Редже u -канала. Представление амплитуды рассеяния с помощью амплитуды Венециано или ее обобщений на случай многочастичных процессов (когда одно и то же аналитическое выражение описывает группы резонансов в различных каналах) получило название *дуальной резонансной модели* [13].

Предпринимались попытки применить амплитуду Венециано для описания реакций с участием адронов, имеющих спин, а также с участием барионов, но получаемые таким путем результаты не всегда согласовывались с экспериментальными характеристиками процессов, дуальная природа которых хорошо установлена, например процесса рассеяния пионов на нуклонах. Применимость амплитуды Венециано ограничена также тем обстоятельством, что при больших значениях переданного импульса $|t|$ она ведет себя как экспоненциальная функция t , в то время как, согласно экспериментальным данным, амплитуда рассеяния должна зависеть от t в этой области по степенному закону (см. § 4.7). На идеализированность амплитуды Венециано указывает еще и то обстоятельство, что ширина резонансов в ней равна нулю. Тем не менее как первый конкретный пример дуальной амплитуды амплитуда Венециано сыграла важную роль в стимулировании исследований дуальных моделей адронов.

Коэффициенты $c_n(s)$ (4.4.11b) являются полиномами степени n от s ; разлагая их по полиномам Лежандра $P_n(\cos \theta_s) = P_n(1 + 2t/(s - m_\pi^2))$, находим, что каждое из слагаемых ряда (4.4.11a) можно представить в виде суммы резонансных амплитуд, относящихся к значениям момента количества движения $l = n, n - 1, \dots, 0$. Таким образом возникает показанный на рис. 4.21 спектр резонансных состояний, квантовые числа которых располагаются вдоль ведущей ρ -траектории Редже и на семействе сопровождающих ее дочерних траекторий. Намбу, Сускинд и др. [14]

указали, что эту спектральную структуру можно вывести из формул

$$m^2 = \sum_{\mu=1}^4 \sum_{n=1}^{\infty} \omega_n N_{n\mu} + c, \quad (4.4.12)$$

$$N_{n\mu} = a_{n\mu}^\dagger a_{n\mu}, \quad \omega_n = n/\alpha', \quad (4.4.13)$$

описывающих ансамбль четырехмерных гармонических осцилляторов, собственные частоты которых $\omega_n = n/\alpha'$ ($n=1, 2, \dots$, α' — наклон траектории Редже), а числа квантов с частотой ω_n

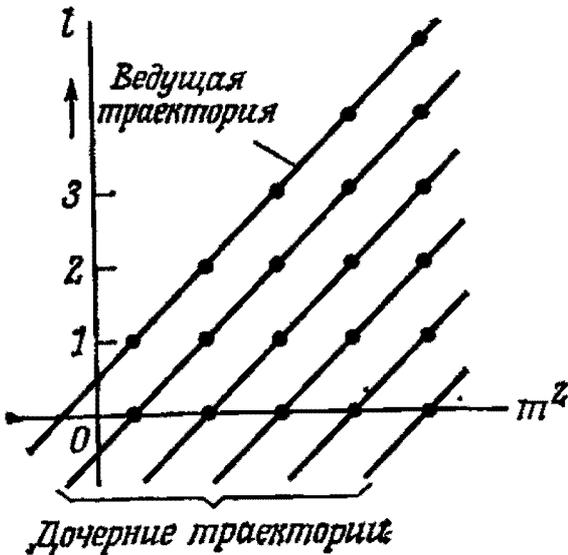


Рис. 4.21. Спектр амплитуд Венециано.

определяются как собственные значения оператора (4.4.13), составленного из операторов рождения ($a_{n\mu}^\dagger$) и уничтожения ($a_{n\mu}$) кванта колебаний. Формализм рассматриваемой модели



Рис. 4.22. Струнная модель мезона.

пока еще далек от совершенства, в частности, надо как-то исключить неестественные степени свободы, описывающие колебания во времениподобном направлении ($\mu=4$) [15]; можно сказать, что спектр модели напоминает спектр резинового шнура. В следующем параграфе мы увидим, что для чисто мезонных адронных процессов результаты, получаемые при помощи амплитуды Венециано, очень хорошо согласуются с результатами, выводимыми из модели кварков, интерпретирующей формулу (4.4.12) в том смысле, что составляющие мезон кварк и антикварк соединены показанной на рис. 4.22 струной, возбуждение которой и дает спектр мезонов, приведенный на рис. 4.21. Такая *струнная модель* играет видную роль в исследованиях составной структуры адронов, в частности при рассмотрении задачи об

удержании кварков (см. конец следующего параграфа) и в связи с изучением роли глюонов, передающих взаимодействие между цветными кварками. К этим вопросам мы еще вернемся в § 4.6.

§ 4.5. Адронные процессы и модель кварков

При сильных взаимодействиях в адронных процессах сохраняются такие квантовые числа, как странность и изоспин. Если принять, что носителями указанных квантовых чисел являются кварки, то разнообразные адронные процессы можно интерпретировать как всевозможные перестановки составляющих адроны кварков. В рассматриваемом ниже релятивистском формализме идея о перестановках выражается на языке операторов рождения и уничтожения кварков.

4.5.1. Комбинаторика кварков

Ито и др. [16], обратившие внимание, что отношение полных сечений $\sigma_T(MB)/\sigma_T(BB)$ мезон-барионных и барион-барионных столкновений при высоких энергиях равно $2/3$, заметили, что данный экспериментальный факт является прямым указанием на то, что мезоны представляют собой систему двух тел, образованную из кварка и антикварка, $M = (q\bar{q})$, а барионы — систему трех тел $B = (qqq)$. К такому заключению можно прийти следующим образом. Допустим, что при высоких энергиях амплитуда адронного процесса является суммой амплитуд рассеяния друг на друге составляющих адроны кварков q или антикварков \bar{q} . Тогда из оптической теоремы (4.3.23) следует

$$\sigma_T(MB) \approx \frac{8\pi}{s} \sum \text{Im} \{F_{qq}(s, t=0) + F_{q\bar{q}}(s, t=0)\}, \quad (4.5.1)$$

$$\sigma_T(BB) \approx \frac{8\pi}{s} \sum \text{Im} \{F_{qq}(s, t=0)\}. \quad (4.5.2)$$

Если $\text{Im}\{F_{qq}(s, t=0)\} \approx \text{Im}\{F_{q\bar{q}}(s, t=0)\}$, то из подсчета числа рассеиваемых друг на друге пар q - q или q - \bar{q} получается, что выражение (4.5.1) пропорционально 6, а (4.5.2) пропорционально 9, откуда

$$\sigma_T(MB)/\sigma_T(BB) \approx 6/9 = 2/3. \quad (4.5.3)$$

В случае модели Сакаты, согласно которой мезоны составлены из барион-антибарионных пар, аналогичный подсчет дает для рассматриваемого отношения значение 2, и было бы трудно объяснить, почему его действительное значение заметно меньше. Правда, не вполне ясно также, почему простой комбинаторный расчет, основанный на допущении, что $M = (q\bar{q})$, $B = (qqq)$, пра-

вильно объясняет отношение полных сечений. Ведь кварки связаны в адроны сильным взаимодействием, а весь предыдущий опыт изучения составных систем (молекул, атомов, атомных ядер) говорит о том, что при рассеянии вперед с малой передачей импульса нельзя непосредственно наблюдать эффекты, отражающие составную природу системы. Структура системы начинает сказываться только при больших передаваемых импульсах, когда обратное значение переданного импульса меньше расстояния между составными частями системы. Поскольку наблюдать кварки в свободном состоянии не удастся, обычно считают, что их массы и энергии связи в адронах очень велики, а это значит, что внутренняя структура адронов не должна проявляться, пока переданный импульс не превосходит некоторого достаточно большого значения. Исходя из этих соображений Фудзимото, Матида и Намики [17] исследовали в 1965 г. составную структуру адронов на основе анализа экспериментальных данных по рассеянию назад ($u \approx 0$) в мезон-адронных столкновениях при высоких энергиях. Что же касается удивительной на первый взгляд эффективности простых комбинаторных расчетов с числами кварков при объяснении экспериментальных данных по рассеянию вперед ($t \approx 0$), например вывода соотношения (4.5.3), то ее надо рассматривать как указание на необычность механики кварков.

4.5.2. Правило Окубо — Цвейга — Иидзуки

Необычность механики систем, составленных из кварков, особенно рельефно выявляется в правиле Окубо — Цвейга — Иидзуки (ОЦИ) [18]. Выше в гл. 3 мы видели, что анализ соотношений масс векторных мезонов приводит к заключению о принадлежности их не к октету, а к нонету (3.1.60). Поскольку сумма диагональных элементов нонета V_α^α не равна нулю

$$V_\alpha^\alpha \neq 0, \quad (4.5.4)$$

в массовом члене (3.1.61) лагранжиана векторных мезонов должно появиться слагаемое

$$\delta m^2 V_\alpha^\alpha V_\beta^\beta, \quad (4.5.5)$$

при учете которого изменяется соотношение (3.1.59) между массами частиц в нонете, в частности оказывается, что квадраты масс ω - и ϕ -мезонов равны приближенно

$$m_\omega^2 = m_\rho^2 + 2\delta m^2, \quad m_\phi^2 = m_\rho^2 + 2\delta m_\lambda^2 + \delta m^2. \quad (4.5.6)$$

Подставляя в эти формулы экспериментальные данные о массах векторных мезонов (табл. 3.3), находим для величины δm^2 зна-

чение

$$\delta m^2 \approx 0,02 \text{ ГэВ}^2, \quad (4.5.7)$$

гораздо меньше значений $m_V^2 = m_\rho^2 \approx 0,60 \text{ ГэВ}^2$, $\delta m_\lambda^2 = m_{K^*}^2 - m_\rho^2 \approx 0,20 \text{ ГэВ}^2$ параметров формулы (3.1.61). На рис. 4.23 приведены диаграммы, иллюстрирующие изменение состояния со временем в случае, когда эффективный лагранжиан взаимодействия равен сумме выражений (3.1.61) и (4.5.5). В частности,

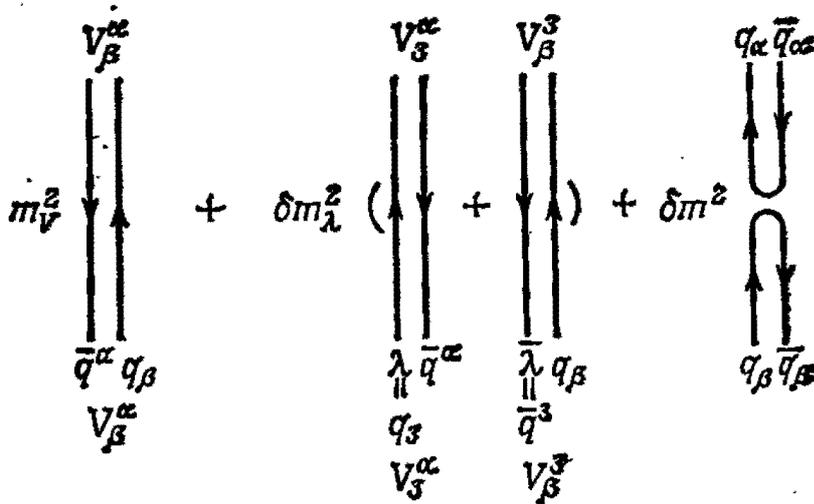


Рис. 4.23. Диаграммы массовых членов лагранжиана взаимодействия для векторных мезонов.

члену лагранжиана (4.5.5) соответствует состояние, в котором аннигилируют составляющие один и тот же векторный мезон кварк q_β и антикварк \bar{q}_β и одновременно рождаются кварк q_α и антикварк \bar{q}_α (см. крайнюю справа диаграмму рис. 4.23). Малость константы δm^2 указывает на то, что при сильных взаимодействиях существует механизм подавления аннигиляции и рождения кварков и антикварков, образующих один и тот же векторный мезон. Но поскольку константа δm^2 все же не равна нулю, ω - и ϕ -мезоны находятся в состояниях, получаемых суперпозицией идеальных состояний (3.1.58):

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= \cos \theta'_V |(\bar{p}p + \bar{n}n)/\sqrt{2}\rangle + \sin \theta'_V |\bar{\lambda}\lambda\rangle, \\ |\phi\rangle &= \cos \theta'_V |\bar{\lambda}\lambda\rangle - \sin \theta'_V |(\bar{p}p + \bar{n}n)/\sqrt{2}\rangle. \end{aligned} \quad (4.5.8)$$

Здесь $\sin \theta'_V \approx 0,07$.

Механизм подавления аннигиляции или рождения пар кварков, входящих в состав одного и того же мезона, действует также и при взаимопревращениях адронов. Рассмотрим сильные распады векторного мезона V на псевдоскалярные мезоны M или на другой векторный мезон и псевдоскалярный мезон:

$$V \rightarrow M + M, \quad (4.5.9)$$

$$V \rightarrow V + M, \quad (4.5.10)$$

Если учитывать только степени свободы унитарного спина (т. е. аромата), то лагранжианы взаимодействия, ответственного за указанные распады, можно записать в виде (см. приложение Б)

$$g_{VMM} (M_\alpha^\gamma M_\beta^\alpha - M_\beta^\alpha M_\alpha^\gamma) V_\gamma^\beta + g'_{VMM} M_\alpha^\beta M_\beta^\alpha V_\gamma^\gamma, \quad (4.5.11)$$

$$g_{VVM} M_\beta^\alpha (V_\alpha^\gamma V_\gamma^\beta + V_\gamma^\beta V_\alpha^\gamma) + g'_{VVM} M_\beta^\alpha V_\alpha^\gamma V_\gamma^\beta. \quad (4.5.12)$$

Перегруппировки кварков, соответствующие первым членам этих выражений, показаны в виде диаграмм на рис. 4.24, а, а перегруппировки, описываемые вторыми слагаемыми (4.5.11)

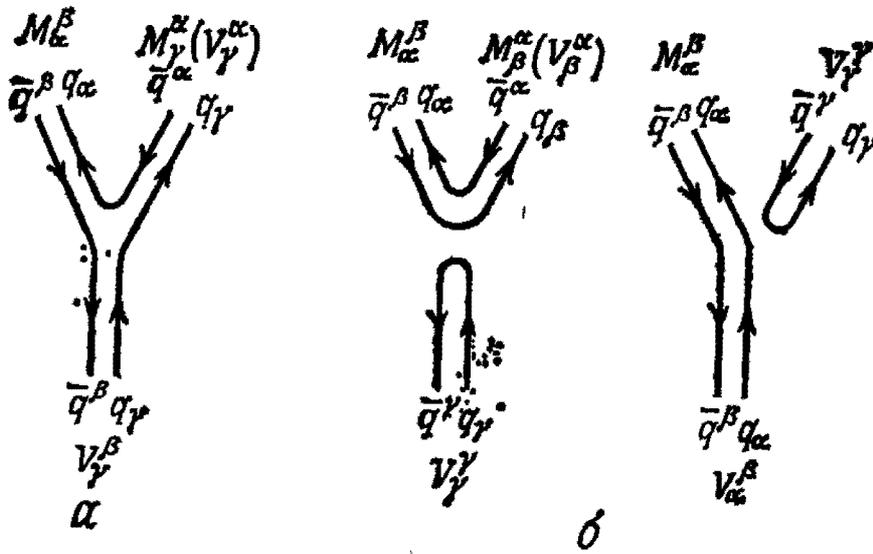


Рис. 4.24. Правило ОЦИ: а — разрешенная диаграмма; б — запрещенные диаграммы.

и (4.5.12), — на рис. 4.24, б, где видно, что во втором случае происходит рождение или аннигиляция пар кварков, входящих в состав одного и того же мезона. Заметим теперь, что, согласно экспериментальным данным о распадах ϕ -мезона, вероятность распада по каналу $\phi \rightarrow \rho + \pi$ гораздо меньше вероятности распада $\phi \rightarrow K + \bar{K}$. Этот факт можно объяснить, приняв, что ϕ -мезон с подавляющим весом находится в состоянии $(\bar{\lambda}\lambda)$ (рис. 4.25) и

$$g_{VMM}^{\prime 2} \ll g_{VMM}^2, \quad g_{VVM}^{\prime 2} \ll g_{VVM}^2. \quad (4.5.13)$$

Таким образом, справедливо следующее *правило Окубо — Цвейга — Иидзуки (ОЦИ)*: «при сильных взаимодействиях запрещены рождение и аннигиляция пар кварков и антикварков, входящих в состав одного и того же адрона». Особое внимание оно привлекло к себе после открытия ψ -частицы (гл. 6), сильные распады которой происходят хотя и с отличной от нуля, но очень малой вероятностью (это значит, что правило ОЦИ выполняется с довольно высокой точностью).

Правило ОЦИ показывает, что кварки (изображаемые линиями на диаграммах рис. 4.24 и 4.25) нельзя рассматривать

как обычные частицы. В самом деле, если, например, допустима изображенная на рис. 4.26 слева диаграмма, содержащая два тождественных кварка (q_α), то, вообще говоря, должна быть допустима и вторая диаграмма этого рисунка, получаемая перестановкой указанных тождественных кварков в соответствии

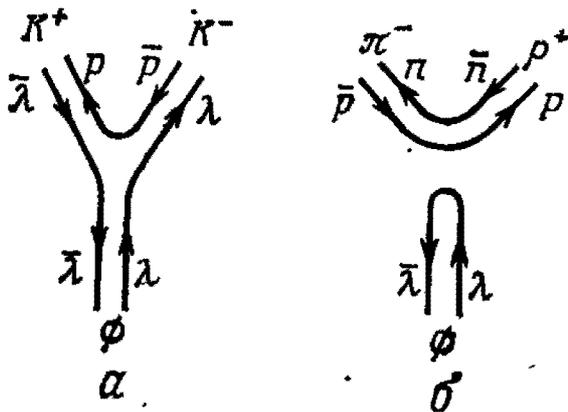


Рис. 4.25. Распад ϕ -мезона: *a* — разрешенная диаграмма; *b* — запрещенная диаграмма.

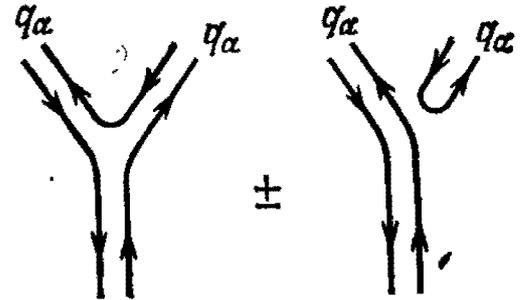


Рис. 4.26. Учет статистики.

с их статистикой. Но она запрещена правилом ОЦИ. Поскольку это правило достаточно строгое, его можно рассматривать как одно из проявлений необычности механики кварков.

4.5.3. Перегруппировки кварков

Если адроны представляют собой сильно связанные системы кварков, то при сильных взаимодействиях адронов должны происходить интенсивные рождение и аннигиляция пар кварков и не понятно, каким образом адроны могут оставаться системами с фиксированным числом фундаментальных составляющих (две или три). В самом деле, основной результат столкновений адронов при высоких энергиях — множественная генерация частиц, которая может происходить только вследствие множественного рождения пар кварков и антикварков.

Мы уже видели, что, например, при выводе массовых формул, применении комбинаторики кварков к расчету полных сечений рассеяния и т. п., важную роль играло то обстоятельство, что мезоны являются системой двух, а барионы — трех тел. Таким образом, кварки, образующиеся при множественном рождении пар, объединяются в группы с определенными значениями квантовых чисел. Иными словами, рождающиеся пары кварков и антикварков как бы «вычисляются» заранее, в какие группы по два (мезоны) или по три (барионы) им объединиться. Правило ОЦИ тоже нужно понимать в рамках представления о кварках, «предвычисляющих» при рождении пар варианты групп, в которые им следует объединиться, т. е. в рамках той картины,

на которой основаны выводы соотношений между массами адронов и комбинаторика кварков. Заметим, что для частиц, рассматриваемых в обычной квантовой теории поля, нельзя запретить показанные на рис. 4.24, б диаграммы рождения или аннигиляции пар кварков. В этом смысле кварки, подчиняющиеся правилу ОЦИ, представляют собой частицы вещества,

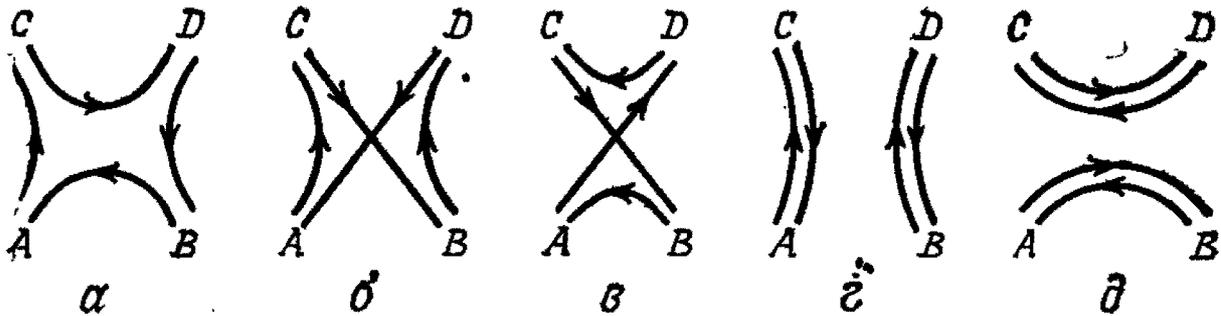


Рис. 4.27. Диаграммы перегруппировки кварков для процесса рассеяния $M + M \rightarrow M + M$: a — диаграмма типа H; b — диаграмма типа X; v — диаграмма типа Z; z — диаграмма типа D; d — диаграмма типа D'.

имеющего качественно новые особенности. Поскольку их механика пока окончательно не сформулирована, целесообразно еще раз проанализировать различные адронные процессы, чтобы лучше разъяснить правило ОЦИ и способность кварков объединяться в заранее рассчитанные группы, к чему мы сейчас и переходим.

Сначала займемся двухчастичным мезонным процессом

$$A + B \rightarrow C + D. \quad (4.5.14)$$

Если по аналогии с квантовой теорией поля сопоставлять кваркам мировые линии, то различные варианты перегруппировки кварков в процессе (4.5.14) изобразятся диаграммами рис. 4.27. Исследование подобных *диаграмм перегруппировки кварков* впервые начато в работах Имати и др. [19]. На диаграммах рис. 4.27, a , b , v все мезоны соединены кварковыми линиями; чтобы различать эти неэквивалентные друг другу диаграммы, им присвоены названия H, X и Z. В отличие от первых трех на диаграммах рис. 4.27, z и d либо в t -, либо в s -канале появляется состояние, характеризующееся квантовыми числами вакуума, в котором нет кварков. Например, диаграммой рис. 4.27, z описывается обмен в t -канале помероном, которому, как мы уже знаем, приписываются квантовые числа вакуума. Диаграммы рис. 4.27, z и d мы обсудим ниже, а сейчас рассмотрим диаграммы перегруппировки кварков типов H, X, Z. При перекрестных преобразованиях $s \leftrightarrow u$, $t \leftrightarrow u$ диаграммы H, X, Z переходят друг в друга; на каждой из них в двух из трех каналов s , u , t происходит обмен мезонным состоянием (qq) , а в одном оставшемся канале — обмен экзотическим состоянием $(qq\bar{q}\bar{q})$. С амплитудой

Венециано (4.4.10б) рассматриваемые диаграммы перегруппировки связаны соответствием

$$H \leftrightarrow A(s, t), \quad X \leftrightarrow A(t, u), \quad Z \leftrightarrow A(u, s), \quad (4.5.15)$$

из которого следует дуальность амплитуд описываемых ими адронных процессов [20]. Например, в случае перегруппировки типа H, схематическое изображение которой дано на рис. 4.28, в области сравнительно низких энергий, где существенны резонансы, система s-канала ($q\bar{q}$) сильно коррелирована и ведет себя как резонансная (рис. 4.28, а), а в области достаточно больших

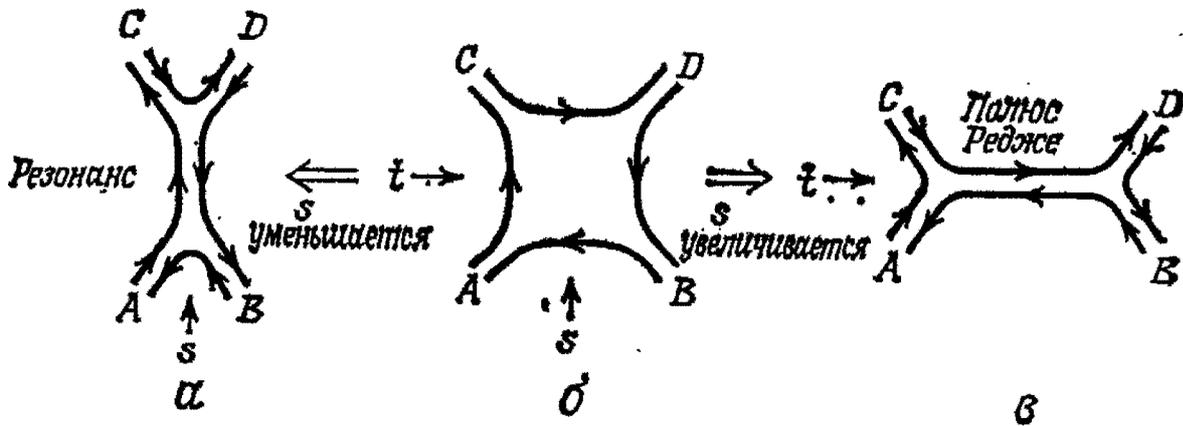


Рис. 4.28. Дуальность: а — область существования резонансов; б — область высоких энергий.

s, когда при высоких энергиях происходит рассеяние вперед с малым $|t|$, перегруппировка кварков тоже описывается диаграммой типа H, но сильно коррелирована система ($q\bar{q}$) t-канала (рис. 4.28, б) и амплитуда рассматриваемого адронного процесса ведет себя подобно описанной в § 4.3 амплитуде обмена полюсами Редже в t-канале.

Если в s-канале существует резонансное состояние, то из положительности мнимой части его амплитуды и из правила сумм для конечной энергии следует неравенство нулю мнимой части амплитуды $F_H(s, t)$, описывающей перегруппировку типа H. Наоборот, если кварки группируются по типу X, то в s-канале мы имеем нерезонансную экзотическую систему и в области больших s мнимая часть соответствующей амплитуды $F_X(s, t)$ практически равна нулю. Запишем амплитуду $F_X(s, t)$ при малых значениях переданного импульса $|t|$ в виде суммы амплитуд обмена векторной и тензорной траекториями Редже

$$F_X(s, t) = \beta_V(t) \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_V(t)}}{\sin \pi\alpha_V(t)} s^{\alpha_V(t)} + \beta_T \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_T(t)}}{\sin \pi\alpha_T(t)} s^{\alpha_T(t)}. \quad (4.5.16)$$

Мнимая часть этого выражения равна нулю при произвольных

s и t , если удовлетворены тождества

$$\alpha_V(t) = \alpha_T(t) = \alpha_2(t), \quad (4.5.17a)$$

$$\beta_V(t) = \beta_T(t) = \beta_2(t)/2, \quad (4.5.17b)$$

определяющие условия обменного вырождения траекторий Редже, при котором совпадают как положения полюсов, так и вычеты в них (вычет в полюсе имеет смысл константы связи траектории Редже с рассеиваемым адроном). Таким образом, амплитуда перегруппировки кварков по типу X

$$F_X(s, t) = \frac{\beta_2(t)}{\sin \pi \alpha_2(t)} s^{\alpha_2(t)}. \quad (4.5.18)$$

Перегруппировка типа H получается из перегруппировки типа X перекрестным преобразованием $s \leftrightarrow u$, при котором некоторые из рассеиваемых адронов заменяются своими античастицами с одновременной перестановкой начального и конечного состояний, за счет чего фактор связи векторной траектории Редже изменяет знак на обратный. Поэтому из определения (4.5.16) следует, что амплитуда перегруппировки типа H дается формулой

$$F_H(s, t) = -\beta_V(t) \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_V(t)}}{\sin \pi\alpha_V(t)} s^{\alpha_V(t)} + \beta_T(t) \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_T(t)}}{\sin \pi\alpha_T(t)} s^{\alpha_T(t)}, \quad (4.5.19)$$

которая с учетом тождеств (4.5.17) принимает вид

$$F_H(s, t) = \frac{\beta_2(t) e^{-i\pi\alpha_2(t)}}{\sin \pi\alpha_2(t)} s^{\alpha_2(t)}. \quad (4.5.20)$$

Таким образом, амплитуда $F_H(s, t)$ имеет отличную от нуля фазу $e^{-i\pi\alpha_2(t)}$, зависящую от t ¹⁾.

Итак, мы установили дуальность амплитуды процесса (4.5.14), выражающуюся в существовании неразрывной связи между наличием резонанса в s -канале и обменным вырождением траекторий Редже t -канала (т. е. структурой адронного спектра t -канала).

О дуальности диаграмм перегруппировки кварков можно говорить также и в случае рассеяния мезонов на барионах, но, поскольку барионы образованы из трех кварков, конкретные формулировки будут отличаться от формулировок в случае рассеяния мезонов на мезонах. Например, для диаграмм H и X на рис. 4.29 в дуальном соответствии находятся системы $(q\bar{q})$ t -канала, соответствующие мезонным полюсам Редже, и системы (qqq) , являющиеся либо барионными резонансами s -канала,

¹⁾ Если в формуле (4.5.18) заменить s на u и рассмотреть предел $s \rightarrow \infty$, $|t| \approx 0$, то $u \approx -s = se^{-i\pi}$, откуда непосредственно получается формула (4.5.20).

либо барионными полюсами Редже u -канала, а в случае диаграммы Z на рис. 4.29 дуально соответствуют друг другу барионные резонансы s -канала и барионные полюса Редже u -канала.

При распространении понятия дуальности на барион-антибарионные процессы выяснилось, что попытка строить дуальную амплитуду по образцу амплитуды Венециано, т. е. ставить в дуальное соответствие резонансы или полюса Редже в двух

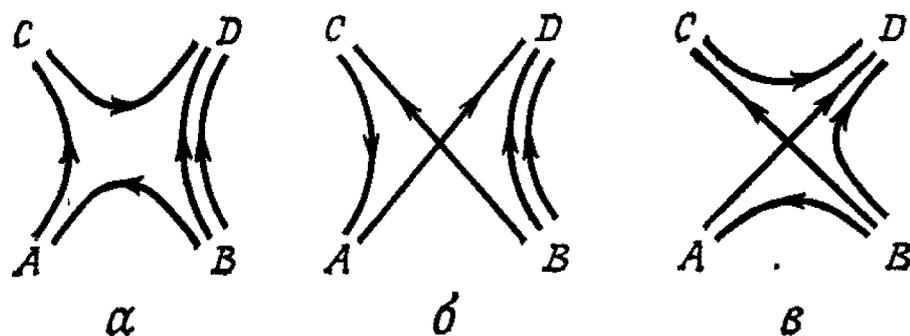


Рис. 4.29. Процесс рассеяния $M+B \rightarrow M+B$: α — диаграмма типа H ; β — диаграмма типа X ; γ — диаграмма типа Z .

каналах, приводит к затруднениям. Как видно из диаграмм перегруппировок кварков, приведенных на рис. 4.30, при барион-антибарионных процессах в одном из каналов имеется система мезонного типа $(q\bar{q})$, а состояния остальных каналов экзотические вида $(qq\bar{q}\bar{q})$ и $(qqqq\bar{q}\bar{q})$, в частности экзотическим является

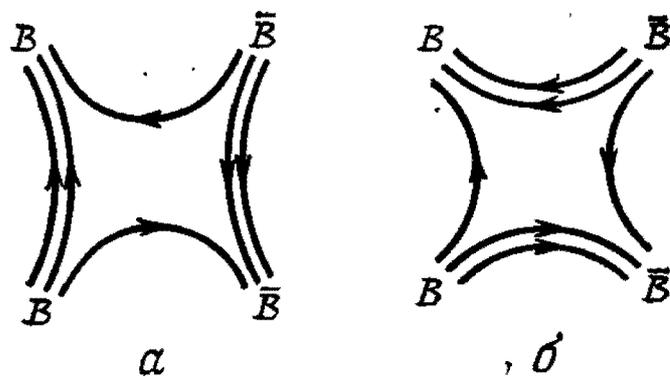


Рис. 4.30. $B\bar{B}$ -парадокс Рознера.

состояние s -канала в случае, когда кварки группируются по типу H (рис. 4.30). Анализ экспериментальных данных для типичного барион-антибарионного процесса $\bar{P}+P \rightarrow \bar{P}+P$ показывает, что при группировке кварков по типу H амплитуда обмена мезонным полюсом Редже в t -канале должна иметь большую мнимую часть, откуда, а также из правила сумм при конечных энергиях следует неравенство нулю мнимой части амплитуды резонансного состояния $(qq\bar{q}\bar{q})$ в s -канале, хотя, как отмечено выше, это состояние экзотическое. Напомним, что в случае двухчастичных мезонных процессов мы обосновывали

равенство нулю мнимой части амплитуды перегруппировки типа X (рис. 4.27, б) тем, что состояние $(qq\bar{q}\bar{q})$ s-канала, будучи экзотическим, не может быть резонансным. Таким образом, у нас получается, что одно и то же экзотическое состояние $(qq\bar{q}\bar{q})$ в случае двухчастичных мезонных процессов не является резонансным, а в случае двухчастичных барион-антибарионных процессов должно вести себя как резонансное. Такое противоречие получило название парадокса дуальности в барион-антибарионных процессах или парадокса Рознера [21]. Чтобы

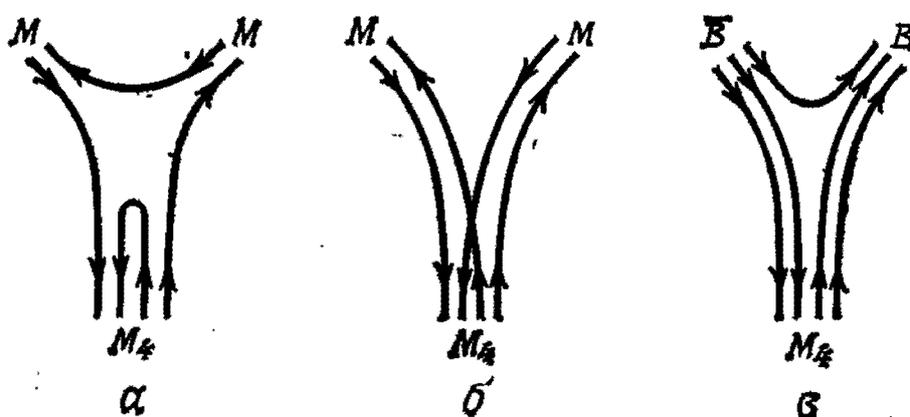


Рис. 4.31. Распад состояния M_4 : а — диаграмма, запрещенная правилом ОЦИ; б — диаграмма, запрещенная правилом ФВР; в — разрешенная диаграмма.

избежать парадокса, Фройнд, Вальц и Рознер в дополнение к правилу ОЦИ постулировали, что «допустимы только те диаграммы, в которых все адронные вершины соединены кварковыми линиями» (правило ФВР) [22]. Действие этого постулата иллюстрируется диаграммами рис. 4.31, из которых ясно, что с учетом правил ОЦИ и ФВР экзотическое резонансное состояние $M_4 = (qq\bar{q}\bar{q})$ может распадаться только на два бариона и не может распадаться на два мезона; тем самым обходится указанное выше затруднение. Проблему отождествления резонанса $M_4 = (qq\bar{q}\bar{q})$ по экспериментальным данным мы затронем в § 4.6.

4.5.4. Амплитуды перегруппировки кварков

Для определения свойств «активных» кварков (которым сопоставляются линии на диаграммах перегруппировки) и установления их динамики надо выяснить связь между диаграммами перегруппировки кварков и структурой амплитуды рассеяния. Диаграмма перегруппировки кварков позволяет понять природу дуальности амплитуды рассеяния для любых адронных процессов, включая барионные. Линии диаграммы показывают, как передаются странность, изоспин, барионное число и т. п., но поскольку кварки как составные части адронов имеют также

и импульс, надо решить, каким образом передача импульса отражается в структуре амплитуды адронного процесса.

Мы уже видели (см. табл. 4.2), что в области высоких энергий дифференциальные сечения двухчастичных адронных процессов при $|t| \approx 0$ или $|u| \approx 0$ удовлетворяют правилу Моррисона, т. е. имеют степенную зависимость от s . Если данные

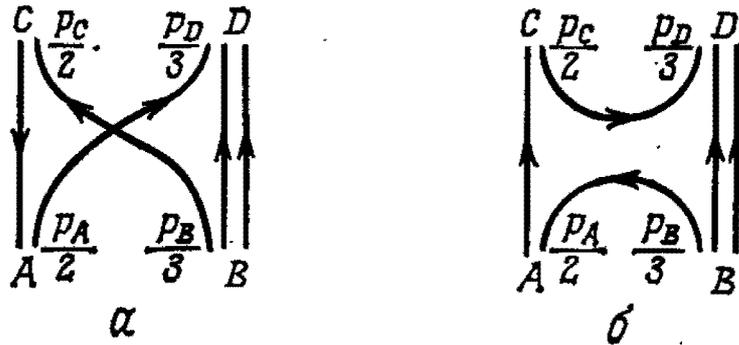


Рис. 4.32. Диаграммы перегруппировки кварков при рассеянии вперед ($|t| \approx 0$) для процесса $M+B \rightarrow M+B$: а — диаграмма типа X; б — диаграмма типа H.

табл. 4.2 сопоставить с диаграммами перегруппировки кварков, то можно заметить, что показатели степени s регулярно зависят от чисел кварков n_t или n_u , обмениваемых в t - или u -каналах.

Если пренебречь относительным движением кварков и антикварков, то на каждый составной элемент мезона приходится половина его импульса, а на каждый из трех кварков, составляющих барион, приходится $1/3$ импульса бариона. Рассмотрим в качестве примера перегруппировки типа X и H при двухчастичном мезон-барионном столкновении $A+B \rightarrow C+D$. В случае рассеяния вперед ($|t| \approx 0$) квадраты 4-импульса, передаваемого кварками, изображенными на рис. 4.32 прямыми линиями, практически равны нулю:

$$\left(\frac{p_C}{2} - \frac{p_A}{2}\right)^2 = \frac{1}{4} (p_C - p_A)^2 = -\frac{t}{4} \approx 0, \quad (4.5.21a)$$

$$\left(\frac{p_D}{3} - \frac{p_B}{3}\right)^2 = \frac{1}{9} (p_D - p_B)^2 = -\frac{t}{9} \approx 0. \quad (4.5.21б)$$

Такие кварки называют кварками-наблюдателями. В отличие от них обмениваемые кварки передают значительный 4-импульс. При группировке типа X квадраты 4-импульса, переданного обмениваемыми кварками, равны

$$\left(\frac{p_D}{3} - \frac{p_A}{2}\right)^2 = \frac{1}{6} (p_D - p_A)^2 - \frac{m_D^2}{18} - \frac{m_A^2}{12} \approx -\frac{u}{6} \approx \frac{s}{6}, \quad (4.5.21в)$$

$$\left(\frac{p_C}{2} - \frac{p_B}{3}\right)^2 = \frac{1}{6} (p_C - p_B)^2 - \frac{m_B^2}{18} - \frac{m_C^2}{12} \approx \frac{-u}{6} \approx \frac{s}{6}, \quad (4.5.21г)$$

а в случае группировки кварков по типу Н

$$\left(\frac{p_A}{2} + \frac{p_B}{3}\right)^2 \approx -\frac{s}{6}, \quad \left(\frac{p_C}{2} + \frac{p_D}{3}\right)^2 \approx -\frac{s}{6}. \quad (4.5.21д)$$

При записи последних выражений считалось, что квадратами массы адронов можно пренебречь по сравнению с s . В случае рассеяния назад кварки-наблюдатели, показанные на диаграмме X рис. 4.33, получают незначительный 4-импульс, квадрат

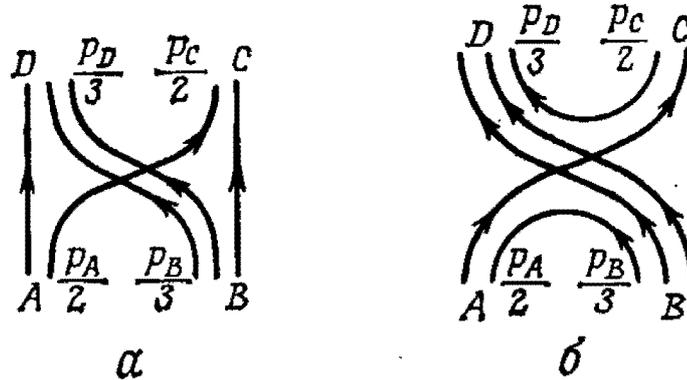


Рис. 4.33. Диаграммы перегруппировки кварков при рассеянии назад ($|u| \approx 0$) для процесса $M+B \rightarrow B+M$: а — диаграмма типа X; б — диаграмма типа Н.

которого по величине близок к $|u| \approx 0$, а кварки, переходящие от мезона к мезону или от бариона к бариону, переносят большие 4-импульсы, квадраты которых по порядку величины равны $-t/4 \approx s/4$ или $-t/9 \approx s/9$. При группировке кварков в рассеянии назад по типу Н на рис. 4.33 квадрат переданного 4-импульса (квадрат энергии в СЦМ) определяется теми же формулами (4.5.21д), что и при рассеянии вперед.

Допустим, что зависимость от s в правиле Моррисона определяется передачей импульса (4.5.21), осуществляемой обмениваемыми кварками, и предположим, что амплитуды перегруппировки кварков по типам X и Н выражаются через произведения множителей, относящихся только к обмениваемым кваркам:

$$F_X(s, t)/s \sim (-u/6\lambda_0)^{-2\gamma_2(t)} \approx (s/6\lambda_0)^{-2\gamma_2(t)}, \quad (4.5.22а)$$

$$F_H(s, t)/s \sim (-s/6\lambda_0)^{-2\gamma_2(t)}. \quad (4.5.22б)$$

Здесь λ_0 — константа, имеющая размерность квадрата энергии, а $\gamma_2(t)$ — показатель степенной зависимости амплитуды от переданного импульса, определяемый взаимодействием двух кварков в t -канале. Поскольку случай $n_t=2$ соответствует обмену мезонными полюсами Редже, можно принять

$$1 - 2\gamma_2(t) = \alpha_2(t) = \alpha_V(t) = \alpha_T(t). \quad (4.5.23)$$

Тогда для амплитуд получаются выражения

$$F_X(s, t) \sim (s/6\lambda_0)^{\alpha_2(t)}, \quad (4.5.24)$$

$$F_H(s, t) \sim e^{-i\pi\alpha_2(t)} (s/6\lambda_0)^{\alpha_2(t)}, \quad (4.5.25)$$

соответствующие выражениям (4.5.18) и (4.5.20) [23].

Рассуждая аналогичным образом, в случае рассеяния назад ($|u| \approx 0$) можно принять, что амплитуда перегруппировки кварков по типу X (рис. 4.33) определяется формулой

$$F_X(s, t)/s \sim (-t/9\lambda_0)^{-2\gamma_3(u)} (-t/4\lambda_0)^{-\gamma_3(u)} \approx (s/6, 9\lambda_0)^{-3\gamma_3(u)}, \quad (4.5.26)$$

а амплитуда перегруппировки типа H — формулой

$$F_H(s, t)/s \sim (-s/6\lambda_0)^{-2\gamma_5(u)} (-t/9\lambda_0)^{-2\gamma_5(u)} (-t/4\lambda_0)^{-\gamma_5(u)} \approx \approx e^{2i\pi\gamma_5(u)} (s/6, 5\lambda_0)^{-5\gamma_5(u)}. \quad (4.5.27)$$

Полагая

$$1 - 3\gamma_3(u) = \alpha_3(u) = \alpha_B(u), \quad (4.5.28)$$

$$1 - 5\gamma_5(u) = \alpha_5(u), \quad (4.5.29)$$

получаем, что при $|u| \approx 0$ величина $F_X(s, t)$ соответствует амплитуде обмена барионным полюсом Редже $\alpha_B(u)$, а величина $F_H(s, t)$ выражает амплитуду обмена в u -канале системой пяти тел ($qqqq\bar{q}$), эффект корреляции кварков в которой определяется показателем степени $\gamma_5(u)$.

Заметим, что фазовые множители $e^{2i\pi\gamma_3(t)}$ или $e^{2i\pi\gamma_5(t)}$ амплитуд $F_H(s, t)$ группировки кварков по типу H учитывают эффекты аннигиляции или рождения пар кварков в s -канале. В случае мезон-мезонных или мезон-барионных процессов аннигиляция пар кварков равносильна существованию резонансов в s -канале, а для барион-антибарионных процессов она не обязательно приводит к резонансам. С этой точки зрения не возникает парадокса Рознера (который был сформулирован в связи с неравенством нулю мнимой части амплитуд барион-антибарионных процессов).

Мы убедились, что поведение амплитуд рассеяния в области малых $|t|$ или $|u|$ можно объяснить, учитывая, что кварки на диаграммах перегруппировки имеют импульс; оказывается, что многие другие характеристики адронных процессов находят объяснение, если вспомнить, что кварки имеют спин, равный $\hbar/2$. Например, из предположения, что участвующие в процессе адроны приближенно описываются волновыми функциями теории $SU(6)$, о которой говорилось в гл. 3, а кварки-наблюдатели практически не изменяют направление своего спина, выводятся поляризационные зависимости дифференциальных сечений двухчастичных адронных процессов, довольно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Таким образом, в одних от-

ношениях кварки ведут себя как обычные частицы со спином и импульсом, а в других отношениях их механика сильно отличается от механики обычных частиц (правило ОЦИ).

4.5.5. Нарушения правила ОЦИ

Данные о распаде ϕ -частицы (гл. 6) показывают, что для векторных мезонов правило ОЦИ выполняется весьма точно, а из рассмотренных в гл. 3 соотношений между массами следует, что в случае псевдоскалярных мезонов это правило заметно нарушается. Объяснение причины запрета ОЦИ и анализ случаев его нарушения — одна из ключевых задач механики кварков. Запрет ОЦИ, будучи правилом отбора, не выражается в виде закона сохранения каких-либо квантовых чисел. Если

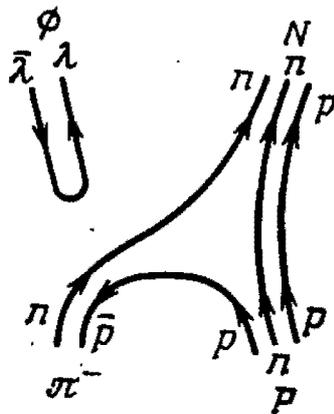


Рис. 4.34. Диаграмма процесса $\pi^- + P \rightarrow \phi + N$.

с учетом унитарности ввести в рассмотрение эффекты высшего порядка, то может оказаться, что правило ОЦИ выполняется в наименьшем порядке теории возмущений и нарушается в процессах более высокого порядка. Например, если ϕ -мезон является чистым $(\bar{\lambda}\bar{\lambda})$ -состоянием, то процесс $\pi^- + P \rightarrow \phi + N$ описывается диаграммой рис. 4.34 и запрещен правилом ОЦИ, но поскольку в действительности ϕ -мезон находится в смешанном состоянии вида (4.5.8), указанный процесс, подобно процессу $\pi^- + P \rightarrow \omega + N$, идет через диаграммы типа H и X; согласно (4.5.8), его сечение определяется формулами [24]

$$\begin{aligned} d\sigma(\pi^- P \rightarrow \phi N) &= \text{tg}^2 \theta'_V d\sigma(\pi^- P \rightarrow \omega N), \\ \text{tg}^2 \theta'_V &\approx (4 \sim 5) \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (4.5.30)$$

Аналогичный результат можно получить и другим способом. Примем, что ϕ -мезон — чистое $(\bar{\lambda}\bar{\lambda})$ -состояние и перегруппировка кварков, показанная на рис. 4.34, запрещена, но учтем, что процесс $\pi^- + P \rightarrow K^0 + \Lambda$ идет через диаграмму типа H рис. 4.35, а, а процесс $K^0 + \Lambda \rightarrow \phi + N$ — через диаграмму типа X рис. 4.35, б; тогда ясно, что возможен переход из состояния $|\pi^- P\rangle$ в состояние $|\phi N\rangle$ через промежуточное состояние $|K^0 \Lambda\rangle$, т. е. что процесс, запрещенный правилом ОЦИ, может

идти как эффект более высокого порядка, описываемый диаграммой рис. 4.35, в. Правда, в указанном промежуточном состоянии кроме K^0 нужно учитывать также и другие частицы со структурой $(n\bar{\lambda})$, и оказывается, что сумма вкладов всех этих частиц в вершинную часть ε (точка пересечения линий на

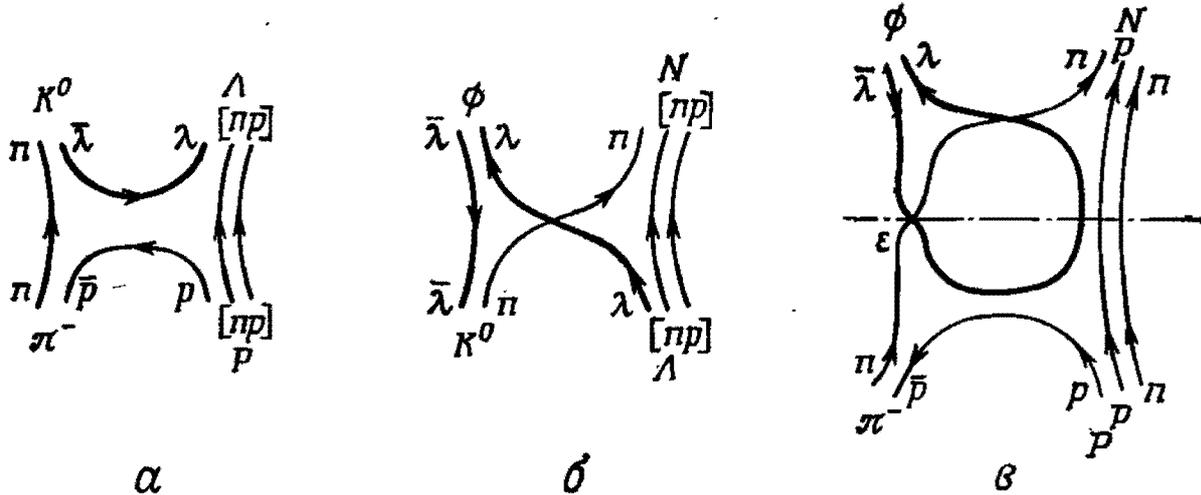


Рис. 4.35. Диаграммы процессов: а — $\pi^- + P \rightarrow K^0 + \Lambda$, б — $K^0 + \Lambda \rightarrow \phi + N$, в — $\pi^- + P \rightarrow \phi + N$.

диаграмме рис. 4.35, в) равна нулю (вклады взаимно уничтожаются), если траектории Редже частиц семейства $(n\bar{\lambda})$ строго вырождены [25]. Но поскольку строгого обменного вырождения

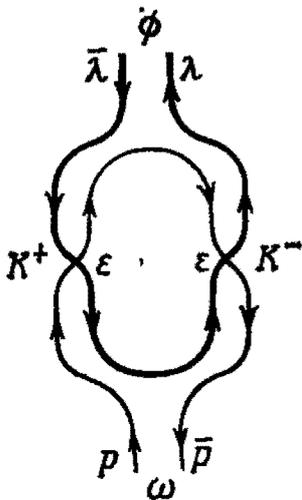


Рис. 4.36. Смешивание $\omega - \phi$.

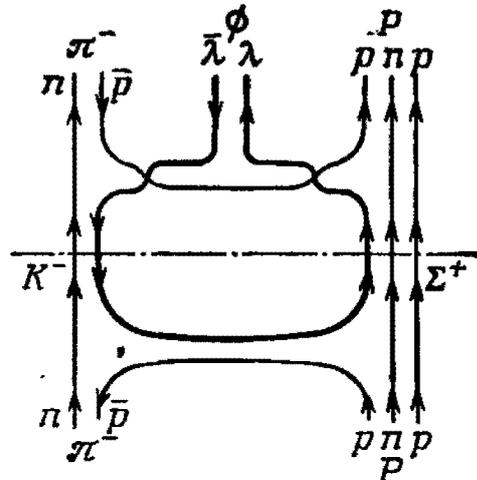


Рис. 4.37. Диаграмма процесса $\pi^- + P \rightarrow \pi^- + \phi + P$.

траекторий Редже нет, процесс, запрещенный правилом ОЦИ, может идти как эффект высшего порядка, сечение которого пропорционально ε^2 , где ε — параметр, характеризующий степень снятия обменного вырождения.

Тот факт, что векторные мезоны ω и ϕ приходится описывать как смешанные состояния вида (4.5.8), можно связать со снятием обменного вырождения траекторий Редже. В самом деле, воз-

возможен процесс виртуального распада ω -мезона в состояния $(p\bar{\lambda}) + (\lambda\bar{p})$ или $(n\bar{\lambda}) + (\lambda\bar{n})$, которые затем объединяются в ϕ -мезон (рис. 4.36). Этим переходом (его амплитуда пропорциональна ε^2) объясняется появление малой поправки к массовому члену (4.5.5).

Таким образом, снятие обменного вырождения и нарушение правила ОЦИ взаимосвязаны. Однако оказывается, что при учете многочастичных эффектов высшего порядка (с числом частиц не меньше 3), например процесса, описываемого диаграммой рис. 4.37, правило ОЦИ может нарушаться даже при условии, что обменное вырождение траекторий Редже не снимается [26]. Поправки высшего порядка, приводящие к нарушению правила ОЦИ, важны для объяснения механизма рождения мезонов, составленных из тяжелых кварков, например частиц ψ и Υ (см. гл. 6).

§ 4.6. Механика кварков и структура адронов

4.6.1. Механика кварков — квантовая хромодинамика (КХД)

Вся совокупность экспериментальных данных — соотношения между массами адронов, характеристики адронных процессов при сильных и слабых (см. следующую главу) взаимодействиях — указывает на то, что в противоречии с предположениями, из которых исходили при формулировке модели кварков, массы связанных в адроны кварков p , n , λ довольно малы — составляют всего несколько сотен мегаэлектронвольт. Тем не менее все попытки обнаружить кварки в свободном состоянии пока окончились неудачей. Чтобы объяснить это странное обстоятельство, нужно, как уже отмечалось в гл. 3, найти механизм «удержания» кварков, не позволяющий им покидать адроны даже в случае, когда им сообщается энергия, намного большая их энергии связи. Этот механизм должен объяснить также, почему мезоны строятся из кварков как системы $M = (q\bar{q})$, барионы — как системы $B = (qqq)$ и не реализуются связанные состояния других систем кварков. В предыдущей главе уже указывалось на трехцветную модель со многими ароматами как на эффективное средство решения поставленной проблемы. В этой модели кроме степеней свободы аромата (p , n , λ , ...) каждый кварк имеет три дополнительные цветовые степени свободы и рассматривается инвариантность механической системы относительно преобразований (3.2.35) в цветовом пространстве, причем оказывается, что барионы и мезоны принадлежат синглетному представлению группы указанных преобразований («синглету по цвету»). Поскольку параметры θ_i ($i=1$,

2, . . . , 8) преобразования (3.2.25) не зависят от пространственно-временных координат x , инвариантность по отношению к этому преобразованию называют *глобальной $SU(3)_c$ -калибровочной инвариантностью*. Напомним, что квантовая электродинамика инвариантна относительно локального калибровочного преобразования, при котором операторы электронно-позитронного поля преобразуются по закону

$$q_\alpha(x) \rightarrow q'_\alpha(x) = \exp[-iQ_\alpha\theta(x)]q_\alpha(x), \quad (4.6.1)$$

а операторы электромагнитного поля — по закону

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{\partial\theta(x)}{\partial x_\mu}. \quad (4.6.2)$$

Поэтому можно думать, что глюонное поле, передающее взаимодействие между цветовыми зарядами, тоже является (аналогично электромагнитному) калибровочным полем, а строящаяся теория инвариантна относительно *локального $SU(3)_c$ -калибровочного преобразования*:

$$q_{\alpha a}(x) \rightarrow q'_{\alpha a}(x) = [U(x)]^b_a q_{\alpha b}(x),$$

$$U(x) = \exp\left\{-i \sum_{i=1}^8 \theta_i(x) \mathcal{F}_i^c\right\}. \quad (4.6.3)$$

Локально $SU(3)_c$ -инвариантный лагранжиан системы кварков и глюонов имеет вид

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{кварк}} + \mathcal{L}_{\text{глюон}}, \quad (4.6.4)$$

$$\mathcal{L}_{\text{кварк}} = \sum_\alpha q^{\alpha a}(x) (i\gamma_\mu D_\mu - m_\alpha)_a^b q_{\alpha b}(x), \quad (4.6.5)$$

$$\mathcal{L}_{\text{глюон}} = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^8 \{F_{\mu\nu}^i(x)\}_b^a \{F_{\mu\nu}^i(x)\}_a^b, \quad (4.6.6)$$

где

$$D_\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig_c \sum_{i=1}^8 \mathcal{F}_i^c \Phi_{i\mu}(x), \quad (4.6.7)$$

$$F_{\mu\nu}^i(x) = D_\mu \Phi_{i\nu}(x) - D_\nu \Phi_{i\mu}(x) =$$

$$= \frac{\partial\Phi_{i\nu}(x)}{\partial x_\mu} - \frac{\partial\Phi_{i\mu}(x)}{\partial x_\nu} + g_c f_{ijk} \Phi_{j\mu}(x) \Phi_{k\nu}(x), \quad (4.6.8)$$

g_c — константа связи, f_{ijk} — структурные постоянные группы $SU(3)_c$ (см. табл. 3.2). Взаимодействие между глюонами и кварками в $\mathcal{L}_{\text{кварк}}$ выражает связь между цветовым током и глюонным полем, о которой говорилось в гл. 3. Подстановка выражения (4.6.8) в (4.6.6) показывает, что лагранжиан $\mathcal{L}_{\text{глюон}}$ содержит члены третьего и четвертого порядков по глюонному

полю $\varphi_{i\mu}(x)$; следовательно, в отличие от фотонов, которые сами по себе не имеют электрического заряда, глюоны являются носителями цветового заряда, так как глюон может рождать другие глюоны. Это их свойство связано с тем, что глюонное поле $\varphi_{i\mu}(x)$ представляет собой *неабелево калибровочное поле*, удовлетворяющее перестановочным соотношениям, подобным соотношениям (3.1.24) для генераторов \mathcal{F}_i группы $SU(3)_c$, в то время как электромагнитное поле $A_\mu(x)$ является *абелевым*

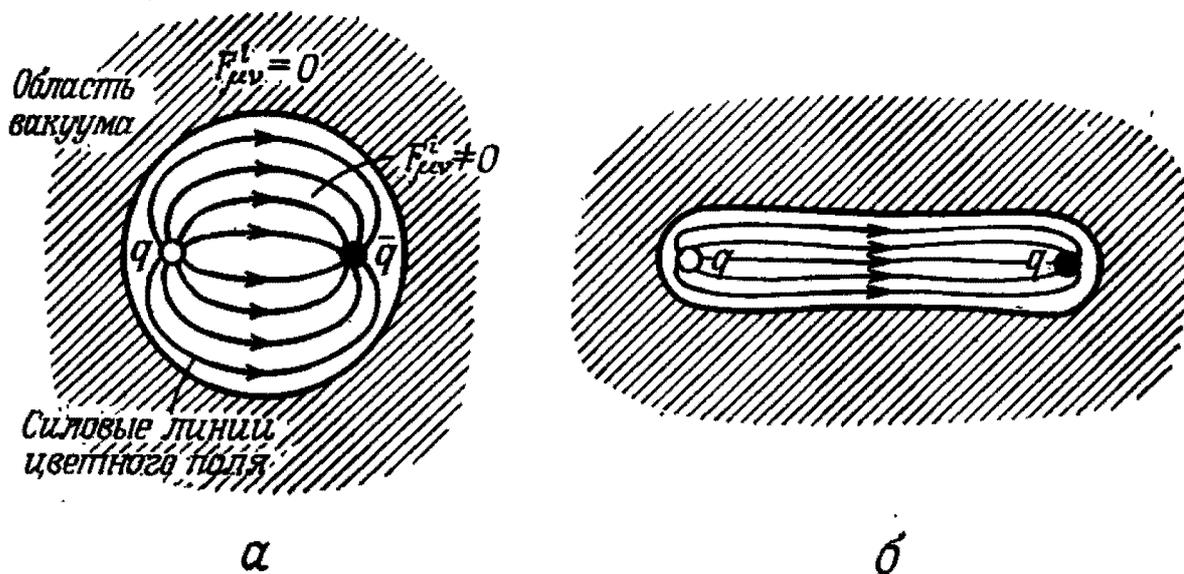


Рис. 4.38. Силловые линии цветового поля: а — модель мезонного мешка; б — адрон в форме струны.

калибровочным полем. Квантовая теория полей кварков и глюонов с лагранжианом (4.6.4) получила название квантовой хромодинамики (КХД); по-видимому, она способна объяснить механизмы формирования адронов и удержания кварков. Развитию КХД посвящено очень много статей (см., например, обзор [27]). В частности, обнаружено, что в КХД состояние вакуума (по определению не содержащее ни одного кварка или глюона) вырождено (напомним, что вакуум квантовой электродинамики не вырожден). Оказалось, что уравнения глюонного поля, выводимые из лагранжиана $\mathcal{L}_{\text{глюон}}$ (4.6.6), имеют классическое решение, названное *инстантоном* [28]. Если квантованное глюонное поле тоже имеет классическую часть, то можно ожидать, что вследствие виртуальных переходов между различными вакуумными состояниями реализуется состояние истинного вакуума, плотность энергии в котором меньше, чем в исходном невозмущенном вакуумном состоянии, а силловые линии $F_{\mu\nu}^i$ цветового поля, являющегося источником цветового заряда кварков и антикварков, заперты вместе с кварками в ограниченной области пространства (рис. 4.38, а). Феноменологическая модель такого состояния получила название модели *адронного мешка* [29]. В модели мешка получается, что давление, действующее на границе раздела вакуума и адрона, удерживает все состояния,

отличные от $SU(3)_c$ -синглета, внутри адрона (мешка). При попытке разорвать кварк и антикварк область, в которой заперты силовые линии $F_{\mu\nu}^i$, вытягивается наподобие показанной на рис. 4.38, б струны, а потенциал взаимодействия кварка и антикварка увеличивается прямо пропорционально расстоянию между ними r . Таким образом, для отрыва кварка нужна бесконечно большая энергия и кварки удерживаются внутри адрона [30]. Модель мешка связана с упоминавшейся в § 4.4 струнной моделью адрона. Хотя в КХД осталось еще много нерешенных вопросов, основанную на ней теорию адронов можно рассматривать как наиболее перспективный вариант механики кварков.

4.6.2. Глюоны и струнная модель

Глюонное (цветовое) поле индуцирует внутри адрона рождение пар кварков и антикварков. Если, сообщая мезону энергию, попытаться разорвать составляющие его кварки, то струна

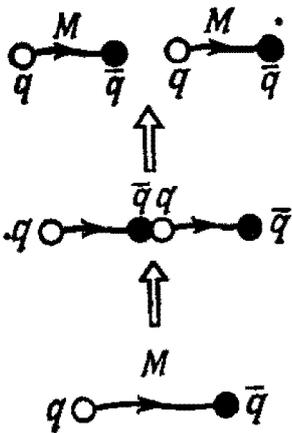


Рис. 4.39. Распад $M \rightarrow M + M$.

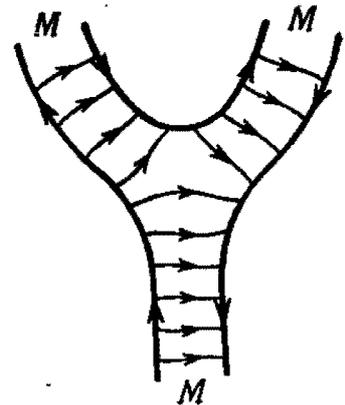


Рис. 4.40. Распад $M \rightarrow M + M$.

растягивается и где-то внутри нее рождается пара кварка и антикварка, в результате чего происходит распад мезона (рис. 4.39).

Поскольку кварк и антикварк соединены струной, надо представлять себе, что на диаграмме перегруппировки кварков, описывающей распад мезона, между линиями кварков и антикварков натянута пленка (рис. 4.40). На применении таких новых диаграмм перегруппировки кварков к исследованию адронных процессов мы здесь не останавливаемся (см. обзор [31]).

Барионы, составленные из трех кварков, в струнной модели представляют либо в виде показанной на рис. 4.41 структуры, изоморфной букве Y, либо линейной структурой, получающейся из структуры Y в пределе, когда длина одной из струн стремится к нулю. Вершина J, в которой соединяются три струны,

получила название «связь» [32]. Она соответствует вершине третьего порядка по $\Phi_{ij}(x)$ в лагранжиане (4.6.6) и символизирует взаимодействие глюонов, обусловленное неабелевыми коммутационными свойствами глюонного поля. Если барионы действительно имеют указанную струнную структуру, то возможны различные варианты внутреннего устройства адронов, показанные на рис. 4.42.

В литературе имеются указания, что такие необычные адроны, возможно, действительно существуют. Например, из Брукхейвена и ЦЕРНа поступили сообщения [33], что полное сечение σ_T и особенно сечение упругого рассеяния $\sigma_{упр}$ протонов

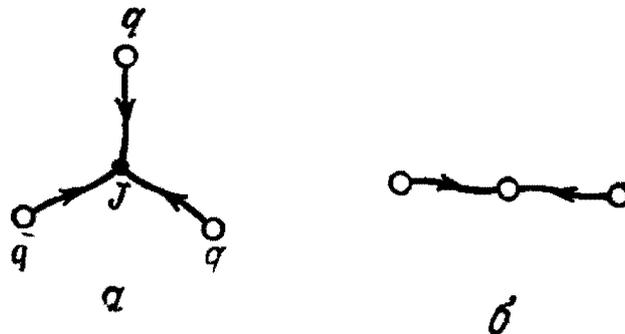


Рис. 4.41. Струнная структура барионов: *a* — структура в форме буквы Y; *b* — линейная структура.

на антипротонах в области умеренно высоких энергий имеют резкий максимум, расположенный при энергии E , значение которой в СЦМ системы $\bar{P}P$ приблизительно равно 1936 МэВ. При этом не наблюдается сколько-нибудь заметного возрастания сечений неупругого рассеяния $\sigma_{неупр}$ и перезарядки σ_0 . Данные по полному сечению указывают, что этот пик имеет резонансную природу с энергией резонанса $M_R = 1935,9 \pm 1,0$ МэВ, шириной резонанса $\Gamma = 8,8_{-3,2}^{+4,3}$ МэВ и вкладом в полное сечение $\sigma_R = 10,6 \pm 2,4$ мбарн. Рассматриваемый резонанс имеет две характерные особенности: его ширина мала и он вносит необычно большой вклад в сечение упругого рассеяния. Величина M_R , трактуемая как кинетическая энергия системы $\bar{P}P$, хотя и невелика, но достаточна для распада системы на несколько пионов; тем не менее таких распадов практически не происходит. Кроме того, крайне затруднено рассеяние с перезарядкой $\bar{P}P \rightarrow \bar{N}N$. Следовательно, должен существовать механизм, допускающий беспрепятственное превращение данного резонанса в систему $\bar{P}P$ и подавляющий его переходы в другие адронные состояния. Имати и др. заметили, что резонансом с такими особенностями может быть показанная на рис. 4.42 система M_4^2 [34]. Если при столкновении бариона B с антибарионом \bar{B} аннигилирует пара кварка и антикварка, то образуется состояние M_4^2 . И обратно, при разрыве струны, соединяющей J с анти- J

(\bar{J}), происходит распад $M_4^2 \rightarrow \bar{B} + B$. В то же время для распада состояния M_4^2 на несколько мезонов необходима аннигиляция пары $J\bar{J}$ со сложной перестройкой струн, которую можно запретить при помощи обобщенного правила ФВР; тем самым становятся понятными основные особенности рассматриваемого резонанса. Состояние M_4^2 получило название «барионий». Надо сказать, что дальнейшие экспериментальные исследования не подтвердили данных о существовании резонанса при энергии 1936 МэВ. Тем не менее вопрос о существовании адронов в новой форме типа бариония интересен сам по себе, ибо открывает одно из направлений более углубленного исследования составной структуры адронов.

Остановимся на важной особенности КХД — существовании в этой теории *асимптотической свободы* частиц (кварков и глюонов). Поскольку глюоны несут цветовой заряд и описываются неабелевым калибровочным полем, их эффективная константа связи g_c зависит от квадрата переданного 4-импульса q^2

$$\alpha_s(q^2) = g_c^2(q^2)/4\pi = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + (b/2\pi)\alpha_s(\mu^2)\ln(q^2/\mu^2)} + O(\alpha_s^2), \quad (4.6.9)$$

где μ^2 — некое фиксированное значение q^2 ,

$$b = (11N_C - 2N_F)/3, \quad (4.6.10)$$

а N_C и N_F — числа цветовых степеней свободы и степеней свободы

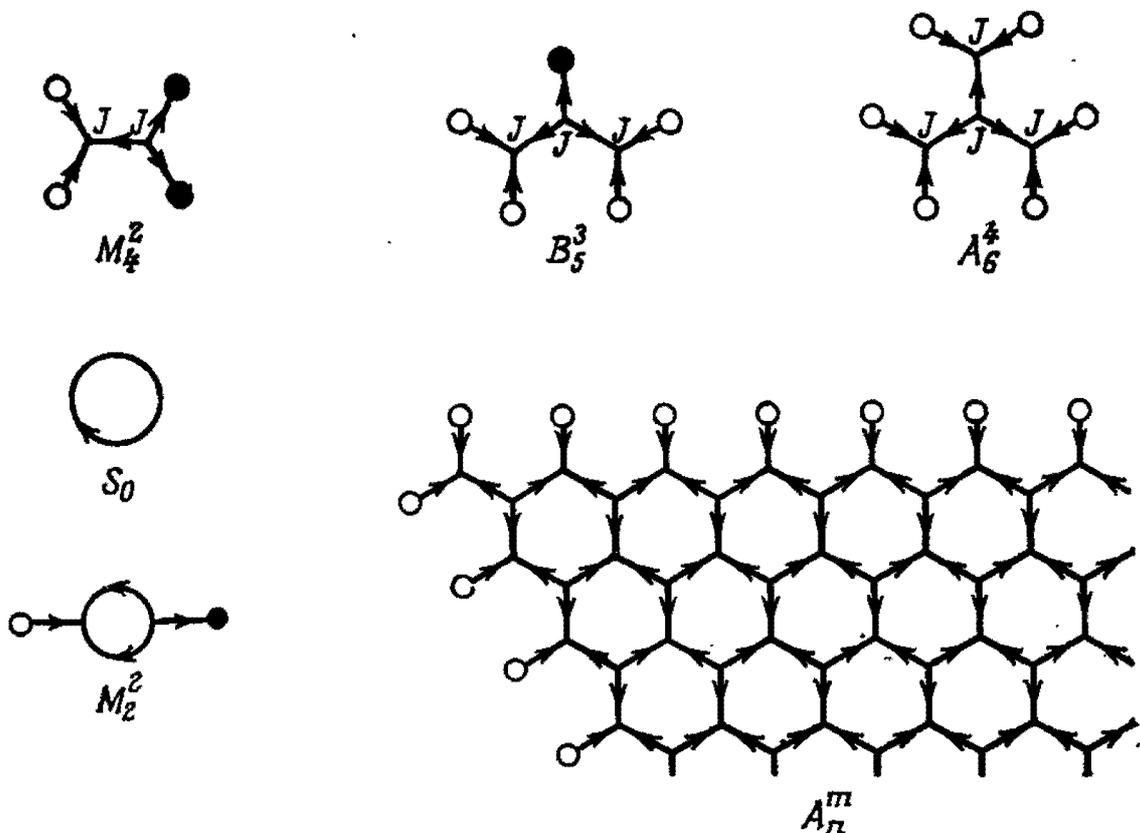


Рис. 4.42. Системы, составленные из многих кварков ($SU(3)_c$ -синглетные состояния).

аромата [35]. При $N_C=3$ и $N_F<16$ $b>0$, и в пределе больших q^2 величина $\alpha_s(q^2)$ стремится к нулю обратно пропорционально $\ln q^2$. Об этом обстоятельстве говорят как об асимптотической свободе. При достаточно большом q^2 (малом $\alpha_s(q^2)$) применима теория возмущений, и происходит процесс, аналогичный процессу тормозного излучения фотонов электронами: высокоэнергичные кварки и глюоны испускают глюоны. В обратном предельном случае малых значений q^2 (больших значений $\alpha_s(q^2)$) теория возмущений неприменима и надо пользоваться струнной моделью и моделью мешка, позволяющими описать механизм удержания кварков. Существование в КХД асимптотической свободы объясняет, почему, несмотря на удержание кварков в адроне, при большой передаче импульса они ведут себя подобно свободным частицам. Иными словами: наличие в КХД асимптотической свободы — причина эффективности кварковой партонной модели (см. § 5.7).

§ 4.7. Рассеяние на большие углы и процессы с большими поперечными импульсами

Ранее столкновения частиц высокой энергии наблюдали только в космических лучах. Быстрое развитие этих исследований началось в 1970 г. после ввода в строй огромных ускорителей с энергией налетающих частиц свыше 200 ГэВ и ускорителей со встречными пучками, в которых энергия налетающей частицы совпадает с ее энергией в СЦМ. Эксперименты на ускорителях позволили не только уточнить результаты, уже известные из опытов с космическими лучами, но и собрать постепенно качественно новую информацию. В частности, для выяснения внутренней структуры адронов и механики кварков очень важны исследования процессов с большими поперечными импульсами. Речь идет о процессах множественной генерации частиц, в которых поперечный импульс p_T (т. е. составляющая импульса в СЦМ, перпендикулярная импульсу налетающей частицы) превышает 2 ГэВ; при таких больших p_T характеристики адронных процессов приобретают новые черты. Мы начнем с процесса рассеяния на большие углы при столкновении двух адронов высокой энергии, тесно связанного с процессами при больших p_T .

4.7.1. Рассеяние на большие углы

В § 4.3 уже говорилось, что в области небольших $|t|$ или $|u|$, не превышающих нескольких ГэВ², дифференциальные сечения двухчастичных адронных процессов характеризуются реджевским поведением, т. е. уменьшаются с увеличением $|t|$ или $|u|$ по эк-

споненциальному закону (см. формулу (4.3.21)). Но при дальнейшем увеличении $|t|$ или $|u|$ картина совершенно изменяется и дифференциальное сечение начинает зависеть от s , t и u по степенному закону:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-2N_s} |t|^{-2N_t} |u|^{-2N_u}. \quad (4.7.1)$$

Если \sqrt{s} много больше масс участвующих в процессе адронов, то

$$t \approx -\frac{s}{2} (1 - \cos \theta), \quad u \approx -\frac{s}{2} (1 + \cos \theta) \quad (4.7.2)$$

и формула (4.7.1) приобретает вид

$$d\sigma/dt \sim s^{-N} f(\theta), \quad (4.7.3)$$

где

$$N = 2(N_s + N_t + N_u). \quad (4.7.4)$$

Таким образом, при фиксированном угле рассеяния θ дифференциальное сечение ведет себя как степенная функция s . Такой результат называют *законом подобия для фиксированного угла рассеяния*. Как видно из рис. 4.43, указанный закон подобия хорошо подтверждается экспериментальными данными [35].

В процессе упругого рассеяния двух частиц на большие углы при высоких энергиях все кварки сильно изменяют свои импульсы. Если амплитуду рассеяния, соответствующую конкретной диаграмме перегруппировки кварков, строить согласно рассуждениям § 4.5, т. е. считать, что она выражается произведением степеней 4-импульсов, передаваемых обмениваемыми кварками, то окажется, что величина N (4.7.4) пропорциональна числу кварков, участвующих в процессе. Например, при упругом рассеянии $P+P \rightarrow P+P$ на большие

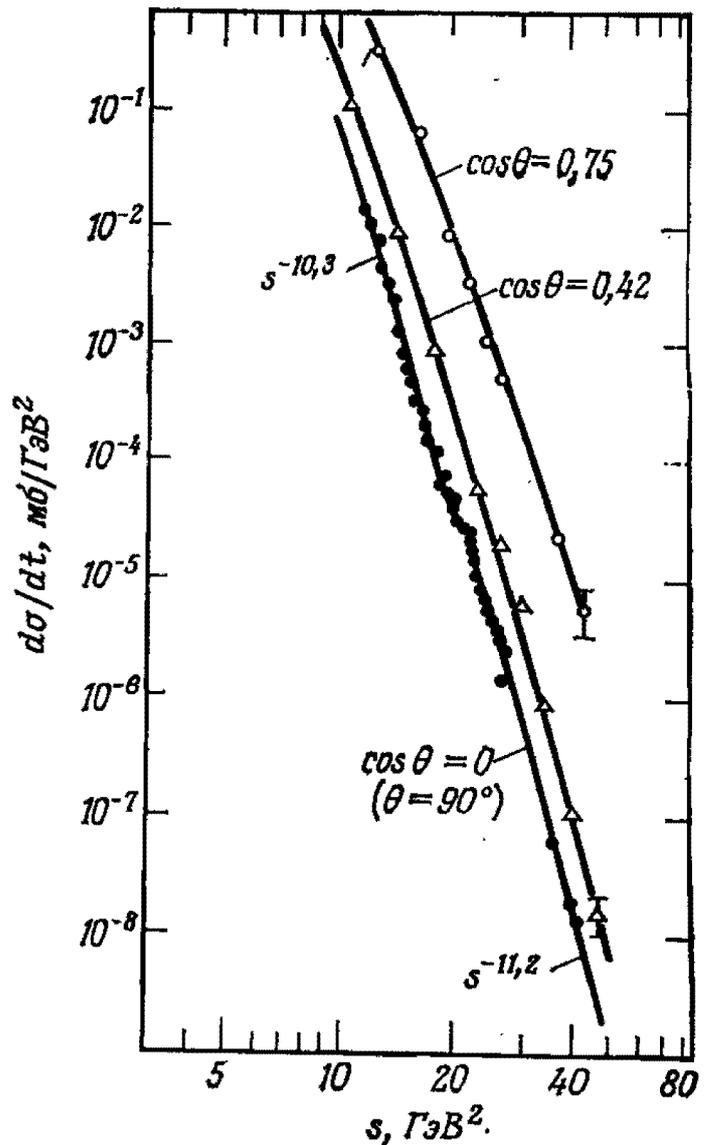


Рис. 4.43. Закон подобия при рассеянии $P+P \rightarrow P+P$ на большой фиксированный угол,

углы показатель N равен 11 или несколько больше, а в процессе участвует 6 кварков; следовательно, величины N_s , N_t , N_u , входящие в формулу (4.7.4), можно рассматривать как числа кварков, квадраты изменения 4-импульсов которых равны соответственно s , t и u . Это означает, что определенные в § 4.5 показатели $\gamma_2(t)$, $\gamma_3(u)$, $\gamma_5(u)$, характеризующие корреляцию обмениваемых кварков, фиксированы и равны

$$\gamma_2(t) = \gamma_3(u) = \gamma_5(u) = 1. \quad (4.7.5)$$

С этой точки зрения различие между реджевским поведением амплитуд рассеяния вперед или назад и степенным поведением амплитуды рассеяния на большие углы объясняется различием законов корреляции кварков: в случае реджевского поведения зависимость от t или u функций, определяющих корреляцию, согласована с аналогичной зависимостью полюсов Редже формулами (4.5.23), (4.5.28) и (4.5.29), а в случае степенного поведения эти функции являются константами (4.7.5) [36].

Существуют и другие подходы к определению показателя степени N в законе подобия при рассеянии на фиксированный угол. Например, если считать, что константа взаимодействия безразмерна, а размерными величинами являются только поля кварков и переменные s , t , u , то анализ размерностей приводит к формуле [37]

$$N = N_A + N_B + N_C + N_D - 2, \quad (4.7.6)$$

в которой N_A , N_B и т. д. — числа кварков в соответствующих адронах. Формула (4.7.6) дает для процессов $M+M \rightarrow M+M$, $M+B \rightarrow M+B$, $B+B \rightarrow B+B$ значения N , равные 6, 8 и 10, меньшие значений, получающихся из формулы (4.7.4), на 2. Точность современных экспериментальных данных не позволяет решить, какая из формул — (4.7.4) или (4.7.6) — предпочтительнее.

4.7.2. Процессы при больших p_T

В случае множественной генерации частиц при высокой энергии, схематически изображаемой процессами вида

$$A + B \rightarrow C + X, \quad (4.7.7)$$

$$A + B \rightarrow C + D + X, \quad (4.7.8)$$

обычно в конечном состоянии измеряют импульсы у частиц одного или двух сортов, а остальные частицы конечного состояния, обозначаемые в совокупности символом X , не регистрируют. Процессы, измерение которых произведено таким образом, называют *инклюзивными*. На рис. 4.44 приведены данные о лоренц-инвариантном дифференциальном сечении $E_{\pi^0} d\sigma/dp_{\pi^0}$ рождения

π^0 в инклюзивном процессе $P+P \rightarrow \pi^0 + X$ при больших p_T [38]. При $p_T \lesssim 2$ ГэВ сечение практически не зависит от s и при увеличении p_T уменьшается по экспоненциальному закону:

$$E_{\pi^0} d\sigma/dp_{\pi^0} \sim \exp(-6p_T), \quad (4.7.9)$$

а в области $p_T > 2$ ГэВ начинает зависеть от p_T степенным образом. Правда, сечение в этой области поперечных импульсов возрастает при увеличении энергии. Недавно на пересекающихся накопительных кольцах в ЦЕРН произведены измерения вплоть до значений $p_T \approx 16$ ГэВ [39]; поскольку энергия в СЦМ была $\sqrt{s} = 62,4$ ГэВ, квадрат переданного импульса составлял около 1500 ГэВ², что соответствовало исследованию пространственных областей размером порядка $5 \cdot 10^{-16}$ см. Оказалось, что дифференциальное сечение в этой области значений p_T тоже можно представить степенным законом подобия, имеющим вид

$$E_c d\sigma/dp_c = p_T^{-n} (1 - x_T)^m f(\theta), \quad (4.7.10)$$

$$x_T \equiv 2p_T/\sqrt{s}. \quad (4.7.11)$$

Например, в случае инклюзивных процессов вида $P+P \rightarrow C+X$ сечение измерено вплоть до значений $p_T = 10$ ГэВ и получено, что при $C = \pi^\pm, K^\pm, \bar{P}$ показатель $n \approx 8$, а при $C = P$ величина n близка к 12.

Для объяснения степенной зависимости сечения предлагались различные механизмы рождения частиц с большими p_T ,

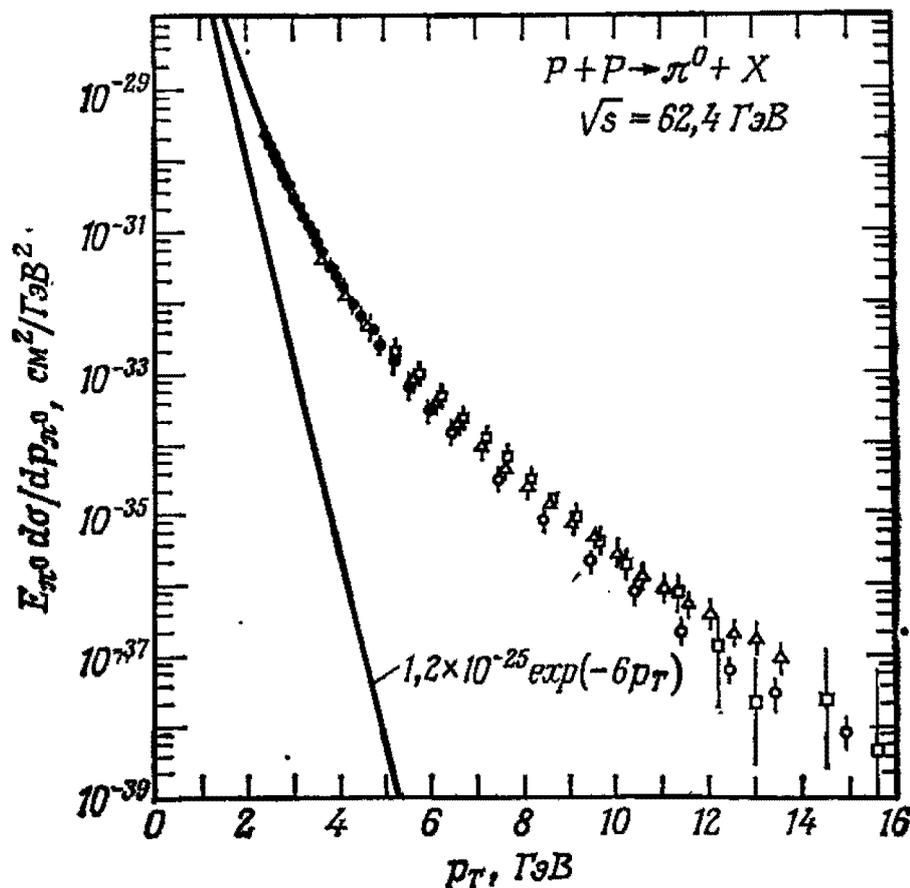


Рис. 4.44. Рождение π^0 -мезонов с большими p_T .

основанные на партонной модели кварков (по поводу партонной модели см. § 5.7). Так, в работе [40] принимается, что множественная генерация частиц является результатом элементарных процессов

$$a + b \rightarrow c + d \quad (4.7.12)$$

рассеяния на большие углы кварков a и b , входящих в состав адронов A и B и имеющих импульсы $p_a = x_a p_A$ и $p_b = x_b p_B$ (рис. 4.45)¹⁾. Если переменные, описывающие процесс (4.7.12)

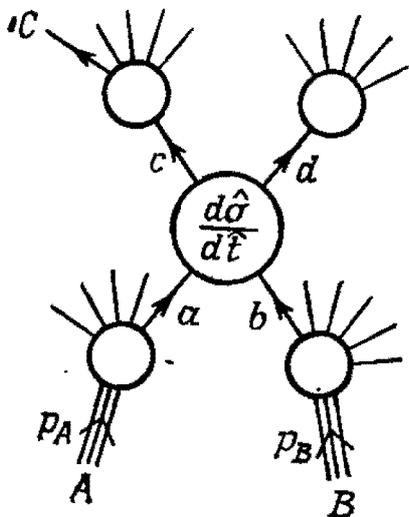


Рис. 4.45. Рождение частиц с большими p_T в партонной модели. Инклюзивный процесс $A + B \rightarrow C + X$.

в разных каналах, обозначить \hat{s} , \hat{t} , \hat{u} , то соответствующее сечение рассеяния на определенный угол $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ будет характеризоваться законом подобия (4.7.3). Поскольку в элементарном процессе участвуют два кварка, анализ размерностей и рассмотрение обмена глюонами показывают, что показатель закона подобия $N=4$. Когда один из рассеянных на большой угол кварков (кварк c) включается в адрон C , последний регистрируется как частица с большим p_T . Согласно партонной модели, дифференциальное сечение рождения адрона C дается формулой

$$E_C \frac{d\sigma}{dp_C} = \frac{1}{\pi} \sum_{a, b, c} \int dx_a \int dx_b F_{a/A}(x_a) F_{b/B}(x_b) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} G_{C/c}(z)/z, \quad (4.7.13)$$

где $F_{a/A}(x_a)$ — распределение вероятности того, что входящий в состав адрона A кварк a уносит часть x_a ($0 \leq x_a \leq 1$) полного импульса p_A адрона A , $F_{b/B}(x_b)$ — аналогичная величина, характеризующая кварк b , а $G_{C/c}(z)$ — распределение вероятности того, что адрон C получит от кварка c импульс $p_C = zp_c$. Числа x_a , x_b , z заключены между нулем и единицей; формула (4.7.10) получается, если предположить, что, когда указанные числа приближаются к 1, соответствующие функции распределения

¹⁾ В разд. 6.3.1 мы увидим, что при больших p_T значительный вклад в элементарные процессы вносят испускаемые кварками глюоны.

вероятностей убывают как некоторые степени $1-x$ или $1-z$. Если рассмотренный механизм правилен, то адрон C , имеющий большой поперечный импульс p_T , должен принадлежать пучку адронов, рожденных кварком c , — кварковой струе, и такая же струя адронов должна идти в направлении, противоположном направлению импульса кварка c (она порождается рассеянным на большой угол кварком d). Для проверки этого вывода при изучении инклюзивных процессов (4.7.8) ставят корреляционные эксперименты, регистрируя одновременно с адронами C , имеющими большой поперечный импульс p_T , распределение летящих в обратном направлении адронов D , у которых p_T тоже велико. Из таких опытов постепенно становится ясным, что элементарные процессы (4.7.12) играют важную роль.

Выше уже отмечалось, что анализ размерностей и учет обмена глюонами в КХД дают для показателя степени в формуле вида (4.7.10), выводимой из элементарных процессов (4.7.12), значение $n=4$, что не согласуется с экспериментально измеренным значением $n \approx 8$. Для преодоления указанного затруднения предлагалось включить в элементарный процесс мезоны и учитывать вклад глюонов в поперечный импульс партона p_T [41], принять во внимание струнную модель барионов (структура в виде буквы Y) [42] и т. п. Но дело оказалось в том, что в первоначальной партонной модели кварков имелось следующее важное упущение. Поскольку показанный на рис. 4.45 кварк c , рассеянный на большой угол, имеет цветовые степени свободы, он должен как-то рекомбинировать с остальными кварками адронов A или B , и то же относится к его партнеру — кварку d ; в противном случае рожденные адроны не будут в целом образовывать $SU(3)_c$ -синглета. Первоначальная партонная модель, в которой партоны считались совершенно свободными частицами, при рассмотрении инклюзивных процессов игнорировала эффект рекомбинации. Существование рекомбинации становится особенно очевидным, если, исходя из идеи о перегруппировке кварков, нарисовать показанную на рис. 4.46 диаграмму множественного рождения в струе с большим p_T [43]. Оказывается, что соответствующие таким диаграммам амплитуды можно приближенно считать примерно такими же методами, как амплитуды двухчастичных процессов. Расчет с учетом эффектов корреляции и рекомбинации кварков дает для случая $C=P$ значение $n \approx 12$, а в

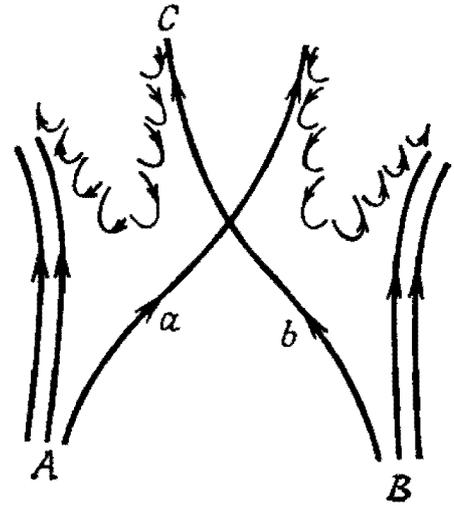


Рис. 4.46. Диаграмма, иллюстрирующая процесс генерации четырех струй с большими p_T .

остальных случаях $n \approx 8$ в согласии с экспериментальными данными.

Любопытно, что при дальнейшем увеличении p_T , в области $p_T > 10$ ГэВ показатель степени n в формуле (4.7.10) начинает уменьшаться и, согласно экспериментальным данным для процесса $P + P \rightarrow \pi^0 + X$ [44], имеет тенденцию приближаться с ростом p_T к значению $n=4$. Если эти данные окажутся верными, то партонная модель в области больших p_T получит дополнительное подтверждение. В гл. 5 мы увидим, что с помощью партонной модели удастся успешно описать глубоко неупругие лептон-адронные процессы, и если подтвердится ее эффективность при описании инклюзивных адрон-адронных реакций, то одна из важнейших особенностей КХД — существование в ней асимптотической свободы — получит солидное феноменологическое обоснование. Будет ли это так, покажут экспериментальные и теоретические исследования ближайших лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Taketani M., Nakamura S., Sasaki M.*, Prog. Theor. Phys., **6**, 581 (1951).
2. Prog. Theor. Phys. Suppl., No. 3, 1956.
3. *Chew G. F., Low F. E.*, Phys. Rev., **101**, 1571 (1956).
4. *Minami S., Nakano T., Nishijima K., Okonogi H., Yamada E.*, Prog. Theor. Phys., **8**, 531 (1952);
Sternheimer R. B., Lindenbaum S. J., Phys. Rev., **109**, 1723 (1958);
Sawada S., Prog. Theor. Phys., **25**, 43 (1961).
5. *Hoshizaki N., Otsuki S., Watari W., Yonezawa M.*, Prog. Theor. Phys., **27**, 1199 (1962);
Sawada S., Ueda T., Watari W., Yonezawa M., Prog. Theor. Phys., **28**, 991 (1962).
6. *Chew G. F., Frautschi S. C., Mandelstam S.*, Phys. Rev., **126**, 1202 (1962).
7. *Regge T.*, Nuovo Cimento, **14**, 951 (1959).
8. *Померанчук И. Я.*, ЖЭТФ, **34**, № 7, 499 (1958).
9. *Morrison D. R. O.*, Phys. Letters, **22**, 528 (1966).
10. *Igi K., Matsuda S.*, Phys. Rev. Letters, **18**, 625 (1967);
Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N., Phys. Letters, **B24**, 181 (1967).
11. *Dolen R., Horn D., Schmid C.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 402 (1967).
12. *Veneziano G.*, Nuovo Cimento, **57A**, 190 (1968).
13. *Koba Z., Nielsen H. B.*, Nuclear Phys., **B12**, 517 (1969);
Fubini S., Veneziano G., Nuovo Cimento, **64A**, 811 (1969).
14. *Nambu Y.*, Symmetries and Quark Models, Gordon and Breach, 1970, p. 269;
Susskind L., Phys. Rev., **D1**, 1182 (1970).
15. *Takabayashi T.*, Prog. Theor. Phys., **44**, 1429 (1971);
Virasoro M. A., Phys. Rev., **D1**, 2933 (1970);
Goto T., Prog. Theor. Phys., **46**, 1560 (1971).
16. *Ито Д.*, Сорюсрой кэнкю, **32**, 217 (1965);
Левин Е. М., Франкфурт Л. Л., Письма в ЖЭТФ, **2**, 65 (1965);
Lipkin H. J., Scheck F., Phys. Rev. Letters, **16**, 71 (1965).
17. *Fujimoto Y., Machida S., Namiki M.*, Prog. Theor. Phys., Suppl. Extra No 304, 1965.
18. *Okubo S.*, Phys. Letters, **5**, 165 (1963);
Zweig G., CERN preprint Th. 401, 1964;

- Iizuka J., Okada K., Shito O.*, Prog. Theor. Phys., **35**, 1061 (1965);
Iizuka J., Prog. Theor. Phys., Suppl., Nos. **37, 38**, 21 (1966).
19. *Imachi M., Matsuoka T., Ninomiya K., Sawada S.*, Prog. Theor. Phys., **38**, 1198 (1967); **40**, 353 (1968).
20. *Matumoto K.*, Nuovo Cimento Letters, **1**, 620 (1969);
Matsuoka T., Ninomiya K., Sawada S., Prog. Theor. Phys., **42**, 56 (1969);
Harari H., Phys. Rev. Letters, **22**, 562 (1969);
Rosner J. L., Phys. Rev. Letters, **22**, 689 (1969).
21. *Rosner J. L.*, Phys. Rev. Letters, **21**, 950 (1968).
22. *Freund P. G. O., Waltz R., Rosner J. L.*, Nuclear Phys., **B13**, 237 (1969).
23. *Kobayashi A., Matsuoka T., Ninomiya K., Sawada S.*, Prog. Theor. Phys., **45**, 403 (1971).
Igarashi Y., Matsuoka T., Sawada S., Prog. Theor. Phys., **52**, 618; 986 (1974).
24. *Toyoda F.*, Prog. Theor. Phys., **53**, 1530 (1975).
25. *Schmid C., Webber D. M., Sorensen C.*, Nuclear Phys., **B111**, 317 (1976).
26. *Yazaki S., Fukugita M., Inami T., Sakai N.*, Phys. Letters, **68B**, 251 (1977).
27. *Marciano W., Pagels H.*, Phys. Reports C36, 137 (1978).
28. *Belavin A. A., Polyakov A. M., Schmartz A. S., Tyupkin Yu. S.*, Phys. Letters, **59B**, 85 (1975).
29. *Chodos A., Jaffe R. L., Johnson K., Thorn C. B., Weisskopf V. E.*, Phys. Rev., **D9**, 3471 (1974);
Bordeen W. A., Chanowitz M. S., Drell S. D., Weinstein M., Yan T.-M., Phys. Rev., **D11**, 1094 (1974).
30. *Nielsen H. B., Olesen P.*, Nuclear Phys., **B61**, 45 (1973).
31. *Igarashi Y. et al.*, Prog. Theor. Phys., Suppl., **63**, 122 (1978).
32. *Imachi M., Otsuki S., Toyoda F.*, Prog. Theor. Phys., **54**, 280 (1975); **55**, 551 (1976);
Artru X. Nuclear Phys., **B85**, 442 (1975).
33. *Carroll A. S. et al.*, Phys. Rev. Letters, **32**, 247 (1974);
Kalgeropoulos T. E., Tzanakos G. S., Phys. Rev. Letters, **34**, 1047 (1975);
Chaloupka V. et al., Phys. Letters, **61B**, 487 (1976);
Brückner W. et al., Phys. Letters, **67B**, 222 (1977).
34. *Imachi M., Otsuki S.*, Prog. Theor. Phys., **58**, 1657; 1660 (1977); **59**, 1290 (1978);
Chan H. Mo, Hogaasen H., Phys. Letters, **72B**, 121; 400 (1977); Nuclear Phys., **B136**, 401 (1978).
35. *Gunion J. F., Brodsky S. J., Blankenbecler R.*, Phys. Letters, **39B**, 649 (1972);
 Phys. Rev., **D8**, 287 (1973).
36. *Igarashi Y., Matsuoka T., Sawada S.*, Prog. Theor. Phys., **52**, 618; 986 (1974).
37. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.*, Nuovo Cimento Letters, **7**, 719 (1973).
38. *Büsser F. W. et al.*, Nuclear Phys., **B106**, 1976.
39. *Clark A. G. et al.*, Phys. Letters, **74B**, 267 (1978).
40. *Berman S. M., Bjorken J. D., Kogut J. B.*, Phys. Rev., **D4**, 3388 (1971).
41. *Feynman R. P., Field R. D., Fox G. C.*, Nuclear Phys., **B128**, 1 (1977).
42. *Imachi M., Otsuki S., Toyoda F., Yoneyama H.*, Prog. Theor. Phys., **58**, 64 (1977).
43. *Igarashi Y., Matsuoka T., Sawada S.*, Prog. Theor. Phys., **57**, 499 (1977);
Matsuoka T., Prog. Theor. Phys., **60**, 474 (1978).
44. *Kourkoumelis C. et al.*, Phys. Letters, **83B**, 257 (1979).

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В гл. 1 мы видели, что первым шагом на пути создания теории слабых взаимодействий элементарных частиц была фермиевская теория бета-распада. Появившаяся позднее теория Юкавы наряду с введением пиона впервые произвела также разграничение между сильными взаимодействиями — источником ядерных сил — и слабыми взаимодействиями, являющимися причиной бета-распада.

С феноменологической точки зрения бета-распад — одно из превращений атомных ядер, но после появления гейзенберговской теории строения ядра, согласно которой атомные ядра образованы из нуклонов (протонов, нейтронов), бета-распадное взаимодействие стали понимать как взаимодействие составляющих атомное ядро нуклонов. В частности, взаимодействие Ферми записывается как взаимодействие четырех фермионных полей — электронного, нейтринного, протонного и нейтронного. Тем самым многообразные явления бета-распада атомных ядер сводились к взаимодействию нуклонов, и обратно, систематические исследования, основанные на четырехфермионном взаимодействии Ферми, сыграли роль в развитии теории строения атомного ядра. Точно так же исследование слабых взаимодействий играло, играет и, по-видимому, будет играть большую роль в развитии теории элементарных частиц.

Выше мы видели, что слабое взаимодействие адронов с лептонами записывается в виде произведения токов, составленных из полей частиц, но, поскольку адроны образованы из более фундаментальных составных частей — кварков, адронные токи надо заменить токами кварков. Такая замена аналогична переходу от рассмотрения атомных ядер к рассмотрению нуклонов, который в свое время был совершен в теории бета-распада; теперь надо совершить переход

токи адронов \longrightarrow токи кварков.

Таким образом, слабые взаимодействия устанавливают взаимосвязь между лептонами и кварками, позволяющую, в частности, использовать лептоны в качестве мощного средства изучения внутренней структуры элементарных частиц.

Итак, слабые взаимодействия лептонов и кварков принадлежат к числу самых фундаментальных взаимодействий в природе и могут быть использованы для исследования внутреннего строения элементарных частиц. Ниже рассматриваются законы слабых взаимодействий и объясняется, каким образом они могут способствовать углублению наших знаний о частицах.

§ 5.1. Несохранение четности и V — A-взаимодействие

В гл. 1 уже говорилось, что при детальном изучении слабых распадов странных частиц были обнаружены качественно новые явления. Например, оказалось, что имеется два канала распада K^+ -мезона — на 2π и на 3π :

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0, \quad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+.$$

Пион — частица, имеющая $J^P=0^+$. Поэтому, если принять, что спин новой частицы K^+ равен нулю, то из закона сохранения момента количества движения получится, что при распаде на 2π в конечном состоянии $J^P=0^+$, а при распаде на 3π конечное состояние характеризуется спин-четностью $J^P=0^-$. Анализ процессов распада показывает, что характеристики частиц в начальном состоянии (массы, времена жизни и т. п.) совершенно одинаковы, т. е. что распадающиеся по двум каналам мезоны K^+ — одинаковые частицы. Следовательно, при распаде каона пространственная четность не сохраняется. На этом основании Ли и Янг [1] задались вопросом: не нарушается ли вообще в слабых взаимодействиях закон сохранения четности?

5.1.1. Преобразования P, C, T

Мы видели выше, что бета-распадное взаимодействие в форме (1.5.7) правильно описывает экспериментальные данные, но здесь мы выпишем еще раз четырехфермионное взаимодействие в самом общем виде, чтобы иметь возможность изучить его особенности:

$$\begin{aligned} H_\beta = & \frac{1}{V^2} \sum_{j=V, A, T} \{ (\bar{\psi}_P O_j \psi_N) (\bar{\psi}_e O_j [G_j + G_j' \gamma_5] \psi_{\nu_e}) + \\ & + (\bar{\psi}_N O_j \psi_P) (\bar{\psi}_{\nu_e} O_j [G_j^* + G_j'^* \gamma_5] \psi_e) \} + \\ & + \frac{1}{V^2} \sum_{j=S, P} \{ (\bar{\psi}_P O_j \psi_N) (\bar{\psi}_e O_j [G_j + G_j' \gamma_5] \psi_{\nu_e}) + \\ & + (\bar{\psi}_N O_j \psi_P) (\bar{\psi}_{\nu_e} O_j [G_j^* - G_j'^* \gamma_5] \psi_e) \}. \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

Здесь O_j — матрицы γ , определенные формулами (1.2.3).

Начнем с пространственной инверсии P . В этом случае нас интересуют изменения динамических переменных при преобразовании, сохраняющем направление течения времени и изменяющем направления пространственных осей:

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = -\mathbf{r}, \quad t \rightarrow t' = t. \quad (5.1.2)$$

Оно соответствует следующему изменению импульса и момента количества движения:

$$\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}' = -\mathbf{p}, \quad \mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}' = \mathbf{J}. \quad (5.1.3)$$

Шредингеровская волновая функция частиц с импульсом \mathbf{p} в квантовой механике $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t)$ подвергается при пространственной инверсии преобразованию

$$P\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \eta_{\mathbf{p}}\psi_{-\mathbf{p}}(-\mathbf{r}, t), \quad (5.1.4)$$

двукратное применение которого возвращает частицу в исходное состояние:

$$P^2\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) = \eta_{\mathbf{p}}^2\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) \equiv \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t),$$

откуда следует

$$\eta_{\mathbf{p}} = \pm 1. \quad (5.1.5)$$

Величина $\eta_{\mathbf{p}}$ получила название четности при пространственной инверсии, или, короче, *пространственной четности*. Преобразование при пространственной инверсии дираковского поля со спином $1/2$ обычно определяют формулой

$$\psi(\mathbf{r}, t) \rightarrow \eta_P \gamma_4 \psi(-\mathbf{r}, t). \quad (5.1.6)$$

Такое определение приспособлено к описанию преобразования билинейных форм вида $(\bar{\psi} O \psi)$, составленных из ψ , при преобразовании классических величин (5.1.3). Производя указанные преобразования полей всех частиц, входящих в гамильтониан взаимодействия (5.1.1), находим, что при пространственной инверсии

$$H_{\beta} \rightarrow H_{\beta}^P = \frac{1}{V^2} \prod_a \eta_P(a) \sum_I (\bar{\psi}_P O_I \psi_N) (\bar{\psi}_e O_I [G_I - G'_I \gamma_5] \psi_{\nu_e}) + \\ + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.1.7)$$

где $\eta_P(a)$ — собственное значение четности частицы a , $a = P, N, e, \nu$. Полученный результат показывает, что если обе константы G_I и G'_I не равны нулю, то при любом выборе $\eta_P(a)$ гамильтониан взаимодействия (5.1.1) не инвариантен относительно пространственной инверсии (несохранение четности). Выражения для вероятностей и средних значений в различных процессах, вызываемых рассматриваемым взаимодействием, вообще говоря, имеют вид квадратичных форм от G_I и G'_I . Заметим, что при простран-

ственной инверсии

$$\begin{aligned} G_i G_j &\rightarrow G_i G_j, \\ G'_i G'_j &\rightarrow G'_i G'_j, \\ G_i G'_j &\rightarrow -G_i G'_j; \end{aligned} \quad (5.1.8)$$

следовательно, эффект несохранения четности проявляется в тех слагаемых средних значений, которые ведут себя как псевдоскаляры, т. е. в интерференционных членах $G_i G'_j$.

Кроме пространственной инверсии большое значение имеет также преобразование замены частицы на античастицу (C) (§ 1.2), при котором дираковское поле преобразуется по закону

$$\psi_\alpha(\mathbf{r}, t) \rightarrow \eta_C C_{\alpha\beta} \bar{\psi}_\beta(\mathbf{r}, t). \quad (5.1.9)$$

Здесь α — индексы компонент спинора, а C — матрица размера 4×4 , удовлетворяющая соотношениям

$$C^{-1} \gamma_\mu C = -\gamma_\mu^T, \quad C^T = -C. \quad (5.1.10)$$

Соответствующее преобразование гамильтониана взаимодействия имеет вид

$$\begin{aligned} H_B \rightarrow H_B^C = \frac{1}{V^2} \prod_a \eta_C(a) \sum_i (\bar{\psi}_N O_i \psi_P) (\bar{\psi}_e O_j [G_j \pm G'_j \gamma_5] \psi_e) + \\ + \text{эрм. сопр.}, \end{aligned} \quad (5.1.11)$$

где знаки « \pm » приписываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{знак «+» при } j = S, T, P, \\ \text{знак «-» при } j = V, A. \end{aligned} \quad (5.1.12)$$

При этом преобразовании импульс частицы \mathbf{p} и ее момент количества движения \mathbf{J} не изменяются.

Преобразование, оставляющее неизменными пространственные оси координат и изменяющее на обратное направление оси времени,

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = \mathbf{r}, \quad t \rightarrow t' = -t \quad (5.1.13)$$

называют обращением времени. При обращении времени как импульс \mathbf{p} , так и момент количества движения \mathbf{J} изменяют знак:

$$\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}' = -\mathbf{p}, \quad \mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}' = -\mathbf{J}. \quad (5.1.14)$$

Если механическая величина выражается произведением нескольких полей, то при операции обращения времени надо сначала изменить порядок расположения полей на обратный, а после этого произвести преобразование каждого из полей; например, при обращении времени дираковские поля преобразу-

ются по формулам

$$\begin{aligned}\psi_\alpha(\mathbf{r}, t) &\rightarrow \eta_T \bar{\psi}_\beta(\mathbf{r}, -t) \cdot (\gamma_4 \gamma_5 C)_{\beta\alpha}, \\ \bar{\psi}_\alpha(\mathbf{r}, t) &\rightarrow \eta_T^* (C^{-1} \gamma_4 \gamma_5)_{\alpha\beta} \psi_\beta(\mathbf{r}, -t).\end{aligned}\quad (5.1.15)$$

Так же как и в случае пространственной инверсии, последнее определение приспособлено к описанию преобразований квадратичных форм по ψ при преобразовании классических величин (5.1.14); входящая в формулы (5.1.15) матрица C имеет свойства (5.1.10). Преобразование гамильтониана взаимодействия при обращении времени дается выражением

$$\begin{aligned}H_B \rightarrow H_B^T = \frac{1}{\sqrt{2}} \prod_a \eta_T(a) \sum_j (\bar{\psi}_N O_j \psi_P) (\bar{\psi}_{V_e} O_j [G_j \pm G'_j \gamma_5] \psi_e) + \\ + \text{эрм. сопр.},\end{aligned}\quad (5.1.16)$$

в котором знаки « \pm » имеют следующий смысл:

$$\begin{aligned}\text{знак «+» при } j = V, A, \\ \text{знак «-» при } j = S, T, P.\end{aligned}\quad (5.1.17)$$

Полученные формулы показывают, что если к гамильтониану взаимодействия (5.1.1), инвариантному относительно собственных преобразований Лоренца, применить одновременно преобразования P и C , то результат такого комбинированного преобразования (CP) совпадет с результатом преобразования T . Следовательно, одновременное применение всех трех преобразований возвращает гамильтониан к исходному виду (5.1.1) (CPT -теорема). В символическом виде можно написать

$$CPT = 1. \quad (5.1.18)$$

В общем случае доказывается, что эта теорема верна для локальных взаимодействий, инвариантных относительно собственного преобразования Лоренца. Сделаем некоторые замечания о величинах η . Выше мы считали их вещественными, но, строго говоря, они принимают комплексные значения (при этом $|\eta| = 1$). Правда, физический смысл имеют только относительные значения «четностей» частиц (знаки). Подведем итог нашего рассмотрения свойств инвариантности взаимодействия относительно дискретных преобразований C, P, T . Если ни при каком выборе величин $\eta(a)$ нельзя добиться, чтобы указанные преобразования переводили гамильтониан взаимодействия в себя, то взаимодействие считается неинвариантным относительно дискретного преобразования; и обратно, если существует хотя бы один выбор значений $\eta(a)$, при котором преобразование переводит гамильтониан взаимодействия в себя, то говорят, что взаимодействие инвариантно относительно такого преобразования.

5.1.2. Характеристики бета-взаимодействия

Эксперименты по бета-распаду показывают, что бета-взаимодействие содержит только члены типа V и A (см. формулу (1.5.7)). Соответствующие константы связи (в естественных единицах) равны

$$G_V = (1,010 \pm 0,001) \cdot 10^{-5} M_P^2, \quad (5.1.19)$$

$$G_A/G_V = (-1,250 \pm 0,009) \cdot \exp i(1^\circ \pm 1,3^\circ), \quad (5.1.20)$$

$$G'_V = G_V, \quad G'_A = G_A, \quad (5.1.21)$$

где M_P — масса протона. Проанализируем численные значения (5.1.19) — (5.1.21). Соотношения (5.1.21) означают, что рассматриваемое взаимодействие не сохраняет четность. Далее, из сопоставления эрмитово сопряженных частей выражения (5.1.1) с выражениями (5.1.11) и (5.1.16) следует, что для T - или CP -инвариантности рассматриваемого взаимодействия необходимо равенство нулю разности фаз между константами связи; с учетом этого замечания формула (5.1.20) означает, что в пределах ошибок измерения взаимодействие (1.5.7) T - и CP -инвариантно. Таким образом, бета-взаимодействие

не инвариантно относительно преобразований P , C ,
инвариантно относительно преобразований T , CP . (5.1.22)

Соотношение $G' = G$ между константами связи G' и G означает, что взаимодействующие частицы имеют определенную поляризацию. Чтобы убедиться в этом, подсчитаем среднее значение оператора спиральности

$$\mathbf{H} = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} = i\gamma_4 \gamma_5 (\boldsymbol{\gamma} \mathbf{p}) / |\mathbf{p}|. \quad (5.1.23)$$

Волновые функции частицы и античастицы со спином $1/2$ определены формулами

$$u(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{E+m} \end{pmatrix} \chi. \quad (5.1.24)$$

$$v(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{E+m} \\ 1 \end{pmatrix} \chi \quad (5.1.25)$$

(χ — спиновая функция), а плоская волна дираковского поля с определенным импульсом \mathbf{p} — формулой

$$\psi_p(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} [u(\mathbf{p}) a(\mathbf{p}) e^{i\mathbf{p}x} + v(\mathbf{p}) b^\dagger(\mathbf{p}) e^{-i\mathbf{p}x}], \quad (5.1.26)$$

где $a(\mathbf{p})$ — оператор уничтожения частицы, а $b^\dagger(\mathbf{p})$ — оператор рождения античастицы. Обозначая через N и \bar{N} собственные зна-

чения операторов числа частиц $a^\dagger a$ и числа античастиц $b^\dagger b$, приходим к следующему выражению для среднего значения произвольной физической величины F :

$$\langle F \rangle = \int d^3r \psi_\alpha^\dagger F_{\alpha\beta} \psi_\beta = (u_\alpha^\dagger F_{\alpha\beta} u_\beta) N - (v_\alpha^\dagger F_{\alpha\beta} v_\beta) \bar{N}. \quad (5.1.27)$$

Для средних значений оператора спиральности \mathbf{H} по состояниям, в которых функция ψ умножена на операторы проектирования $(1 \pm \gamma_5)/2$, получаем

$$\langle \mathbf{H} \rangle_{\text{частицы}} = \text{Tr} \left(u^\dagger \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \mathbf{H} \frac{1 \pm \gamma_5}{2} u \right) = \mp \frac{|\mathbf{p}|}{E}, \quad (5.1.28)$$

$$\langle \mathbf{H} \rangle_{\text{античастицы}} = -\text{Tr} \left(v^\dagger \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \mathbf{H} \frac{1 \pm \gamma_5}{2} v \right) = \pm \frac{|\mathbf{p}|}{E}, \quad (5.1.29)$$

откуда видно, что абсолютное значение $\langle \mathbf{H} \rangle$ равно 1 в случае частицы с массой покоя, равной нулю ($E = |\mathbf{p}|$), а также в пределе $E \gg m$. Следовательно, соотношение (5.1.21) означает, что в указанном предельном случае взаимодействующие частицы e^- и $\bar{\nu}_e$ находятся в состоянии с $\langle \mathbf{H} \rangle = -1$ (левовинтовое, или, короче, левое состояние)¹⁾, а античастицы e^+ и $\bar{\nu}_e$ — в состоянии с $\langle \mathbf{H} \rangle = +1$ (правое состояние).

Обсудим известный опыт по бета-распаду ^{60}Co , в котором было доказано несохранение четности в слабых взаимодействиях. При распаде $^{60}\text{Co}^{27} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^{28} + e^- + \bar{\nu}_e$ спин ядра изменяется на 1: $5(\text{Co}) \rightarrow 4(\text{Ni})$. Рассмотрим, например, случай, когда электрон вылетает в направлении, противоположном направлению спина ядра Co . Если бы четность сохранялась, то вероятность такого события была бы равна вероятности вылета электрона в направлении, совпадающем с направлением спина ядра Co , поскольку, согласно (5.1.3), преобразование пространственной инверсии может быть записано в виде $\mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}$, $\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J}$. Эксперимент показал, что такого равенства нет (вероятность вылета электрона в направлении, противоположном направлению спина Co , больше). Такой результат кроме нарушения инвариантности относительно пространственной инверсии означает еще, что частицы e^- и $\bar{\nu}_e$ находятся в рассмотренных нами выше спиральных состояниях. В самом деле, из рис. 5.1 ясно, что в соответствии с законом сохранения момента количества движения изменение проекции спина ядра $\Delta J = 5 - 4 = 1$ равно сумме проекций на то же направление спинов частиц e^- и $\bar{\nu}_e$. Следовательно, частицы e^-

¹⁾ Как ясно из определения (5.1.23), такая поляризация соответствует ввинчиванию буравчика в направлении против импульса частицы. В оптике направление вращения плоскости поляризации света определяют так, как его видит наблюдатель, поэтому для установления соответствия с оптическими определениями надо поменять местами левое и правое.

и $\bar{\nu}_e$ взаимодействуют в состояниях

$$\psi_L \equiv \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi, \quad (5.1.30)$$

получаемых применением оператора проектирования $(1 + \gamma_5)/2$. Таким состоянием соответствует V, A-ток

$$\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}, \quad (5.1.31)$$

точно удовлетворяющий условию $G' = G$ (его называют *левым током*).

Если для нуклонного тока принять $G_V = -G_A$ (см. формулу (1.5.7)), то он тоже записывается в виде чисто левого тока

$$\bar{\psi}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_N. \quad (5.1.32)$$

В таком случае (при $G_V = -G_A$) бета-взаимодействие приобретает замечательную особенность — оно выражается только через

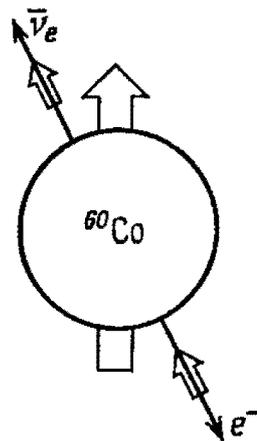


Рис. 5.1. Иллюстрация закона сохранения момента количества движения при распаде ^{60}Co . Широкие стрелки указывают направление поляризации.

левые токи. Но что означает тогда соотношение $(G_A/G_V) = -1,25$ (5.1.20)? Этот вопрос мы обсудим ниже.

§ 5.2. От адронных токов к токам фундаментальных составляющих

5.2.1. Универсальность

Самые типичные примеры слабого взаимодействия — бета-распады нуклонов и мюонов (1.5.2). При сравнении их характеристик рельефно выступает одна из характернейших особенностей слабого взаимодействия — его универсальность. Остановимся на ней подробнее.

Поскольку при распаде мюона испускается два нейтрино, которые трудно наблюдать экспериментально, форму взаимодействия нельзя однозначно определить только по процессу распада, но в качестве достаточного решения можно принять, что гамиль-

тониан взаимодействия имеет вид ¹⁾

$$H_{\mu} = \frac{\bar{C}_{\mu}}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \mu) (\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_e) + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.2.1)$$

где под символами частиц надо понимать соответствующие этим частицам поля (таким приемом мы будем пользоваться в дальнейшем для сокращения записи). Из гамильтониана (5.2.1) следует формула для времени жизни мюона τ_{μ}

$$\frac{1}{\tau_{\mu}} = \frac{G_{\mu}^2 m_{\mu}^5}{192\pi^3} \left(1 - \frac{8m_e^2}{m_{\mu}^2}\right) (1 + \delta), \quad (5.2.2)$$

в которой δ — электромагнитная поправка. С точностью до членов второго порядка малости по α

$$\delta = -\frac{\alpha}{2\pi} \left[\pi^2 - \frac{25}{4}\right] \approx -4,2 \cdot 10^{-3}. \quad (5.2.3)$$

Зная экспериментальное значение времени жизни мюона $\tau_{\mu} = (2,19712 \pm 0,00008) \cdot 10^{-8}$ с, из формулы (5.2.2) можно определить величину G_{μ} :

$$G_{\mu} = (1,02678 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} M_{\text{P}}^{-2}. \quad (5.2.4)$$

Современная экспериментальная точность позволяет учесть электромагнитные поправки четвертого порядка. Сравнивая найденное значение G_{μ} с величиной G_V , определенной из данных по бета-распаду, получаем

$$(G_V/G_{\mu}) \approx 0,98. \quad (5.2.5)$$

В том, что отношение (5.2.5) практически равно 1, и состоит свойство универсальности слабых взаимодействий (строго говоря, универсальность реализуется неточно; причину отклонения (2%) мы обсудим ниже). С позиции универсальности *V-ток* нуклонов имеет специфические особенности, поскольку при вычислении константы связи G_{μ} , характеризующей распад мюона, достаточно учесть только поправки за счет электромагнитного взаимодействия, а на величину G_V влияют, кроме того, поправки, обусловленные сильными взаимодействиями. Этим объясняется, почему константа связи G_A *A-тока* нуклона более чем на 20% отличается от G_{μ} .

5.2.2. Гипотеза СВТ

Для объяснения универсальности были выдвинута гипотеза о сохранении векторного тока (гипотеза СВТ) [2]. Для ее формулировки вводится понятие адронного векторного тока слабых

¹⁾ Если исходить только из данных о процессе распада, то нельзя исключить также выражение $(\bar{\nu}_{\mu}(1+\gamma_5)\mu)(\bar{e}(1-\gamma_5)\nu_e)$.

взаимодействий $j_\alpha^{(V)}$, обобщающее понятие нуклонного тока $(\bar{P}\gamma_\alpha N)$, и постулируется, что ток $j_\alpha^{(V)}$ сохраняется:

$$\partial_\alpha j_\alpha^{(V)} = 0. \quad (5.2.6)$$

Известно, что свойством сохранения обладает электромагнитный ток, который с учетом всех заряженных частиц (а не только нуклонов) записывается в виде

$$j_\alpha^{(эм)}(x) = \bar{P}(x) \gamma_\alpha P(x) - [\pi^+(x) \partial_\alpha \pi^-(x) - \partial_\alpha \pi^+(x) \cdot \pi^-(x)] + \dots$$

Поскольку электрический заряд ¹⁾ $Q = I_3 + (n_B + S)/2$ (см. формулу (2.1.4)), в приближении зарядовой инвариантности должна сохраняться часть электромагнитного тока, имеющая трансформационные свойства I_3 :

$$j_\alpha^{(3)}(x) = \bar{P}(x) \gamma_\alpha P(x) - \bar{N}(x) \gamma_\alpha N(x) - [\pi^+(x) \partial_\alpha \pi^-(x) - \partial_\alpha \pi^+(x) \cdot \pi^-(x)] + \dots$$

Учитывая, что нуклонная часть $(\bar{P}\gamma_\alpha N)$ бета-распадного тока $j_\alpha^{(V)}$ имеет в пространстве изоспина трансформационные свойства $I_1 + iI_2$, выражение для полного тока слабого взаимодействия $j_\alpha^{(V)}$ можно получить путем поворота $j_\alpha^{(3)}$ в изотопическом пространстве:

$$j_\alpha^{(V)} = j_\alpha^{(1+i2)} = \bar{P}(x) \gamma_\alpha N(x) - \sqrt{2} [\pi^0(x) \cdot \partial_\alpha \pi^-(x) - \partial_\alpha \pi^0(x) \times \pi^-(x)] + \dots \quad (5.2.7)$$

Следует ожидать, что выражение (5.2.7) тоже должно сохраняться в приближении изотопической инвариантности. Закон сохранения (5.2.6) означает, что сохраняется «заряд» $Q^{(+)}$

$$Q^{(+)} \equiv \int d^3r j_0^{(V)}(\mathbf{r}, t) = \int d^3x (P^\dagger(x) N(x) + \dots); \quad (5.2.8)$$

заметим, что величина $Q^{(+)}$ пропорциональна генератору $I_1 + iI_2$ группы $SU(2)$. Приведенные формулировки гипотезы СВТ строго точны в приближении зарядовой инвариантности сильных взаимодействий.

Рассмотрим важнейшие следствия гипотезы СВТ. Обозначая через G_0 «голую» константу связи, определим перенормированную константу связи G_V формулой

$$G_V = \langle P | G_0 Q^{(+)} | N \rangle, \quad (5.2.9)$$

в которой $|P\rangle$, $|N\rangle$ — физические состояния нуклона. Имеет место соотношение

$$[P(x), Q^{(+)}] = N(x).$$

¹⁾ В данной главе элементарный электрический заряд e принят равным единице.

Беря от его левой и правой частей матричные элементы между вакуумным и нейтронным состояниями и учитывая, что матричные элементы оператора $Q^{(+)}$ отличны от нуля только для состояний, принадлежащих одному и тому же мультиплету (следствие СВТ!), находим, что матричный элемент левой части есть

$$\begin{aligned} \langle 0 | [P(x), Q^{(+)}] | N \rangle &= \langle 0 | P(x) | P \rangle \langle P | Q^{(+)} | N \rangle = \\ &= \langle 0 | P(x) | P \rangle (G_V/G_0), \end{aligned}$$

а матричный элемент правой части равен $\langle 0 | N(x) | N \rangle$. Поскольку в приближении зарядовой инвариантности $\langle 0 | P(x) | P \rangle = \langle 0 | N(x) | N \rangle$, находим окончательно

$$G_V = G_0. \quad (5.2.10)$$

Таким образом, из гипотезы СВТ следует, что сильные взаимодействия не перенормируют константу связи G_V ; с этой точки зрения соотношение $G_V/G_\mu \approx 1$ между константами связи бета-распада и распада мюона, выражающее универсальность слабых взаимодействий, является соотношением между «голыми» константами связи.

Остановимся на экспериментальных фактах, подкрепляющих гипотезу СВТ. Во-первых, можно предсказать интенсивность распада $\pi^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \bar{\nu}_e (\bar{\nu}_e)$, воспользовавшись тем, что пионный ток входит в выражение для тока J_α^V (5.2.7) с постоянным коэффициентом. Вычисляя вероятность распада

$$\Gamma(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \bar{\nu}_e) = \frac{G_V^2}{30\pi^3} (m_{\pi^+} - m_{\pi^0})^5 \quad (5.2.11)$$

и подставляя численное значение G_V (5.1.19), находим $\Gamma \approx 0,44 \text{ с}^{-1}$, что почти совпадает с экспериментальным значением ($\approx 0,39 \text{ с}^{-1}$).

Кроме того, гипотеза СВТ позволяет рассчитать эффективное значение тензорного члена нуклонного тока («слабый магнетизм») с учетом сильных взаимодействий. Матричный элемент $j_\alpha^{(V)}$ между состояниями нуклона, вообще говоря, имеет вид

$$\begin{aligned} \langle P | j_\alpha^{(V)} | N \rangle &= \bar{u}(p_P) [f_V(q^2) \gamma_\alpha + f_T(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta + \\ &\quad + i f_S(q^2) q_\alpha] u(p_N), \end{aligned} \quad (5.2.12)$$

где $q_\alpha = (P_P - P_N)_\alpha$, f_i ($i=V, T, S$) — форм-факторы, учитывающие эффекты сильных взаимодействий, в частности f_T относится к упомянутому тензорному члену, описывающему слабый магнетизм. Поскольку константа G_V не перенормируется, $f_V(0) = 1$. Член, пропорциональный f_S , имеет противоположную остальным слагаемым тока $j_\alpha^{(V)}$ G -четность (§ 3.1.4) и называется током второго класса; по определению он удовлетворяет условию СВТ (5.2.6), но равен нулю в приближении изотопической инвариантности. Существуют ли в действительности токи второго класса —

очень важный для рассматриваемых ниже моделей элементарных частиц вопрос, но современные экспериментальные данные не позволяют дать на него определенный ответ. Перейдем к вычислению f_T . В § 3.1 говорилось, что величина $F^{(1)}$, имеющая трансформационные свойства $I=1$, удовлетворяет соотношению

$$[I_k, F^j] = i\epsilon_{klm} F^{(m)}, \quad (5.2.13)$$

в котором I_k ($k=1, 2, 3$) — генераторы группы изоспина. Если символом $F^{(0)}$ обозначить величину с трансформационными

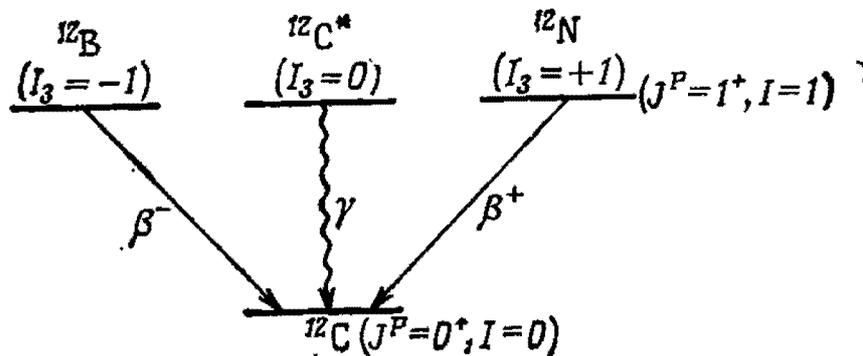


Рис. 5.2. Схема переходов, исследованных в опытах по количественной проверке теорий слабого магнетизма. Разность энергетических спектров β^\pm определяется характеристиками гамма-перехода $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C}$.

свойствами $I=0$, то ток $j_\alpha^{(V)}$ (5.2.7) и электромагнитный ток $j_\alpha^{(EM)}$ можно записать в виде

$$j_\alpha^V \sim F_\alpha^{(1)} + iF_\alpha^{(2)}, \quad j_\alpha^{(EM)} \sim F_\alpha^{(3)} + F_\alpha^{(0)}. \quad (5.2.14)$$

Теперь легко убедиться, что справедливо соотношение

$$\langle P | j_\alpha^{(EM)} | P \rangle - \langle N | j_\alpha^{(EM)} | N \rangle = \langle P | [j_\alpha^{(EM)}, I_+] | N \rangle = \langle P | j_\alpha^{(V)} | N \rangle,$$

в котором, по определению $I_\pm = I_1 \pm iI_2$. При выводе надо воспользоваться формулами (3.1.7). Приравнивая друг другу тензорные члены в двух частях последнего равенства, получаем для величины $f_T(0)$ выражение

$$f_T(0) = \frac{\mu_P - \mu_N}{2M} = \frac{3,706}{2M}, \quad (5.2.15)$$

где μ_P, μ_N — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона, а M — масса нуклона. Вычисленное значение $f_T(0)$ согласуется с данными по β^\pm - и γ -распадам ядер ^{12}B , $^{12}\text{C}^*$, ^{12}N , образующих изотопический триплет, в изосинглетное основное состояние ядра ^{12}C (рис. 5.2).

5.2.3. Токи кварков

Что означает сохранение токов, определяющих взаимодействия элементарных частиц? Например, имеют ли какой-то смысл численные коэффициенты, выражающие заданные соотношения между токами, составленными из полей различных частиц с $I \neq 0$, входящими в состав удовлетворяющего условию СВТ для тока $j_\alpha^{(V)}$ (5.2.7)? Если бы все адроны были в равной мере «фундаментальными» частицами, определяющими слабые взаимодействия, то кроме нуклонного и пионного токов в формулу (5.2.7) надо было бы без конца добавлять токи, соответствующие разным другим адронам, например $(\bar{\Sigma} + \Lambda)$, $(\bar{\Sigma} + \Sigma^0)$, $(\bar{K} + K^0)$, . . . , и тот факт, что построенное таким путем выражение удовлетворяет условию СВТ, выглядел бы как довольно случайное обстоятельство. Наоборот, если принять, что слабые взаимодействия определяются фундаментальными составляющими адронов — кварками — то процесс бета-распада сведется к переходу между p - и n -кварками, а ток $j_\alpha^{(V)}$ выразится совсем простой формулой ¹⁾

$$j_\alpha^{(V)} = \bar{p} \gamma_\alpha n, \quad (5.2.16)$$

поскольку (5.2.16) — единственное выражение с требуемыми свойствами, не содержащее производных. Ток $j_\alpha^{(V)}$ (5.2.16) удовлетворяет условию СВТ, так как среди всех кварков квантовыми числами изоспина наделены только кварки p и n . Более четким становится также объяснение свойства универсальности слабых взаимодействий (совпадения векторной константы связи бета-распада с константой связи распада мюона), ибо теперь благодаря гипотезе СВТ взаимодействия определяются не полями адронов, а полями кварков. Мы можем теперь, наоборот, «вывести» выражение (5.2.7), представив его как матричный элемент тока кварков, например

$$\langle \pi^0 | \bar{p}(x) \gamma_\alpha n(x) | \pi^- \rangle |_{q^2 \rightarrow 0} = -\sqrt{2} [\pi^0(x) \partial_\alpha \pi^-(x) - \pi^-(x) \partial_\alpha \pi^0(x)]$$

(здесь $\pi(x)$ — волновая функция пиона).

Через поля кварков можно записать также аксиально-векторный ток бета-распада. Единственное выражение, не завися-

¹⁾ Представление о фундаментальных частицах Сакаты приводило к тем же заключениям о свойствах бета-распада нуклона, к которым мы пришли выше, исходя из гипотезы СВТ. Эта особенность модели Сакаты, в свое время убедительно свидетельствовавшая в ее пользу, полностью унаследована моделью кварков.

щее от производных ¹⁾, имеет вид

$$j_{\alpha}^{(A)} = \bar{p} i \gamma_{\alpha} \gamma_5 n. \quad (5.2.17)$$

Возникает вопрос: нельзя ли, рассчитав матричные элементы этого тока между состояниями нуклонов, объяснить величину отношения G_A/G_V (5.1.20)? Наиболее естественным методом расчета нуклонной константы связи G_A представляется рассмотренный в гл. 3 метод, основанный на теории $SU(6)$ -симметрии в модели кварков. Матричные элементы вычисляются аналогично матричным элементам Гамова — Теллера в теории зеркальных ядер. Обозначая символом G_{A_0} голую константу связи, находим

$$G_A/G_{A_0} = \langle P \uparrow | \sum_i \sigma_z^{(i)} \tau_+^{(i)} | N \uparrow \rangle = \langle P \uparrow | \sum_i \sigma_z^{(i)} \tau_z^{(i)} | P \uparrow \rangle = 5/3. \quad (5.2.18)$$

Здесь $|P \uparrow\rangle$ обозначает состояние протона со спином, направленным вверх (волновая функция такого состояния приведена в приложении В, формула (В.3)), а $\sigma^{(i)}$, $\tau^{(i)}$ — умноженные на 2 операторы спина и изоспина i -го кварка. Хотя численное значение (5.2.18) несколько выше, чем требуется согласно экспериментальным данным, но как качественно верный результат оно вполне приемлемо (см. также обсуждение в статье [4]). Итак, если принять, что на фундаментальном уровне аксиальный ток слабого взаимодействия тоже определяется полем кварков, то оказывается, что с точностью до знака константа связи A -тока кварков равна константе связи их V -тока, а экспериментально наблюдаемое значение отношения $G_A/G_V = -1,25$ можно естественно объяснить тем, что нуклоны — связанные системы кварков. Методом частичного сохранения аксиального тока, рассматриваемым в следующем параграфе, получается более точное численное значение G_A/G_V .

Таким образом, бета-взаимодействие представляется через токи кварков в виде универсального взаимодействия типа $V-A$ (т. е. такого, при котором $G_V = -G_A$):

$$H_{\beta} = \frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}} (\bar{p} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) n) (\bar{e} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu_e) + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.2.19)$$

$$G_{\beta} = G_V. \quad (5.2.20)$$

Хотя фигурирующая здесь константа связи G_V и отличается от G_{μ} приблизительно на 2% (см. (5.2.5); смысл этого отличия мы обсудим в § 5.4), но важно подчеркнуть, что при помощи кварков слабые взаимодействия удается представить в универсаль-

¹⁾ Если бы на уровне кварков существовали токи второго класса, то в формулы для токов $j^{(V)}$, $j^{(A)}$ должны были бы входить члены, зависящие от производных.

ной форме $V-A$, общей для случаев бета-распада и распада мюона.

Заметим, что, согласно § 3.2, фигурирующие в произведенном по модели $SU(6)$ расчете (5.2.18) нуклонные состояния надо рассматривать как состояния, составленные из трех кварков, каждый из которых имеет по три внутренние цветовые степени свободы. Нетрудно догадаться, что для сохранения результата расчета (5.2.18) ток кварков надо определить при помощи поля цветных кварков, т. е. произвести замену

$$(\bar{p}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)n) \rightarrow \sum_{i=1}^3 (\bar{p}_i\gamma_\alpha(1+\gamma_5)n_i), \quad (5.2.21)$$

где индексы i обозначают три цветовые степени свободы. Отвечающие разным цветовым степеням свободы токи в формуле (5.2.21) берутся с одинаковым весом для того, чтобы их сумма была $SU(3)_c$ -синглетом. В связи с этим любопытно заметить, что слагаемые тока кварков, отличные от $SU(3)_c$ -синглета, не вносят вклада в описание реальных процессов, если частицы начального и конечного состояний (адроны и лептоны) принадлежат цветовым синглетам. Поэтому, имея в виду современное состояние наших знаний, можно без ущерба для описания реальной ситуации добавить к току кварков слагаемые, учитывающие вклад других цветовых мультиплетов. Если бы частицы, принадлежащие другим цветовым мультиплетам, действительно существовали, то между ними и обычными частицами установилась бы непосредственная взаимосвязь за счет переходов, обусловленных слагаемыми тока кварков, отличными от $SU(3)$ -синглета ¹⁾. Но ради простоты мы ограничимся гипотезой (5.2.21) и, за исключением особо необходимых случаев, не будем вдаваться в объяснение проблем, связанных с цветовыми степенями свободы.

§ 5.3. Гипотеза о частичном сохранении аксиального тока

На то обстоятельство, что величина отношения G_A/G_V (5.1.20) в значительной мере определяется процессом распада пиона $\pi \rightarrow l + \nu$, впервые указали Голдбергер и Трейман [5]. Впоследствии взаимосвязь между величиной указанного отношения и процессом распада пиона была переформулирована в виде гипотезы о частичном сохранении аксиального тока (ЧСАТ) [6], оказавшей значительное влияние на дальнейшее развитие исследований слабых взаимодействий адронов.

¹⁾ В этой связи см. текст, набранный в данной главе мелким шрифтом после формулы (5.7.39).

Слабые распады пиона идут по двум каналам — бета-распада $\pi \rightarrow e + \nu$ и мю-распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$, гамильтониан взаимодействия для которого получается из гамильтониана бета-взаимодействия заменой тока $(\bar{e}\nu_e)$ на $(\bar{\mu}\nu_\mu)$:

$$H'_\mu = \frac{G'}{\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n) (\bar{\mu}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_\mu) + \text{эрм. сопр.} \quad (5.3.1)$$

В гл. 1 упоминалось, что это взаимодействие вызывает также захват мюона; наряду со слабыми взаимодействиями бета-распада и распада мюона оно сыграло важную роль при установлении универсальности слабых взаимодействий. В данном случае V-ток не вносит вклада; поэтому, определяя постоянную распада f_π формулой

$$\langle 0 | j_\alpha^{(A)} | \pi^- (k) \rangle = \langle 0 | \bar{p} i \gamma_\alpha \gamma_5 n | \pi^- (k) \rangle \equiv i f_\pi k_\alpha \varphi_\pi (k), \quad (5.3.2)$$

находим для вероятности распада пиона

$$\Gamma (\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu) = \frac{G'^2}{8\pi} |f_\pi|^2 m_\mu^2 \left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right]^2 m_\pi. \quad (5.3.3)$$

Выражение для вероятности процесса $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ получается из (5.3.3) заменой $G' \rightarrow G_\beta$ (см. (5.2.19)) и $m_\mu \rightarrow m_e$. Для отношения вероятностей каналов распада $e\nu$ и $\mu\nu$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma (\pi^- \rightarrow e^- \nu_e)}{\Gamma (\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu)} &= \left(\frac{G_\beta}{G'} \right)^2 \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{m_e}{m_\pi} \right)^2 \right]^2 \left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right]^{-2} \approx \\ &\approx 1,28 \cdot 10^{-4} \left(\frac{G_\beta}{G'} \right)^2, \end{aligned}$$

откуда, сравнивая с экспериментальным значением этого отношения $(1,267 \pm 0,023) \cdot 10^{-4}$, находим

$$(G'/G_\beta) \approx 1,01 \pm 0,01. \quad (5.3.4)$$

Таким образом, свойство универсальности слабых взаимодействий очень хорошо подтверждается на примерах e - и μ -каналов распада пиона. Ниже мы всюду будем считать, что $G' = G_\beta$. Пользуясь формулой (5.3.3) и экспериментальным значением времени жизни частицы π^- , получаем, что постоянная распада f_π имеет тот же порядок величины, что и масса пиона:

$$|f_\pi| \approx 130 \text{ МэВ}. \quad (5.3.5)$$

Рассмотрим теперь вместо матричного элемента (5.3.2) матричный элемент А-тока бета-распада нуклона $j_\alpha^{(A)}$. Аналогично выводу формулы (5.2.12) в случае А-тока имеем

$$\langle P | j_\alpha^{(A)} | N \rangle = \bar{u}(p_P) \left[\bar{g}_A i \gamma_\alpha \gamma_5 - \frac{\sqrt{2} g_\pi f_\pi}{q^2 + m_\pi^2} q_\alpha \gamma_5 \right] u(p_N). \quad (5.3.6)$$

Второй член этой формулы описывает вклад пионного полюса, g_π — постоянная взаимодействия Юкавы $\bar{P}N\pi^+$ (рис. 5.3, б), а величина $\bar{g}_A = G_A/G_{A_0}$ введена для учета перенормировки константы связи. Выполняя дифференцирование, находим

$$\langle P | \partial_\alpha j_\alpha^{(A)} | N \rangle = \left[(M_P + M_N) \bar{g}_A + \sqrt{2} g_\pi f_\pi \frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2} \right] \bar{u}(p_P) i \gamma_5 u(p_N). \quad (5.3.7)$$

Для дальнейшего нам потребуется гипотеза ЧСАТ, которая, согласно Намбу, формулируется следующим образом: в пределе

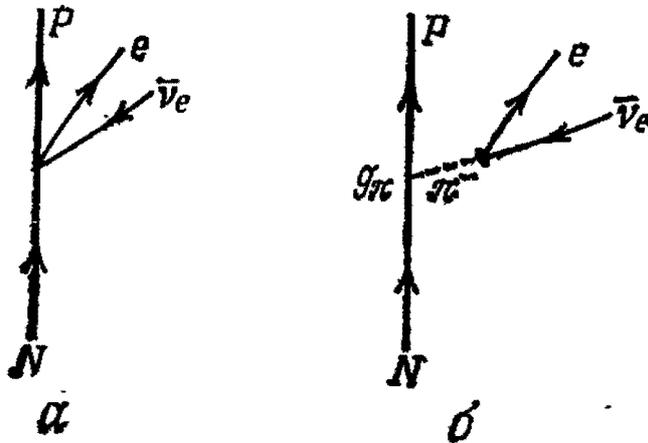


Рис. 5.3. Бета-распад, инициируемый аксиальным током.

$m_\pi^2 \rightarrow 0$ аксиальный ток удовлетворяет условию

$$\partial_\alpha j_\alpha^{(A)} = 0, \quad (5.3.8)$$

аналогичному условию сохранения векторного тока (5.2.6). Применяя его к формуле (5.3.7), приходим к равенству

$$f_\pi = - \frac{(M_P + M_N) \bar{g}_A}{\sqrt{2} g_\pi}, \quad (5.3.9)$$

известному, как соотношение Голдбергера — Треймана (они вывели его при помощи дисперсионных соотношений). Подставляя сюда численные значения f_π (5.3.5) и $g_\pi^2/(4\pi) \approx 14$, находим $|\bar{g}_A| \approx 1,3$, что очень близко к экспериментальному значению (5.1.20).

Существует другая формулировка этой гипотезы, предложенная Гелл-Манном и Леви, согласно которой

$$\partial_\alpha j_{b,\alpha}^{(a)}(x) = (c/\sqrt{2}) \varphi^{(a)}(x), \quad (5.3.10)$$

где $\varphi^{(a)}$ ($a=1, 2, 3$) — поле пиона (1.4.4), а $j_{b,\alpha}^{(a)}$ — аксиальный ток дублета кварков $q_N = (p, n)$:

$$j_{b,\alpha}^{(a)} = \frac{1}{2} (\bar{q}_N i \gamma_\alpha \gamma_5 \tau^{(a)} q_N). \quad (5.3.11)$$

Исходя из нее, тоже можно вывести формулу (5.3.9) для f_π . С этой целью напишем

$$\langle P | \partial_\alpha j_{5, \alpha}^+ (x) | N \rangle = c \langle P | \varphi^{(+)} | N \rangle, \quad (5.3.12)$$

где $j^{(+)} = j^{(1)} + i j^{(2)}$, $\varphi^{(+)} = (\varphi^{(1)} + i(\varphi^{(2)})/\sqrt{2})$, и, преобразуя левую и правую части (5.3.12), вычислим величину c в предельном случае мягких пионов, когда 4-импульсы протона и нейтрона совпадают, т. е. 4-импульс π^- -мезона $K_\alpha \rightarrow 0$. При помощи волнового уравнения для $\varphi^{(+)}$

$$(\square - m_\pi^2) \varphi^{(+)} = i\sqrt{2} g_\pi \bar{u}_P \gamma_5 u_N$$

получаем, что множитель при c в правой части (5.3.12) в пределе мягких пионов удовлетворяет соотношению

$$\lim_{P_P \rightarrow P_N} \langle P | \varphi^{(+)} | N \rangle = \frac{1}{im_\pi^2} \sqrt{2} g_\pi \bar{u}_P \gamma_5 u_N, \quad (5.3.13)$$

в котором u_P, u_N — волновые функции протона P и нейтрона N . Учитывая, что

$$\lim_{P_P \rightarrow P_N} \langle P | j_{5, \alpha}^{(+)} | N \rangle = \bar{g}_A \bar{u}_P i \gamma_\alpha \gamma_5 u_N,$$

находим предельное значение выражения в левой части (5.3.12)

$$\lim_{P_P \rightarrow P_N} \langle P | \partial_\alpha j_{5, \alpha}^{(+)} | N \rangle = (M_P + M_N) \bar{g}_A \bar{u}_P i \gamma_5 u_N, \quad (5.3.14)$$

откуда, а также из формул (5.3.13), (5.3.12) следует

$$c = - (M_P + M_N) \bar{g}_A m_\pi^2 / (\sqrt{2} g_\pi). \quad (5.3.15)$$

Другое выражение для величины c можно получить, рассматривая матричные элементы обеих частей равенства (5.3.10) между вакуумным состоянием и состоянием π^- . Учитывая формулу (5.3.2), имеем

$$-f_\pi k^2 \varphi_\pi^{(+)}(k) = c \langle 0 | \varphi^{(+)} | \pi^-(k) \rangle = c \varphi_\pi^{(+)}(k).$$

Полагая $k^2 = -m_\pi^2$ (т. е. рассматривая точки на массовой поверхности, соответствующие распаду реального пиона), приходим к выражению для c

$$c = f_\pi m_\pi^2, \quad (5.3.16)$$

из сравнения которого с (5.3.15) следует соотношение (5.3.9). Но изложенный вывод соотношения Голдбергера — Треймана не безупречен, так как формулы (5.3.15) и (5.3.16) относятся к разным, не совпадающим точкам импульсного пространства: первая доказана в пределе мягких пионов ($k_\alpha \rightarrow 0$), а вторая спра-

ведлива в точках массовой поверхности $k^2 = -m_\pi^2$. Тем не менее, учитывая получающийся для \bar{g}_A результат, можно думать, что ошибка, возникающая из-за одновременного использования гипотезы ЧСАГ и формул, справедливых в пределе мягких пионов, не очень велика (около 10%). Существует еще метод, в котором вместо предельного случая $k_\alpha \rightarrow 0$ рассматривается случай $k^2 \rightarrow 0$ (предел жестких пионов), но мы на нем не останавливаемся.

Исходя из гипотезы ЧСАГ, Адлер и Вайсбергер сумели выразить \bar{g}_A через интеграл от полных сечений рассеяния заряженных пионов на нуклонах [7]:

$$1 - \bar{g}_A^2 = \frac{4}{g_\pi^2} \frac{M^2}{\pi} \int_{M+m_\pi}^{\infty} \frac{W dW}{W^2 - M^2} \{ \sigma^{(-)}(W) - \sigma^{(+)}(W) \}. \quad (5.3.17)$$

Здесь M — масса нуклона, $\sigma^{(\pm)}(W)$ — полные сечения $\pi^\pm P$ -рассеяния, относящиеся к энергии W в СЦМ. Формула (5.3.13) дает для \bar{g}_A значения 1,16—1,24, необычно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

Поскольку, согласно формулам (5.3.15), (5.3.16), константа c обращается в нуль в пределе $m_\pi^2 \rightarrow 0$, из формулировки (5.3.10) гипотезы ЧСАГ следует, что в указанном пределе справедлив закон сохранения А-тока с $I=1$, аналогичный закону сохранения (5.3.8), т. е. что при $m_\pi^2 \rightarrow 0$

$$D^{(a)}(x) \equiv \partial_\alpha j_{5,\alpha}^{(a)}(x) \rightarrow 0. \quad (5.3.18)$$

Данный результат можно понимать следующим образом. Выше уже отмечалось, что V-ток строго сохраняется в предельном случае $e \rightarrow 0$, когда сильные взаимодействия зарядово инвариантны. Точно так же А-ток строго сохраняется в предельном случае $m_\pi^2 \rightarrow 0$, когда исходное сильное взаимодействие *кирально инвариантно* (обладает *киральной симметрией*); спонтанное нарушение киральной инвариантности проявляется в существовании пиона (теорема Намбу — Голдстоуна [8]). То обстоятельство, что в формулу (5.3.10) входит поле пиона, являющегося составной частицей, надо, по-видимому, рассматривать так же, как мы рассматривали пионный ток при анализе гипотезы СВТ. Существование киральной симметрии на уровне кварков и ее нарушение, видимо, являются одной из форм реализации адронов. Ниже мы увидим, что гипотеза ЧСАГ очень хорошо применима к анализу процессов с участием пионов при низких энергиях, а в области высоких энергий, когда существенны процессы с участием, например, каонов, она оправдывается хуже.

§ 5.4. Кварк-лептонная симметрия. Модель с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование)

5.4.1. Введение угла Кабиббо θ_C

Мы уже задавались вопросом, каков смысл различия (приблизительно на 2%) констант слабых взаимодействий, ответственных за распад мюона и бета-распад нуклона (см. формулу (5.2.5)). Для ответа на него надо сначала ознакомиться с характеристиками слабых распадов, идущих с изменением странности. В рамках представлений теории составных моделей гамильтонианы таких распадов получаются из гамильтонианов взаимодействия (5.2.19) или (5.3.1) заменой пары кварков $(\bar{p}n)$ на $(\bar{p}\lambda)$:

$$H_{\Delta S} = \frac{G_{\Delta S}}{\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda) (\bar{l}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_l) + \text{эрм. сопр.} \quad (5.4.1)$$

Здесь символ l означает e^- или μ^- . Оценим величину $G_{\Delta S}$. Определим постоянную f_K для распада $K^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ по аналогии с тем, как выше мы определяли постоянную распада пиона:

$$\langle 0 | \bar{p}i\gamma_\alpha \gamma_5 \lambda | K^-(k) \rangle \equiv if_K k_\alpha \Phi_K(k). \quad (5.4.2)$$

Тогда выражение для вероятности указанного распада каона получается из формулы (5.3.3) заменой $G' \rightarrow G_{\Delta S}$, $f_\pi \rightarrow f_K$, $m_\pi \rightarrow m_K$, и для отношения вероятностей распадов каона и пиона можно написать

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu)} &= \left(\frac{G_{\Delta S}}{G_\beta} \right)^2 \left(\frac{f_K}{f_\pi} \right)^2 \frac{\left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_K} \right)^2 \right]^2 m_K}{\left[1 - \left(\frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right]^2 m_\pi} \approx \\ &\approx 17,7 \left(\frac{G_{\Delta S}}{G_\beta} \right)^2 \left(\frac{f_K}{f_\pi} \right)^2. \end{aligned} \quad (5.4.3)$$

Сравнивая с экспериментальным значением этого отношения ($\approx 1,34$), находим

$$\frac{G_{\Delta S}}{G_\beta} \frac{f_K}{f_\pi} \approx 0,275. \quad (5.4.4)$$

На основании $U(3)$ -симметрии сильных взаимодействий можно ожидать, что $f_K \approx f_\pi$, поэтому окончательно получаем

$$(G_{\Delta S}/G_\beta) \approx 0,275, \quad (5.4.5)$$

где G_β — константа связи бета-распада нуклона, идущего без изменения странности (см. (5.2.19)). Учитывая отношение констант взаимодействия (5.2.5), находим, что с большой точностью

удовлетворяется соотношение

$$\left(\frac{G_\beta}{G_\mu}\right)^2 + \left(\frac{G_{\Delta S}}{G_\mu}\right)^2 \approx 1,0 \quad (5.4.6)$$

которое можно рассматривать, как новую, улучшенную форму условия «универсальности» слабых взаимодействий; ясно, что оно равносильно следующим соотношениям между константами связи G_μ , $G_\beta (=G_V)$, $G_{\Delta S}$ [9] (θ_C — угол Кабиббо):

$$G_\beta = G_\mu \cos \theta_C, \quad G_{\Delta S} = G_\mu \sin \theta_C. \quad (5.4.7)$$

Численно $\sin \theta_C \approx 0,2-0,3$.

Константа $G_{\Delta S}$ принимает рассчитанное нами значение не только в случае распада $K \rightarrow \mu + \nu_\mu$ (описываемого A -током), но и для всех других лептонных распадов с изменением странности. Поясним эту мысль на примере распада $K^- \rightarrow \pi^0 + l^- + \bar{\nu}_l$, обусловленного V -током. Адронная часть соответствующего матричного элемента, вообще говоря, записывается в виде

$$\langle \pi^0(p_\pi) | \bar{p}\gamma_\alpha \lambda | K^-(p_K) \rangle = i [(p_K + p_\pi)_\alpha f_+(q^2) + (p_K - p_\pi)_\alpha f_-(q^2)] \varphi_\pi \varphi_K, \quad (5.4.8)$$

где $q = p_K - p_\pi$, $\varphi_{\pi, K}$ — волновые функции пиона и каона. Если предположить, что теория $SU(3)$ -симметрична (т. е. принять гипотезу СВТ), то сразу получается

$$f_+(0) = 1/\sqrt{2}, \quad f_-(0) = 0. \quad (5.4.9)$$

Мы дадим здесь другой вывод значений f^\pm , не требующий привлечения гипотезы об $SU(3)$ -симметрии, а основанный на теории частичного сохранения аксиального тока. Согласно теореме Лемана — Симанзика — Циммермана,

$$\langle \pi^0(k) | j_\alpha(0) K^-(p) \rangle = -i \int d^4x e^{-ikx} (k^2 + m_\pi^2) \times \\ \times \langle 0 | T(\varphi^0(x), j_\alpha(0)) | K^-(p) \rangle \varphi_\pi(k), \quad (5.4.10)$$

где принято $j_\alpha = \bar{P}\gamma_\alpha \lambda$. Подставляя сюда волновую функцию π^0 -мезона

$$\varphi^0(x) = (\sqrt{2}/f_\pi m_\pi^2) \partial_\alpha j_{5,\alpha}^{(3)}(x),$$

определяемую условием ЧСАТ (5.3.10), и устраняя d_α интегрированием по частям, преобразуем интеграл в правой части (5.4.10)

к виду

$$\begin{aligned}
 \int d^4x e^{-ikx} \langle 0 | T (\partial_\beta j_{5,\beta}^{(3)}(x), j_\alpha(0)) | K^-(p) \rangle = \\
 = - \int d^4x e^{-ikx} \sum_\beta \langle 0 | \{ (\partial_\beta \theta(x)) [j_{5,\beta}^{(3)}(x), j_\alpha(0)] - \\
 - ik_\beta T (j_{5,\beta}^{(3)}(x), j_\alpha(0)) \} | K^-(p) \rangle = \\
 = - \int d^3r e^{-ikx} \langle 0 | [j_{5,0}^{(3)}(r, 0), j_\alpha(0)] | K^-(p) \rangle + \\
 + i \int d^4x e^{-ikx} k_\beta \langle 0 | T (j_{5,\beta}^{(3)}(x), j_\alpha(0)) | K^-(p) \rangle. \quad (5.4.11)
 \end{aligned}$$

Мы учли здесь, что возникающие при интегрировании по частям поверхностные интегралы (дающие вклад состояний при $t = \pm\infty$) равны нулю, и воспользовались соотношением $\sum_\beta (\partial_\beta \theta(x)) j_{5,\beta} = \delta(t) j_{5,0}$ ($j_{5,4} \equiv i j_{5,0}$). Таким образом,

$$\begin{aligned}
 \langle \pi^0(k) | j_\alpha(0) | K^-(p) \rangle = i \frac{\sqrt{2}}{f_\pi} \frac{k^2 + m_\pi^2}{m_\pi^2} \times \\
 \times \left\{ \int d^3r e^{-ikx} \langle 0 | [j_{5,0}^{(3)}(r, 0), j_\alpha(0)] | K^-(p) \rangle - \right. \\
 \left. - k_\beta \int d^4x e^{-ikx} \langle 0 | T (j_{5,\beta}^{(3)}(x), j_\alpha(0)) | K^-(p) \rangle \right\} \varphi_\pi. \quad (5.4.12)
 \end{aligned}$$

В пределе мягких пионов ($k_\beta \rightarrow 0$, $p_\alpha \neq 0$) второе слагаемое правой части (5.4.12) обращается в нуль, а в первом остается только коммутатор в одинаковые моменты времени, который, отвлекаясь от множителя $1/2$, можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 [(\bar{p}(r, 0) \gamma_4 \gamma_5 p(r, 0) - \bar{n}(r, 0) \gamma_4 \gamma_5 n(r, 0)), \bar{p}(0) \gamma_\alpha \lambda(0)] = \\
 = \bar{p}(0) \gamma_\alpha \gamma_5 \lambda(0) \delta^3(r).
 \end{aligned}$$

В итоге получаем

$$\lim_{k \rightarrow 0} \langle \pi^0(k) | j_\alpha(0) | \bar{K}(p) \rangle = \frac{i}{\sqrt{2} f_\pi} \langle 0 | \bar{p}(0) \gamma_\alpha \gamma_5 \lambda(0) | K^-(p) \rangle. \quad (5.4.13)$$

Подставляя в правую часть (5.4.13) формулу (5.4.2), а в левую — формулу (5.4.8) и учитывая, что в рассматриваемом пределе $q^2 = (p_\pi - p_K)^2 \rightarrow p_K^2 = -m_K^2$, приходим к соотношению [10]

$$f_+(m_K^2) + f_-(m_K^2) = f_K / (\sqrt{2} f_\pi). \quad (5.4.14)$$

Далее, вычислим вероятность распада $K^- \rightarrow \pi^0 l^- \bar{\nu}_l$. Полагая $G_{\Delta S} = G_\mu \sin \theta_C$, $f_\pm(q^2) \approx f_\pm(m_K^2)$ и обозначая $\xi = f_-(m_K^2)/f_+(m_K^2)$, находим

$$\Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e) \approx (\sqrt{2} f_+ \sin \theta_C)^2 \cdot 7,747 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad (5.4.15)$$

$$\frac{\Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e)} \approx 0,6457 + 0,1264 \xi + 0,0192 \xi^2. \quad (5.4.16)$$

Сравнение с экспериментальными значениями $(3,90 \pm 0,04) \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, 0,662 дает

$$\begin{aligned} \sqrt{2}f_+ \sin \theta_C &\approx 0,224, \\ \xi = (f_-/f_+) &\approx 0,127 \text{ или } -6,71. \end{aligned}$$

Нам потребуются сообщенные выше результаты (5.2.5), (5.4.5); запишем их в удобной здесь форме через посредство угла Кабиббо θ_C :

$$\begin{aligned} \cos \theta_C &\approx 0,98, \\ (f_K/f_\pi) \operatorname{tg} \theta_C &\approx 0,275. \end{aligned}$$

Решая совместно последние четыре уравнения и уравнение (5.4.14), находим окончательно следующий приближенный ответ:

$$\sin \theta_C \approx 0,2, \quad (f_K/f_\pi) \approx 1, \quad f_+ \approx 1/\sqrt{2}, \quad f_- \approx 0. \quad (5.4.17)$$

Запись взаимодействия через токи кварков полезна еще в том отношении, что позволяет обосновать правила отбора. Например, поскольку $(\bar{p}\lambda)$ преобразуется по октетному представлению группы $SU(3)$, должно быть

$$\Delta I = 1/2, \quad \Delta S/\Delta Q = +1, \quad (5.4.18)$$

где ΔS , ΔQ — изменения странности и электрического заряда адронов, производимые током. Если бы сами адроны были фундаментальными частицами, то даже ток, приводящий к $\Delta S=1$, не имел бы однозначно определяемых трансформационных свойств и указанные правила отбора выглядели бы как случайные. То обстоятельство, что гипотеза СВТ и модель Сакаты позволяли обосновать правила отбора $\Delta I=1/2$, $\Delta S/\Delta Q=1$ для бета-распада, явилось в свое время сильным аргументом в их пользу. Проиллюстрируем действенность указанных правил отбора на простом примере распадов каонов. Из правила $\Delta I=1/2$ следует ¹⁾

$$\{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l) + \Gamma(K_2^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l)\} / \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu_l) = 2, \quad (5.4.19)$$

в то время как, согласно экспериментальным данным, при $l=\mu$ выражение в левой части (5.4.19) равно $2,0 \pm 0,1$, а при $l=e$ оно равно $1,9 \pm 0,1$. Далее, согласно правилу $\Delta S/\Delta Q = +1$, распад $K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$ разрешен, а распад $K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$ запрещен. Чтобы выразить степень запрета, обозначим через x отношение амплитуд указанных распадов:

$$A(K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l) / A(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) = x. \quad (5.4.20)$$

¹⁾ По поводу определения частицы K_2^0 см. формулы (5.5.2), (5.5.2') следующего параграфа и § 5.6.

По экспериментальным данным

$$\operatorname{Re} x = 0,008 \pm 0,020, \quad \operatorname{Im} x = -0,003 \pm 0,027,$$

откуда видно, что запрет выполняется очень точно.

Рассмотрим теперь бета-распады гиперонов¹⁾ и нуклонов $B_1 \rightarrow B_2 + e + \bar{\nu}_e$. Поскольку, как уже отмечалось, ток преобразуется по октетному представлению группы $SU(3)$, матричный элемент тока между октетными барионами содержит две независимые составляющие $8_F, 8_D$ (сделанное утверждение следует из правила $8 \otimes 8 = 1 \oplus 8_F \oplus 8_D \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 27$, см. приложение Б). Если указанный матричный элемент записать в виде

$$\begin{aligned} \langle B_2 | \{ \cos \theta_C \bar{p} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n + \sin \theta_C \bar{p} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda \} | B_1 \rangle = \\ = \bar{u}_2 \{ \bar{g}_V \gamma_\alpha + \bar{g}_A \gamma_\alpha \gamma_5 \} u_1, \end{aligned} \quad (5.4.21)$$

то константы $\bar{g}_{V(A)}$ будут определяться двумя независимыми параметрами F, D , соответствующими мультиплетам $8_F, 8_D$ [11]. Значения $\bar{g}_{V(A)}$ для различных процессов приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Матричные элементы бета-распада барионов

	\bar{g}_V	\bar{g}_A	Угловой множитель
$N \rightarrow P \bar{e} \bar{\nu}_e$	1	$F + D$	$\cos \theta_C$
$\Lambda \rightarrow P \bar{e} \bar{\nu}_e$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} \left(F + \frac{1}{3} D \right)$	$\sin \theta_C$
$\Sigma^\pm \rightarrow \Lambda \bar{e} \bar{\nu}_e$	0	$\sqrt{\frac{2}{3}} D$	$\cos \theta_C$
$\Sigma^- \rightarrow N \bar{e} \bar{\nu}_e$	-1	$-(F - D)$	$\sin \theta_C$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda \bar{e} \bar{\nu}_e$	$\sqrt{\frac{3}{2}}$	$\sqrt{\frac{3}{2}} \left(F - \frac{1}{3} D \right)$	$\sin \theta_C$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \bar{e} \bar{\nu}_e$	1	$F + D$	$\sin \theta_C$

Заметим, что выражение (5.4.21) записано для предельного случая $q^2 \rightarrow 0$ в приближении $SU(3)$ -симметрии. Наилучшее согласование с экспериментальными данными достигается при значениях

¹⁾ Гиперонами иногда называют барионы с отличной от нуля странностью (см. гл. 2).

параметров

$$\sin \theta_C = 0,230 \pm 0,003, \quad D/(D+F) = 0,658 \pm 0,007. \quad (5.4.22)$$

Обратим внимание на совпадение угловых множителей в данном случае и случае распада каона (5.4.17).

В заключение настоящего раздела бросим беглый взгляд на общую картину слабых взаимодействий. Поскольку все случаи слабого взаимодействия удалось описать четырехфермионным гамильтонианом с универсальной по величине константой связи, уже давно предлагалось по аналогии с электромагнитным взаимодействием постулировать существование нового бозона (W -бозон, W^\pm), передающего слабые взаимодействия [12]; образцом для теории слабого взаимодействия, передаваемого бозоном,

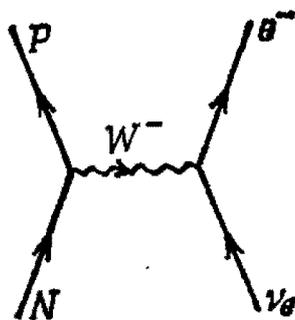


Рис. 5.4. Диаграмма, представляющая универсальное ферми-взаимодействие как акт обмена W -бозоном.

могла бы служить рассмотренная в гл. 1 теория бета-распада Юкавы. Развитие этих идей привело исследователей к осознанию фундаментальной роли токов, т. е. к пониманию того факта, что гамильтониан слабого взаимодействия не есть просто произведение полей четырех фермионов, а представляет собой «произведение двух токов». Сразу же после экспериментального подтверждения универсальности формы $V-A$ слабых взаимодействий, ответственных за бета-распад и распад мюона, Фейнман и Гелл-Манн постулировали, что вся совокупность слабых взаимодействий описывается гамильтонианом вида [13] (1958 г.)

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\alpha \cdot J_\alpha^\dagger, \quad (5.4.23)$$

где $G = G_\mu$ — универсальная константа слабого взаимодействия (5.2.4). Мы уже ознакомились с последовавшим затем развитием теоретических и экспериментальных исследований, и теперь достаточно ясно, что введенный Фейнманом и Гелл-Манном ток J_α должен определяться выражением

$$J_\alpha = (\bar{\nu}_e \nu_\alpha e) + (\bar{\nu}_\mu \nu_\alpha \mu) + \cos \theta_C (\bar{p} \nu_\alpha n) + \sin \theta_C (\bar{p} \nu_\alpha \lambda), \quad (5.4.24)$$

$$\nu_\alpha \equiv \gamma_\alpha (1 + \gamma_5),$$

в котором адронная часть представлена токами кварков. Обратим внимание на замечательную особенность выписанного выражения для тока — кварки и лептоны входят в него симметрично. Идеи, воплотившиеся впоследствии в представление о кварк-лептонной симметрии, зародились в 1959 г. Очень интересно проследить влияние этих идей на развитие составных моделей элементарных частиц, к чему мы сейчас и переходим.

5.4.2. Модель с четырьмя ароматами и новым квантовым числом — очарованием

В то время не различали двух сортов нейтрино, поэтому к лептонам относили три частицы ν ($\nu_e = \nu_\mu = \nu$), e^- , μ^- , а составную структуру барионов выражали на языке модели Сакаты, в которой фундаментальными считались три частицы P , N , Λ ; ток слабого взаимодействия записывали в виде

$$J \sim (\bar{\nu}e) + (\bar{\nu}\mu) + \alpha (\bar{P}N) + \beta (\bar{P}\Lambda)$$

(для простоты здесь не указаны матрицы Дирака). В 1959 г. Гамба, Маршак и Окубо [14] указали на инвариантность тока относительно замены лептонов на фундаментальные частицы

$$\nu \leftrightarrow P, \quad e^- \leftrightarrow N, \quad \mu^- \leftrightarrow \Lambda, \quad (5.4.25)$$

о которой стали говорить как о *барион-лептонной симметрии*. Разумеется, если не выполнено равенство $\alpha = \beta = 1$, то точной инвариантности нет. Можно различить две стороны представления об указанной «симметрии». С одной стороны, оно означает «универсальность» слабых взаимодействий в смысле гл. 1 (см. рис. 1.5), т. е. что группы слабо взаимодействующих частиц $(\bar{\nu}e)$, $(\bar{\nu}\mu)$, $(\bar{P}N)$, $(\bar{P}\Lambda)$ характеризуются одной общей константой связи. С другой стороны, при мысли о барион-лептонной симметрии сразу вспоминается удовлетворяющий условию СВТ адронный ток, составленный из взятых в определенных пропорциях нуклонного, пионного и т. п. токов, и приходит на ум, что такая специфическая структура адронного тока объясняется существованием тока более фундаментальных составных элементов вещества (см. (5.4.24)). Может быть, барион-лептонная симметрия означает существование какой-то структурной связи между лептонами и фундаментальными частицами Сакаты, вследствие которой ток слабого взаимодействия сводится к току еще более «фундаментальных» частиц? Исходя из таких соображений, Маки, Накагава, Онуки и Саката [15] предложили модель, в которой фундаментальные частицы Сакаты P , N , Λ рассматривались как составные, содержащие в качестве «фундаментальных составляющих» лептоны ν , e^- , μ^- и новый фундаментальный

составной элемент \mathbf{b} :

$$P = \langle \nu \mathbf{b} \rangle, \quad N = \langle e^- \mathbf{b} \rangle, \quad \Lambda = \langle \mu^- \mathbf{b} \rangle. \quad (5.4.26)$$

Согласно этой модели, присущее частицам P , N , Λ слабое взаимодействие объясняется слабым взаимодействием лептонов, а $U(3)$ -симметричное сильное взаимодействие частиц P , N , Λ является атрибутом единого поля вещества \mathbf{b} . Такая модель получила название нагойской модели.

В 1962 г., после того как было экспериментально доказано существование двух видов нейтрино $\nu_e \neq \nu_\mu$, Катаяма, Мацумото, Танака, Ямада и Маки, Накагава, Саката [16] с целью сохранения барион-лептонной симметрии внесли исправления в нагойскую модель. Согласно исправленной, так называемой новой нагойской модели, нейтрино ν_e и ν_μ образуют благодаря связи через поле \mathbf{b} смешанное состояние, а фундаментальные частицы Сакаты имеют составную структуру, аналогичную (5.4.26):

$$\langle \mathbf{b} \nu_1 \rangle = P, \quad \langle \mathbf{b} e^- \rangle = N, \quad \langle \mathbf{b} \mu^- \rangle = \Lambda, \quad \langle \mathbf{b} \nu_2 \rangle = P', \quad (5.4.27)$$

где

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \cos \theta_C \cdot \nu_e + \sin \theta_C \cdot \nu_\mu, \\ \nu_2 &= -\sin \theta_C \cdot \nu_e + \cos \theta_C \cdot \nu_\mu. \end{aligned} \quad (5.4.28)$$

В новой нагойской модели в дополнение к P , N , Λ с необходимостью появляется четвертая фундаментальная частица P' ; поскольку в то время экспериментальные свидетельства в пользу ее существования отсутствовали, пришлось считать, что, несмотря на слабость взаимодействия, она имеет большую массу. Кроме того, при рассмотрении распадов странных частиц ($\Delta S = \pm 1$) в данной схеме невозможно обойтись без смесей лептонных состояний, играющих роль фундаментальных составляющих; тем самым объясняется, почему универсальность слабых взаимодействий проявляется в форме (5.4.7). Поскольку лептонный ток записывается в виде

$$\begin{aligned} l_\alpha &= (\bar{\nu}_e v_{\alpha e}) + (\bar{\nu}_\mu v_{\alpha \mu}) = \cos \theta_C (\bar{\nu}_1 v_{\alpha e}) + \sin \theta_C (\bar{\nu}_1 v_{\alpha \mu}) - \\ &\quad - \sin \theta_C (\bar{\nu}_2 v_{\alpha e}) + \cos \theta_C (\bar{\nu}_2 v_{\alpha \mu}), \end{aligned} \quad (5.4.29)$$

из формул (5.4.27) получается следующее выражение для адронного тока:

$$j_\alpha = \cos \theta_C (\bar{P} v_{\alpha N}) + \sin \theta_C (\bar{P} v_{\alpha \Lambda}) - \sin \theta_C (\bar{P}' v_{\alpha N}) + \cos \theta_C (\bar{P}' v_{\alpha \Lambda}).$$

Когда в 1963 г. фундаментальные частицы Сакаты P , N , Λ заменили кварками p , n , λ , новую нагойскую модель по существу без изменений переписали в других обозначениях, а именно вве-

ли ток кварков

$$j_\alpha = \cos \theta_C (\bar{p} v_\alpha n) + \sin \theta_C (\bar{p} v_\alpha \lambda) - \sin \theta_C (\bar{p}' v_\alpha n) + \cos \theta_C (\bar{p}' v_\alpha \lambda), \quad (5.4.30)$$

и вместо рассматривавшейся до того барион-лептонной симметрии стали говорить о *кварк-лептонной симметрии*. Из представления о кварк-лептонной симметрии следует, что появление угла Кабиббо θ_C в формуле для тока (5.4.24) тесно связано с существованием новой четвертой степени свободы p'^1 , введение которой надо, таким образом, рассматривать не просто как увеличение на единицу числа фундаментальных составляющих, а как создание теории, предсказавшей существование новой частицы (названной впоследствии *очарованным кварком*) и объяснившей, почему ток слабого взаимодействия имеет форму (5.4.30). Соответствующую модель, изложенную на языке кварков, мы будем называть моделью с четырьмя ароматами, содержащей очарованный кварк — носитель нового квантового числа — *очарования*. Начиная с 1970 г. стали открывать очарованные адроны, но об этом речь пойдет в гл. 6.

5.4.3. Механизм Глешоу — Иллиопулоса — Майани

Выражение для тока слабого взаимодействия в модели с четырьмя ароматами (5.4.30) позволяет рассчитать процесс высокого порядка — распад каона. Если предположить, что

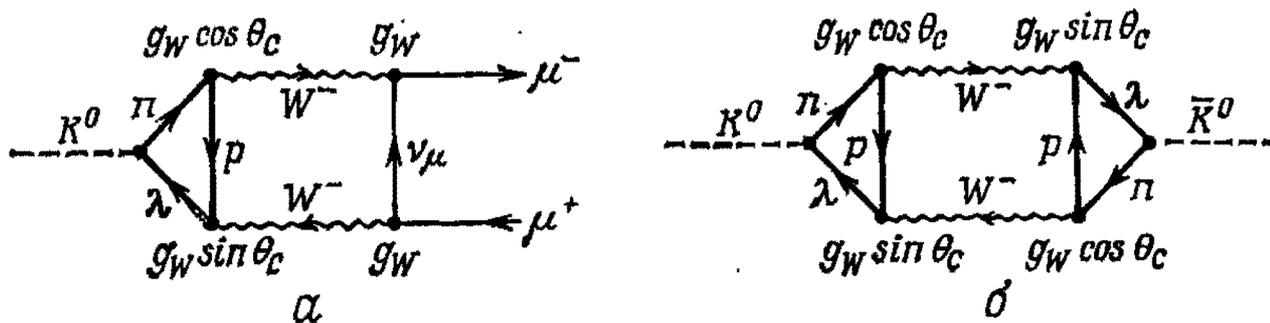


Рис. 5.5. Диаграммы распада $K^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ (а) и перехода $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (б), построенные без учета вклада кварка p' .

взаимодействие передается заряженным векторным бозоном W^\pm (рис. 5.4), то диаграммы распада $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ и разности масс K_1^0 и K_2^0 (определения этих состояний см. в § 5.5 и § 5.6) будут иметь вид, показанный на рис. 5.5. Взаимодействие тока (5.4.29) с частицей W^\pm дается формулой

$$H = g_W (l_\alpha + j_\alpha) W_\alpha^\pm + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.4.31)$$

в которой константа связи g_W выражается через $G = G_\mu$ (5.2.4):

$$g_W^2 / M_W^2 \approx G / \sqrt{2} \quad (5.4.32)$$

¹⁾ Эту степень свободы часто обозначают символом s .

(M_W — масса бозона W). На рис. 5.5 показаны диаграммы для случая, когда вклад кварка p' не учитывается. Соответствующие им матричные элементы пропорциональны множителю

$$A = \frac{g_W^2}{M_W^4} \left[a_1 \Lambda^2 + a_2 \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} + a_3 \right], \quad (5.4.33)$$

где Λ — импульс обрезания; коэффициент a_1 не зависит от масс участвующих в процессе частиц, а a_2, a_3 , вообще говоря, зависят

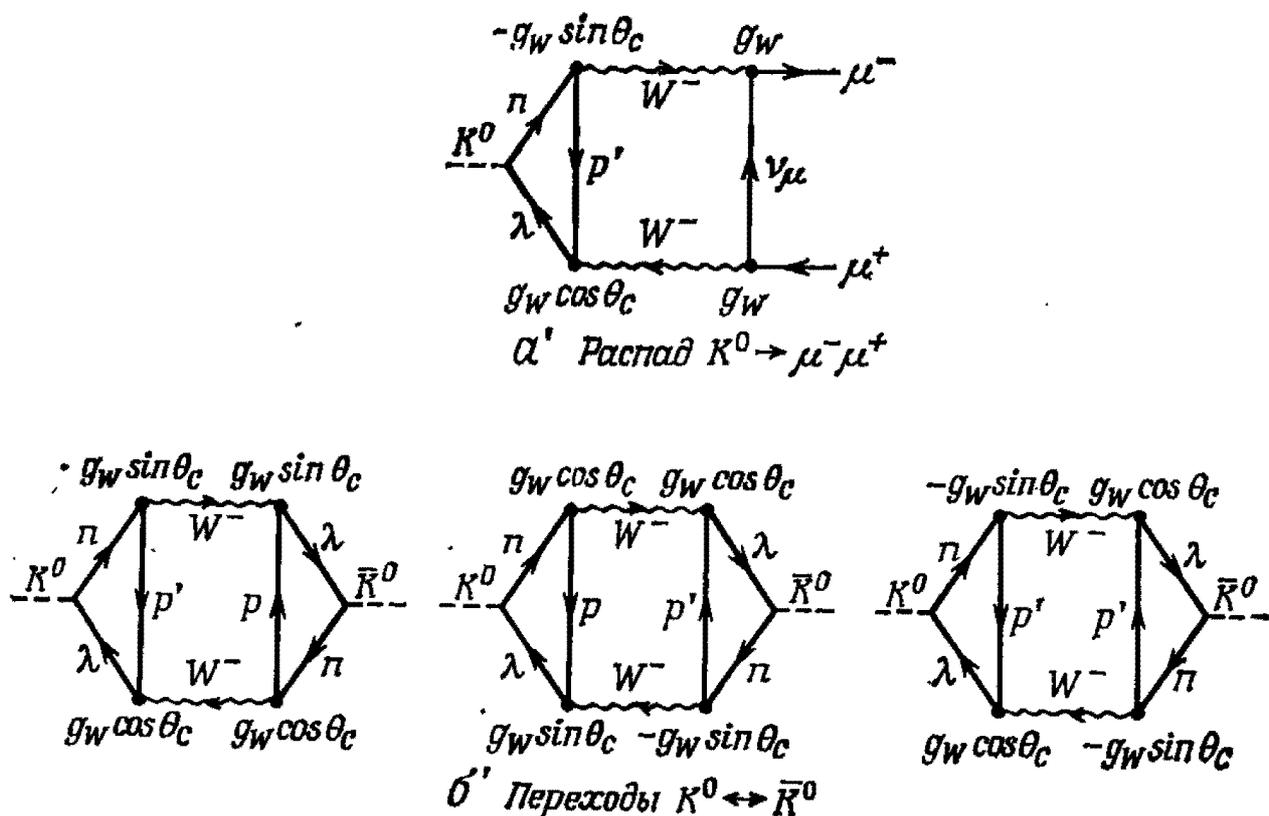


Рис. 5.6. Диаграммы, добавляющиеся при учете взаимодействия с очарованным кварком.

от масс. Учитывая только расходящиеся члены самого высокого порядка (пропорциональные a_1), находим [17]

$$\frac{\Gamma(K_2^0 \rightarrow \mu^- \mu^+)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} \approx 2 \cos^2 \theta_c \left[\frac{G \Lambda^2}{(4\pi)^2} \right]^2,$$

$$\Delta m(K_2^0 - K_1^0) \approx \frac{\sin^2 \theta_c \cos^2 \theta_c}{2m_K} \left[\frac{G}{4\pi^2} \right]^2 \Lambda^2 m^4;$$

для согласования с соответствующими экспериментальными значениями $(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$, $3,5 \cdot 10^{-12}$ МэВ в первом случае надо принять $\Lambda \approx 33$ ГэВ, а во втором $\Lambda \approx 5$ ГэВ. Последнее значение слишком мало, так как для «перенормируемых» теорий обычно $\Lambda \rightarrow M_W$ (согласно современным оценкам, полученным на основании нейтринных экспериментов, нижний предел M_W составляет 20—30 ГэВ). Однако оказывается, что если при записи взаимодействия учесть в токе (5.4.30) слагаемые, зависящие от p' (рис. 5.6),

то расходящиеся диаграммы самого высокого порядка (пропорциональные a_1) взаимно уничтожаются и не возникает необходимости в столь малых значениях импульса обрезания. Указанный механизм взаимной компенсации сильно расходящихся диаграмм часто по первым буквам фамилий авторов называют механизмом ГИМ [18]; их статья, появившаяся задолго до экспериментального обнаружения очарованных частиц, содержала сильные аргументы в пользу модели с четырьмя ароматами.

В современной «перенормируемой» калибровочной теории слабых взаимодействий (см. § 5.8) принимают, что $M_W \approx 60 \sim 70$ ГэВ. В этом смысле можно сказать, что механизм ГИМ расширил пределы, в которых можно эффективно пользоваться теорией поля.

§ 5.5. Нелептонные взаимодействия

До сих пор мы в основном занимались механизмом слабых взаимодействий при лептонных распадах адронов, но для проверки развитой теории очень важно рассмотреть процессы слабых взаимодействий, в которых лептоны совершенно не участвуют. Поскольку в данном случае нужно принимать во внимание также и сильные взаимодействия частиц, часто бывает, что из наблюдательных данных трудно сделать недвусмысленные выводы о фундаментальном взаимодействии. Здесь мы ограничимся постановкой соответствующих вопросов.

5.5.1. Возникновение проблемы

Согласно формуле (5.4.30), часть нелептонного взаимодействия, соответствующая изменению странности $|\Delta S|=1$, определяется выражением

$$H_{\text{нл}} = (G/\sqrt{2}) \sin \theta_C \cos \theta_C [(\bar{n}v_\alpha p) (\bar{p}v_\alpha \lambda) + (\bar{p}v_\alpha n) (\bar{\lambda}v_\alpha p) - \{p \rightarrow p'\}], \quad (5.5.1)$$

последний член которого получается из первых двух заменой p на p' . При объяснении слабых нелептонных распадов с помощью гамильтониана взаимодействия (5.5.1) возникают, грубо говоря, два вопроса: 1) о величине вероятности распада и 2) о правилах отбора, специфически проявляющихся на феноменологическом уровне.

Сначала нужно обсудить пионный распад каонов, с которого и началось изучение проблемы слабых нелептонных распадов, но предварительно необходимо остановиться на важных особенностях нейтральных каонов. Поскольку слабые взаимодействия CP -инвариантны (см. § 5.1), процесс распада идет через собствен-

ные состояния оператора CP . В действительности при распаде $K \rightarrow 2\pi$ отмечается небольшое (порядка 10^{-3}) нарушение указанной инвариантности, но здесь мы пренебрежем этим слабым эффектом (подробности см. в § 5.6). Частица K^0 и ее античастица \bar{K}^0 сами по себе не обладают определенной CP -четностью (см. § 5.1.1), но если произвести разбиение

$$\begin{aligned} K^0 &= (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}, \\ \bar{K}^0 &= (K_1^0 - K_2^0)/\sqrt{2}, \end{aligned} \quad (5.5.2)$$

то окажется, что состояния K_1^0 и K_2^0 имеют определенные CP -четности: первое соответствует собственному значению $CP=+1$, а

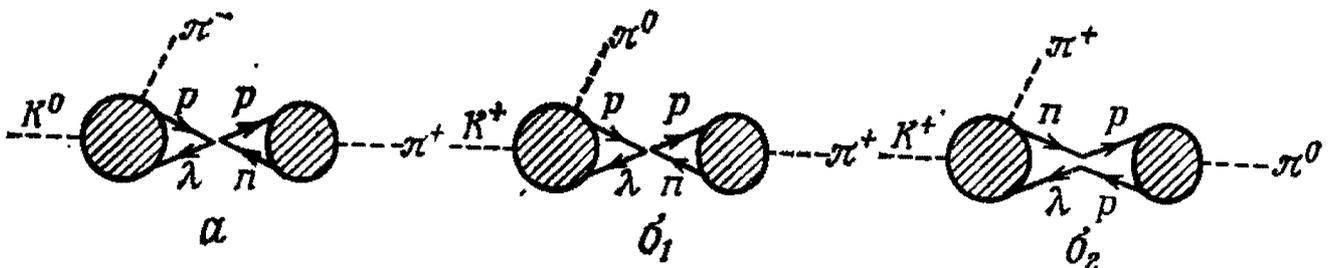


Рис. 5.7. Диаграммы четырехфермионного взаимодействия при распадах $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (диаграмма a) и $K^+ \rightarrow \pi^-\pi^0$ (диаграммы b_1, b_2).

второе $CP=-1$ ¹⁾. При условии сохранения CP -четности на два пиона может распадаться только составляющая K_1^0 , а распад K_2^0 на 2π запрещен, так как состояние системы двух пионов с моментом количества движения $J=0$ характеризуется значением $CP=+1$. Следовательно, распад K_2^0 возможен только на три пиона или по каким-либо другим каналам, и время жизни этой компоненты должно быть больше времени жизни K_1^0 . Таким образом, нейтральные каоны рождаются в сильных взаимодействиях как частицы K^0 (или \bar{K}^0), а при спонтанном распаде ведут себя как имеющие разные времена жизни смеси частиц K_1^0 и K_2^0 [19]. Существование двух каналов распада нейтральных каонов, характеризующихся разными периодами полураспада, подтверждено экспериментально. Наблюдаемые на опыте долгоживущий и короткоживущий нейтральные каоны обычно обозначают символами K_L^0, K_S^0 . Согласно вышесказанному, в рамках представлений о CP -инвариантности

$$K_S^0 = K_1^0, \quad K_L^0 = K_2^0 \quad (5.5.2')$$

¹⁾ Строго говоря, при CP -преобразовании происходит изменение импульса $p \rightarrow -p$, поэтому указанные собственные значения определены в соответствующих системах покоя; их называют собственными CP -четностями K_1^0 и K_2^0 . Если учесть возникающий при CP -преобразовании фазовый множитель, то удобно ввести определение $|\bar{K}^0\rangle = CP|K^0\rangle$ (в системе покоя).

(формулы (5.5.2')) справедливы приближенно при условии пренебрежения слабым эффектом нарушения CP -инвариантности, см. § 5.6, формулы (5.6.8), (5.6.9)).

Рассмотрим на примере процессов $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ задачу о вычислении вероятности распада. Простейшие диаграммы рассматриваемых процессов приведены на рис. 5.7. Матричные элементы определяются формулами

$$A(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_C \cos \theta_C \langle \pi^+ | \bar{p} v_\alpha n | 0 \rangle \langle \pi^- | \bar{\lambda} v_\alpha p | K^0 \rangle, \quad (5.5.3)$$

$$A(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_C \cos \theta_C \left\{ \langle \pi^+ | \bar{p} v_\alpha n | 0 \rangle \langle \pi^0 | \bar{\lambda} v_\alpha p | K^+ \rangle + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \langle \pi^0 | \bar{p} v_\alpha p | 0 \rangle \langle \pi^+ | \bar{\lambda} v_\alpha n | K^+ \rangle \right\}. \quad (5.5.4)$$

Преобразовывая второе слагаемое последней формулы при помощи тождества Фирца для заряженных токов

$$(\bar{p} v_\alpha 1 n) (\bar{\lambda} v_\alpha 1 p) = \frac{1}{3} (\bar{p} v_\alpha 1 p) (\bar{\lambda} v_\alpha 1 n) + \frac{1}{2} \sum_{a=1}^8 (\bar{p} v_\alpha \lambda^{(a)} p) (\bar{\lambda} v_\alpha \lambda^{(a)} n), \quad (5.5.5)$$

получаем, что промежуточное вакуумное состояние остается только в первом слагаемом этой формулы. В тождестве Фирца символы $1, \lambda^{(a)}$ ($a=1, \dots, 8$) обозначают матрицы размера 3×3 в пространстве цветовых индексов кварков, введенных в формуле (5.2.21) (1 — единичная матрица в этом пространстве¹⁾). Если цветовые степени свободы не учитывать, то $(\bar{p} v_\alpha n) (\bar{\lambda} v_\alpha p) = (\bar{p} v_\alpha p) (\bar{\lambda} v_\alpha n)$ и в формуле (5.5.4) коэффициент $1/3$ надо заменить на 1 . Учитывая результаты предыдущего параграфа, произведем подстановки

$$\langle \pi^+(k) | \bar{p} v_\alpha n | 0 \rangle = f_\pi k_\alpha \Phi_{\pi^+}(k), \\ \langle \pi^0(k) | \bar{p} v_\alpha p | 0 \rangle = (1/\sqrt{2}) f_\pi k_\alpha \Phi_{\pi^0}(k), \\ \sqrt{2} \langle \pi^0(k) | \bar{\lambda} v_\alpha p | K^+(p) \rangle \approx \langle \pi^-(k) | \bar{\lambda} v_\alpha p | K^0(p) \rangle \approx \\ \approx \langle \pi^+(k) | \bar{\lambda} v_\alpha n | K^+(p) \rangle \approx i (p+k)_\alpha \Phi_\pi(k) \Phi_K(p)$$

(соотношения между матричными элементами перехода $K \rightarrow \pi$ в последней формуле — следствия $SU(2)$ -симметрии). Тогда формулы (5.5.3), (5.5.4) принимают вид

$$A(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx i (G/\sqrt{2}) \sin \theta_C \cos \theta_C (m_K^2 - m_\pi^2) \times f_\pi \Phi_{\pi^+} \Phi_{\pi^-} \Phi_K, \\ A(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) \approx i (G/\sqrt{2}) \sin \theta_C \cos \theta_C (m_K^2 - m_\pi^2) \times \\ \times f_\pi \{1/\sqrt{2} + (1/3) \cdot 1/\sqrt{2}\} \Phi_{\pi^+} \Phi_{\pi^0} \Phi_K, \quad (5.5.6)$$

¹⁾ Матрицы $\lambda^{(a)}$ ($a=1, \dots, 8$) определены формулами (3.1.23'). — Прим. перев.

и для вероятностей распада получаются значения

$$\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \approx \frac{f_\pi^2}{16\pi} (G \sin \theta_c \cos \theta_c)^2 \frac{(m_K^2 - m_\pi^2)^2}{m_K} \times \\ \times \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{m_K^2} \right]^{1/2} \approx 3,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1},$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{3\sqrt{2}} \right)^2 \Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \approx 1,4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}. \quad (5.5.7)$$

Сравнение приведенных теоретических значений с экспериментальными данными $\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \approx 7,69 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) \approx 1,70 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ показывает, что

$$\frac{\Gamma_{\text{экспер}}}{\Gamma_{\text{теор}}} = \begin{cases} 25 & (K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-), \\ 1/8 & (K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0) \end{cases} \quad (5.5.8)$$

(если в тождестве Фирца не учитывать цветовых степеней свободы, то последнее отношение вместо 1/8 становится равным 1/18). В следующем разделе мы увидим, что распады $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ подчиняются правилу отбора по изоспину $\Delta I = 1/2$ ¹⁾, а распады $K^+ \rightarrow 2\pi$ — правилу $\Delta I = 3/2$ (5/2). Таким образом, в случае распадов, удовлетворяющих правилу отбора $\Delta I = 1/2$, расчетное значение вероятности распада приблизительно в 25 раз превышает экспериментальное (проблема усиления), а в случае распадов, подчиняющихся правилу $\Delta I \geq 3/2$, оно оказывается в 8 раз меньше экспериментального (проблема подавления) [20]. Можно показать, что и для других адронных распадов при $\Delta I = 1/2$ ситуация аналогична (строгое рассмотрение случая $\Delta I \geq 3/2$ пока произвести не удалось).

5.5.2. Правило $\Delta I = 1/2$

Рассмотрим на примере процесса $K \rightarrow 2\pi$ свойства главных частей амплитуд нелептонных распадов с изменением странности, удовлетворяющих правилу отбора по изоспину $\Delta I = 1/2$ [21]. Примем по определению, что гамильтониан взаимодействия является суммой гамильтонианов, соответствующих $\Delta I = 1/2, 3/2, 5/2$:

$$H_{\text{нл}} = H(1/2) + H(3/2) + H(5/2) \quad (5.5.9)$$

(в действительности гамильтониан взаимодействия кварков содержит только слагаемые с $\Delta I = 1/2, 3/2$). Матричные элементы

¹⁾ Это правило отличается от правила отбора $\Delta I = 1/2$ для лептонных распадов (2.4.18).

для трех каналов распада записываются в виде

$$\begin{aligned} A(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= \sqrt{\frac{2}{3}} a_1 e^{i\delta_0} - \frac{1}{\sqrt{3}} (a_3 - a_5) e^{i\delta_2}, \\ A(K_1^0 \rightarrow 2\pi^0) &= \frac{1}{\sqrt{3}} a_1 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{2}{3}} (a_3 - a_5) e^{i\delta_2}, \\ A(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) &= \left(\frac{\sqrt{3}}{2} a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} a_5 \right) e^{i\delta_2}, \end{aligned} \quad (5.5.10)$$

где $a_{2\Delta I} \equiv \langle 2\pi || H(\Delta I) || K \rangle$ — приведенные матричные элементы. В случае распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ правило $\Delta I = 1/2$ не действует, так как система двух пионов, находящаяся в состоянии с $J=0$ и подчиняющаяся бозе-статистике, имеет изоспин $I_{2\pi} = 2$. Если пренебречь нарушением T - или CP -инвариантности, то величины $a_{2\Delta I}$ вещественны (см. приложение Г). Символами δ_I в формуле (5.5.10) обозначены фазовые сдвиги S -волновых парциальных амплитуд рассеяния для системы двух пионов в состоянии с изоспином I . Вводя обозначение $\varepsilon_{2\Delta I} \equiv (a_{\Delta I}/a_1)$, получим

$$\frac{\Gamma(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_1^0 \rightarrow 2\pi^0)} - 2 = -6\sqrt{2} (\varepsilon_3 - \varepsilon_5) \cos(\delta_2 - \delta_0) + O(\varepsilon^2). \quad (5.5.11)$$

Согласно экспериментальным данным, величина в левой части последней формулы равна 0,192, а $\delta_2 - \delta_0 = -(30^\circ \pm 10^\circ)$; следовательно,

$$\varepsilon_3 - \varepsilon_5 \approx -2,6\%. \quad (5.5.12)$$

Точно так же, пользуясь экспериментальным значением отношения $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)/\Gamma(K_1^0 \rightarrow \text{все каналы}) \approx 1,52 \cdot 10^{-3}$, находим

$$\left| \varepsilon_3 + \frac{2}{3} \varepsilon_5 \right| \approx 4,4\%. \quad (5.5.13)$$

Таким образом, амплитуды процессов с $\Delta I \geq 3/2$ составляют всего несколько процентов от амплитуд процессов с $\Delta I = 1/2$.

То же самое можно сказать о распадах гиперонов. Если для простоты сохранить только амплитуды с $\Delta I = 1/2$, то окажется, что амплитуды различных процессов с участием гиперонов удовлетворяют следующим правилам сумм:

$$\begin{aligned} \Lambda_- + \sqrt{2} \Lambda_0 &= 0, \\ \Sigma_- + \sqrt{2} \Sigma_0^+ &= \Sigma_+^+, \\ \Xi_- + \sqrt{2} \Xi_0^0 &= 0, \\ \Omega_- + \sqrt{2} \Omega_0^- &= 0. \end{aligned} \quad (5.5.14)$$

Здесь использованы обозначения $\Lambda_- = A (\Lambda \rightarrow P\pi^-)$, $\Omega_- = A (\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^-)$ и т. п. То обстоятельство, что этим правилам сумм хорошо удовлетворяют как амплитуды с изменением P -четности (S -волна), так и амплитуды с сохранением P -четности (P -волна), не противоречит экспериментальным данным. Заметим, что феноменологический парциально-волновой анализ, допускающий амплитуды с произвольными ΔI , приводит к выводу, что в некоторых каналах для главной части амплитуды $\Delta I \neq 1/2$ [20], но в общем, как правило, решение с $\Delta I = 1/2$ всегда существует и является простейшим решением. В случае распада частицы Σ кроме правила сумм удовлетворяются еще следующие соотношения для S -волновой амплитуды процесса $\Sigma^+ \rightarrow N\pi^+$ и P -волновой амплитуды процесса $\Sigma^- \rightarrow N\pi^-$:

$$S(\Sigma^+ \rightarrow N\pi^+) \approx 0, \quad P(\Sigma^- \rightarrow N\pi^-) \approx 0; \quad (5.5.15)$$

это свойство нельзя объяснить только на основании правила $\Delta I = 1/2$.

Правилу $\Delta I = 1/2$ можно дать интересное истолкование, если учесть составную природу участвующих в процессах частиц [23]. Выше уже отмечалось, что при распаде частицы K^+ система $\pi^+\pi^0$ находится в состоянии с $I_{2\pi} = 2$; заметим, что для описания состояния с $I = 2$ на языке кварков необходимо рассмотреть систему, состоящую как минимум из четырех кварков (в случае четырех кварков это будет система $(qq\bar{q}\bar{q})$). В случае распада $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ возможны два конечных состояния с $I_{2\pi} = 0, 2$, причем состояние с $I = 0$ соответствует в модели кварков состоянию $(q\bar{q})$ с минимальным числом кварков, равным 2¹⁾. Выше уже упоминалось, что отношение вероятностей распадов $K^+ \rightarrow 2\pi$ и $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ очень мало (около 10^{-3}); этот факт можно связать с тем обстоятельством, что в первом процессе переход из начального состояния $K_+ = (\bar{\lambda}p)$ в конечное сопровождается изменением минимального числа кварков. Аналогично в случае распадов $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ переход в состояние с $I = 0$ идет без изменения минимального числа кварков, а при переходе в состояние с $I = 2$ минимальное число кварков не сохраняется. Если начальному состоянию K приписать значение $I = 1/2$, то по крайней мере в случае распадов $K \rightarrow 2\pi$ правило $\Delta I = 1/2$ можно истолковать как закон сохранения минимального числа кварков n_T [24]:

$$\Delta n_T = 0. \quad (5.5.16)$$

При рассмотрении всех известных в настоящее время распадов правило $\Delta n_T = 0$ не приводит к противоречию.

¹⁾ В данном случае минимальное число кварков не равно сумме числа кварков, входящих в состав участвующих в процессе адронов; речь идет о минимальном возможном числе кварков, позволяющем воспроизвести квантовые числа системы как целого,

5.5.3. Октетное правило

После того как $SU(2)$ -симметрия сильных взаимодействий адронов была заменена на $U(3)$ - или $SU(3)$ -симметрию, появилась возможность более глубокого истолкования правила $\Delta I = 1/2$ как правила отбора, вытекающего из того факта, что гамильтониан взаимодействия преобразуется по октетному представлению группы $SU(3)$. Компоненты октета с $|\Delta S| = 1$ автоматически удовлетворяют правилу $\Delta I = 1/2$, но из $U(3)$ -инвариантности сильных взаимодействий вытекают более жесткие ограничения. Если в качестве базисного вектора представлений группы $SU(3)$ выбрать вектор $q_i = (q_1, q_2, q_3) = (p, n, \lambda)$, то гамильтониан взаимодействия запишется в виде

$$H_{\text{нл}}^{(8)} = T_3^2 + (T_3^2)^\dagger. \quad (5.5.17)$$

Используя в качестве барионных ($J^P = 1/2^+$) и мезонных ($J^P = 0^-$) состояний матрицы размера 3×3 (3.1.42) и (3.1.35), можно вывести следующее выражение для CP -инвариантного эффективного гамильтониана взаимодействия, имеющего нужные трансформационные свойства ¹⁾

$$\begin{aligned} H_{\text{эфф}}^8 = & i(a + b\gamma_5) [(\bar{B}_3 B^2 M)_1 + (\bar{B}^2 B_3 M)_2 + (\bar{B} B^2 M_3)_3 + \\ & + (\bar{B}^2 B M_3)_4 + (\bar{B} B^2 M)_5 + (\bar{B}_3^2 B M)_6 + (\bar{B}_3 B M^2)_7 + (\bar{B} B_3 M^2)_8 + \\ & + (\bar{B} B M_3^2)_9] + i(-a + b\gamma_5) [(\bar{B}_2 B^3 M)_1 + (\bar{B}^3 B_2 M)_2 + (\bar{B}_2 B M^3)_3 + \\ & + (\bar{B} B_2 M^3)_4 + (\bar{B}_2^3 B M)_5 + (\bar{B} B_2^3 M)_6 + (\bar{B} B^3 M_2)_7 + (\bar{B}^3 B M_2)_8 + \\ & + (\bar{B} B M_2^3)_9]. \quad (5.5.18) \end{aligned}$$

При записи выражения для эффективного гамильтониана мы воспользовались сокращенными обозначениями. Например, первый член правой части (5.5.18) надо понимать следующим образом:

$$(a + b\gamma_5) (\bar{B}_3 B^2 M)_1 \equiv \bar{B}_3^{(n)} (a_1 + b_1 \gamma_5) B_m^2 M_n^m.$$

Вычисленные при помощи эффективного гамильтониана амплитуды распада приведены в табл. 5.2. Величины c_i в табл. 5.2 связаны с параметрами a_i, b_i (5.5.18) следующим образом:

$$\begin{aligned} c_i = a_i & \quad \text{для амплитуды } S\text{-волны,} \\ c_i = b_i & \quad \text{для амплитуды } P\text{-волны.} \end{aligned} \quad (5.5.19)$$

¹⁾ Из групповых соображений следует, что среди девяти (S -, P -волновых) амплитуд, входящих в выражение для эффективного гамильтониана, линейно независимы только восемь. Но при анализе соотношений между физическими амплитудами это обстоятельство можно не учитывать.

Таблица 5.2

Октетные амплитуды

Тип распада	Эффективная амплитуда
$\Lambda_- (\Lambda \rightarrow P\pi^-)$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (c_1 + c_7 - 2c_8)$
$\Sigma_+^+ (\Sigma^+ \rightarrow N\pi^+)$	$c_1 + c_8$
$\Sigma_0^+ (\Sigma^+ \rightarrow P\pi^0)$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (c_1 - c_7)$
$\Sigma_- (\Sigma^- \rightarrow N\pi^-)$	$c_6 + c_7$
$\Xi_- (\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-)$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (c_2 - 2c_7 + c_8)$

Амплитуды распадов, не вошедших в таблицу, удовлетворяют правилам сумм (5.5.14).

Очевидно, что взаимодействие (5.5.1) инвариантно относительно замены $n \leftrightarrow \lambda$. Трансформационные свойства взаимодействий подробно обсуждаются ниже, а сейчас нам достаточно знать, что гамильтониан взаимодействия строится из октетного и 27-плетного представлений группы $SU(3)$ и что каждое из них инвариантно относительно замены $n \leftrightarrow \lambda$. Поэтому если представить себе, что во взаимодействии усилена октетная часть, то октетный гамильтониан (5.5.17) должен сохранять свой вид при замене $n \leftrightarrow \lambda$, т. е. не должен меняться при перестановке $2 \leftrightarrow 3$. Предъявляя такое же требование к эффективному гамильтониану (5.5.18), находим, что в случае S-волновой амплитуды должно быть

$$a_1 = a_2 = 0 \quad (\text{инвариантность при замене } n \leftrightarrow \lambda); \quad (5.5.20)$$

отсюда, а также из табл. 5.2, следует, что должно удовлетворяться правило сумм

$$\Delta_S \equiv S(\Lambda_0^+) + 2S(\Xi_-) - \sqrt{3} S(\Sigma_0^+) = \sqrt{\frac{2}{3}} (a_2 - a_1) = 0. \quad (5.5.21)$$

В случае P-волновой амплитуды инвариантность относительно перестановки $2 \leftrightarrow 3$ не приводит к интересным следствиям. Но если формально потребовать, чтобы гамильтониан $H_{\text{эфф}}^{(8)}$ не изменялся при R-преобразовании, т. е. при преобразовании $V_m^n \leftrightarrow V_n^m$, $M_m^n \leftrightarrow M_n^m$, то появляется ограничение на P-волновые амплитуды $b_1 = b_2$ и (аналогично случаю S-волны) удовлет-

воряется правило сумм

$$\Delta_P \equiv P(\Lambda_-) + 2P(\Xi_-) - \sqrt{3}P(\Sigma_0^+) = \sqrt{\frac{2}{3}}(b_2 - b_1) = 0. \quad (5.5.22)$$

Соотношения (5.5.21) и (5.5.22) называют *правилами сумм Ли — Сугавара* [25].

Экспериментальные значения амплитуд распада различных адронов приведены в табл. 5.3. S-волновые амплитуды норми-

Таблица 5.3

Относительные значения амплитуд
распада адронов

	S-волна	P-волна
Λ_-	0,77	0,54
Σ_+^+	0,02	1
Σ_0^+	-0,74	0,67
Σ_-	1	-0,04
Ξ_-	-1,0	0,36

рованы в таблице к значению $|S(\Sigma_-)| \approx 0,426 \cdot 10^{-6}$, а P-волновые — к значению $|P(\Sigma_+^+)| \approx 4,21 \cdot 10^{-6}$. Следовательно,

$$\Delta \approx 0,05, \quad \Delta_P \approx 0,10,$$

откуда видно, что сформулированные выше правила отбора хорошо удовлетворяются как для S-, так и для P-волны. Но поскольку постулированная при выводе соотношения $\Delta_P = 0$ R-инвариантность является формальным требованием, не подтвержденным анализом данных о сильных взаимодействиях адронов, разумнее считать, что мы не понимаем, почему физические P-амплитуды подчиняются указанному правилу сумм. К обсуждению этого вопроса мы еще вернемся.

В обосновании октетных правил отбора есть несколько неясных моментов. Например, с одной стороны, правило сумм, основанное на инвариантности гамильтониана (5.5.1) относительно перестановки $n \leftrightarrow \lambda$, относится к S-волновым амплитудам распада гиперонов, т. е. к взаимодействиям, нарушающим закон сохранения четности, а с другой, — именно это правило запрещает все виды распадов $K \rightarrow 2\pi$ в рамках справедливости теории SU(3)-симметрии. В случае V—A-взаимодействий вида (ток) × X(ток) такое же замечание можно высказать по поводу октет-

ного [26] и 27-плетного [27] гамильтонианов. В частности, если отвлечься от правила $\Delta I = 1/2$, то в настоящий момент нет доказательств эффективности $SU(3)$ -теории в применении к распадам каонов, включая распады $K \rightarrow 2\pi$, 3π , в то время как для описания распадов гиперонов $SU(3)$ -теория весьма полезна. Далее, хотя в $SU(3)$ -теории с гамильтонианом (5.5.1) амплитуда распада $\Sigma^+ \rightarrow P\gamma$ в канале с несохранением четности равна нулю [28], но ее экспериментальное значение сравнимо со значением амплитуды распада в канале с сохранением четности, откуда следует, что в данной теории для указанных распадов должны быть велики эффекты нарушения $SU(3)$ -симметрии. В заключение скажем несколько слов о проблеме усиления. Расчет (5.5.6) распада $K \rightarrow 2\pi$ показывает, что соответствующие амплитуды отличны от нуля только за счет неравенства $m_K \neq m_\pi$, но, несмотря на большое различие между m_K и m_π , расчетное значение (5.5.8) недостаточно велико. Поэтому не очень ясно, с чем связана проблема усиления — то ли с неполнотой наших знаний о механических эффектах, то ли с тем, что в гамильтониан слабого взаимодействия надо ввести какие-то новые члены.

5.5.4. Применение гипотезы о частичном сохранении аксиального тока

Поскольку пионы, испускаемые при распадах гиперонов, имеют импульсы 100—200 МэВ, разумно попытаться рассчитать амплитуды таких распадов в пределе мягких пионов. Применяя к процессу $\alpha \rightarrow \beta + \pi$ метод, которым в предыдущем параграфе мы рассмотрели лептонные распады каонов, получим, что в матричном элементе вида (5.4.12) остается только член с коммутатором в одинаковые моменты времени [29]

$$\lim_{k \rightarrow 0} \langle \beta + \pi^{(-Q)}(k) | H_{\text{нл}} | \alpha \rangle = i f_\pi^{-1} \langle \beta | [A^{(Q)}, H_{\text{нл}}] | \alpha \rangle. \quad (5.5.23)$$

Здесь Q — приведенный заряд пиона, а

$$A^{(Q)} = \int d^3r j_{5,0}^{(Q)}(\mathbf{r}, 0) \quad (Q = +, -, 0) \quad (5.5.24)$$

— псевдоскалярная величина, называемая аксиальным зарядом; $j^{(\pm)} \equiv j^{(1)} + i j^{(2)}$, $j^{(0)} \equiv \sqrt{2} j^{(3)}$ (см. (5.3.11)). Поскольку гамильтониан $H_{\text{нл}}$ содержит только левые проекции (5.1.30) полей p , n , его можно разбить на части $H^{(+)}$ и $H^{(-)}$, сохраняющую и не сохраняющую четность ($H_{\text{нл}} = H^{(+)} + H^{(-)}$) и удовлетворяющие перестановочным соотношениям

$$[A^{(Q)}, H^{(\pm)}] = [I^{(Q)}, H^{(\mp)}], \quad (5.5.25)$$

в которых величины $I^{(Q)}$, определенные аналогично $A^{(Q)}$, имеют смысл генераторов изоспина (в частности, $I^{(\pm)}$ совпадают с рассмотренными в § 5.2 операторами I_{\pm}). Действуя операторами $I^{(Q)}$ на начальное и конечное состояния, в правой части (5.5.23) получим одночастичный матричный элемент $H_{\text{нл}}$, который можно записать в виде $f_{\pi}^{-1} \langle \beta | H^{(\pm)} | \alpha \rangle = f_{\beta\alpha}^{\pm} \bar{u}_{\beta} O u_{\alpha}$ (здесь $O=1$ или γ_5). Если гамильтониан $SU(3)$ -инвариантен, а α, β принадлежат барионному $SU(3)$ -октету, то указанные матричные элементы оказываются функциями трех независимых параметров. Разлагая $H_{\text{нл}}$ по неприводимым представлениям группы $SU(3)$ (см. (5.5.44)), получаем

$$H_{\text{нл}} = H(8) + H(27). \quad (5.5.26)$$

Матричный элемент оператора $H(8)$ между октетными барионами зависит от двух параметров f, d , соответствующих членам F- и D-типа, а матричный элемент оператора $H(27)$ определяется одним параметром ξ (табл. 5.4). Заметим, что с учетом соотно-

Таблица 5.4

Матричные элементы одновременного коммутатора

Тип распада	Матричный элемент	$SU(3)$ -разложение
Λ_{-}	$f_{N\Lambda}$	$\sqrt{3} f + \frac{1}{\sqrt{3}} d + 3\xi$
Σ_{+}^{+}	$f_{P\Sigma^{+}} + \sqrt{2} f_{N\Sigma^{0}}$	$5\sqrt{6} \xi$
Σ_{0}^{+}	$-\frac{1}{\sqrt{2}} f_{P\Sigma^{+}}$	$-f + d - 2\sqrt{3} \xi$
Σ_{-}	$-\sqrt{2} f_{N\Sigma^{0}}$	$\sqrt{2} (f - d) - 3\sqrt{6} \xi$
Ξ_{-}	$-f_{\Lambda\Xi^{0}}$	$-\sqrt{3} f + \frac{1}{\sqrt{3}} d - 3\xi$

шения (5.5.25) S- и P-волновые значения амплитуды распада (5.5.23) даются одночастичными матричными элементами операторов $H^{(+)}, H^{(-)}$, в частности в приближении $SU(3)$ -симметрии P-волновая амплитуда обращается в нуль:

$$f_{\pi}^{-1} \langle \beta | H^{(-)} | \alpha \rangle = f_{\beta\alpha}^{(-)} \bar{u}_{\beta} \gamma_5 u_{\alpha} = 0. \quad (5.5.27)$$

Этому ее свойству можно дать следующее объяснение. Производя поворот в $SU(3)$ -унитарном пространстве, величину $H^{(-)}$ можно преобразовать в новый оператор $H^{(-)'}$, для которого $\Delta S=0$; поскольку произведение токов имеет структуру $V \times A$, оператор

$H^{(-)'}$ самосопряжен относительно операции замены частицы на античастицу (C) и имеет отрицательную C -четность ($H^{(-)'} \xrightarrow{C} -H^{(-)'}$), а самосопряженное произведение $i\bar{y}_b u$ имеет положительную C -четность, откуда следует, что $f_{\beta\alpha}^{(-)} = 0^1$). Таким образом, амплитуда (5.5.23), выражаемая через коммутатор в одинаковые моменты времени, описывает только S -волновой распад.

Сравним полученные из наблюдательных данных численные значения, собранные в табл. 5.3, с теоретическими результатами, приведенными в табл. 5.4. Заметим, что хотя в табл. 5.4 не упомянуты распады Λ_0 , Ξ_0^0 , на самом деле даже в случае, когда гамильтонианы H (8) и H (27) сравнимы по величине, амплитуды этих распадов удовлетворяют правилам сумм $\Lambda_- + \sqrt{2}\Lambda_0 = 0$, $\Xi_- + \sqrt{2}\Xi_0^0 = 0$ (5.5.14), аналогичным правилу $\Delta I = 1/2$. Напомним, что октетные правила, использованные при выводе результатов табл. 5.4, справедливы при условии H (8) \gg H (27); если это условие выполнено, т. е. если $\xi = 0$, то

$$S(\Sigma^+) = 0.$$

Оказывается, что всю совокупность данных табл. 5.3 можно воспроизвести, приняв

$$d/f \approx -0,39, \quad \xi \approx 0. \quad (5.5.28)$$

Таким образом, совместное применение гипотезы ЧСАТ и алгебры токов, основанной на соотношении (5.5.25) (которое, кстати, автоматически выполняется в модели кварков¹⁾), позволяет удовлетворительно объяснить экспериментальные данные по крайней мере для S -волновых распадов.

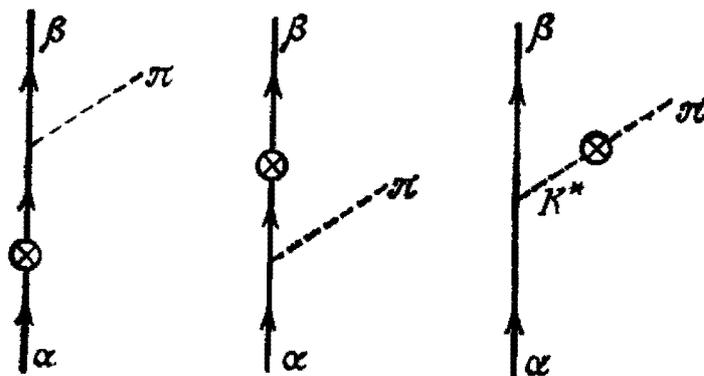
Для оценки P -волновых амплитуд распада в работе [30] попытались улучшить метод ЧСАТ, принимая во внимание то, что физические амплитуды определены не в пределе мягких пионов, а на массовой оболочке $k^2 = -m_\pi^2$, а также то, что в значения этих амплитуд вносят вклад ближайшие к ним по энергии и импульсу физические полюса, а именно полюса K^* -мезонов и барионов. Согласно работе [30], физическая амплитуда представляется суммой

$$A(k) = B(k) + K^*(k) + R(k) \quad (5.5.29)$$

¹⁾ Данный вывод справедлив только в том случае, когда гамильтониан взаимодействия выражается через произведение $V - A$ -токов вида $(V - A) \times (V - A)$. Если ввести $V + A$ -ток, добавив в гамильтониан члены вида $(V - A) \times (V + A)$, то как изложенное выше доказательство, так и соотношение (5.5.25) теряют силу.

барионного полюса $B(K)$, K^* -мезонного полюса $K^*(k)$ (рис. 5.8) и члена $R(k)$, учитывающего все остальное. В амплитуде, подсчитываемой методом ЧСАТ (см. (5.4.12)), теперь удерживаются

Рис. 5.8. Диаграммы распада с учетом барионного и K^* -мезонного полюсов. Символом \otimes отмечено место включения слабого взаимодействия.



также члены, не сводимые к матричному элементу одновременного коммутатора

$$\lim_{k \rightarrow 0} A(k) = if_{\pi}^{-1} \langle \beta | [A^{(Q)}, H_{\text{нл}}] | \alpha \rangle + \lim_{k \rightarrow 0} k_{\alpha} t_{\alpha}(k); \quad (5.5.30)$$

конкретное выражение для величины $t_{\alpha}(k)$ имеет вид

$$t_{\alpha}(k) = -if_{\pi}^{-1} \frac{k^2 + m_{\pi}^2}{m_{\pi}^2} \int d^4x e^{-ikx} \langle \beta | T(j_{\beta}^{(Q)}(x), H_{\text{нл}}(0)) | \alpha \rangle. \quad (5.5.31)$$

Если в формуле (5.5.29) перейти к пределу мягких пионов, то величина $K^*(k)$, пропорциональная $k_{\alpha} \varphi_{\alpha}^{(K^*)} \varphi_{\pi}$, обратится в нуль. Полагая приближенно $R(k=0) \approx R(k^2 = -m_{\pi}^2)$ и подставляя (5.5.29) в левую часть (5.5.30), получим

$$R(k^2 = -m_{\pi}^2) \approx R(k=0) = if_{\pi}^{-1} \langle \beta | [A^{(Q)}, H_{\text{нл}}] | \alpha \rangle + \lim_{k \rightarrow 0} \{k_{\alpha} t_{\alpha}(k) - B(k)\}. \quad (5.5.32)$$

Следовательно, амплитуда (5.5.29) при $k^2 = -m^2$, т. е. физическая амплитуда, выразится формулой

$$A(k^2 = -m_{\pi}^2) \approx K^*(k^2 = -m_{\pi}^2) + if_{\pi}^{-1} \langle \beta | [A^{(Q)}, H_{\text{нл}}] | \alpha \rangle + B(k^2 = -m_{\pi}^2) + \lim_{k \rightarrow 0} \{k_{\alpha} t_{\alpha}(k) - B(k)\}, \quad (5.5.33)$$

в которой S-волновая часть представлена K^* -мезонным полюсом и матричным элементом одновременного коммутатора, а P-волновая часть (с учетом соотношения (5.5.27)) — двумя последними слагаемыми. В приближении $\xi=0$ (когда справедливы октетные правила отбора) наилучшее согласование с экспериментальными данными для S- и P-волновых амплитуд распада достигается при следующем выборе параметров d , f (табл. 5.4) и констант связи d_P , f_P и d_V , f_V сильных взаимодействий типа

Юкавы $(\bar{V}V)M$ и $(\bar{V}V)V$ (см. гл. 3 и приложение А) [31]:

$$d/f \approx -0,85, \quad d_P/f_P \approx 1,8, \quad d_V/f_V \approx -0,5. \quad (5.5.34)$$

Отличие отношения d/f от его значения (5.5.8) объясняется вкладом K^* -мезонного полюса.

В рамках приближения, при котором S -волновая амплитуда определяется только членом, содержащим коммутатор в одинаковые моменты времени, удается очень ясно истолковать экспериментальные данные с помощью теоретических значений амплитуд, приведенных в табл. 5.4. Ясность понимания в значительной мере теряется, когда в расчет включаются полюсные члены, промежуточные состояния и внешние барионные массы. В частности, нет теоретического объяснения экспериментально установленного соотношения $P(\Sigma^-) \approx 0$, которое, таким образом, приходится понимать как результат чисто математической компенсации различных слагаемых P -волновой амплитуды, т. е. как случайное обстоятельство. Оценку эффективности рассматриваемого метода давать пока преждевременно, сначала надо определить круг явлений, которые могут быть теоретически объяснены при помощи набора параметров (5.5.34). В работе [32] высказано предположение, что результат (5.5.34) для d/f указывает на существование идеализированного условия

$$d/f = -1. \quad (5.5.35)$$

К обсуждению этого вопроса мы еще вернемся.

Здесь не затронуты другие успешные применения метода ЧСАТ, например к описанию распадов $K \rightarrow 2\pi$, 3π , распределений данных на диаграммах Далица и т. п.

5.5.5. Трансформационные свойства взаимодействия $j \times j'$

В данном разделе мы рассмотрим правила отбора, вытекающие из трансформационных свойств исходного взаимодействия (5.5.1). Если принять, что взаимодействие передается W -бозоном, то, отвлекаясь от матриц Дирака, его можно записать в следующей симметризованной форме:

$$H_{\text{нл}} \sim \{\bar{n}r, \bar{r}\lambda\} + \{\bar{r}n, \bar{\lambda}r\} - \{\bar{n}r', \bar{r}'\lambda\} - \{\bar{r}'n, \bar{\lambda}r'\}, \quad (5.5.36)$$

где $\{j, j'\} = jj' + j'j$. Очевидно, что два последних члена удовлетворяют правилам $\Delta I = 1/2$ и октетному, но этого нельзя сказать о первых двух слагаемых, которые вносят основной вклад в амплитуды, так как не содержат кварка r' . Поэтому сначала мы займемся изучением трансформационных свойств гамильтониана взаимодействия, рассматривая порознь разные группы симметрии.

Группа $SU(2)$. Классифицируя матричные элементы четырехфермионного взаимодействия для переходов между собственными состояниями изоспина, можно произвести разбиение

$$(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) = \frac{1}{3} [(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) + (\bar{n}n)(\bar{n}\lambda)] + \frac{1}{3} [2(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) - (\bar{n}n)(\bar{n}\lambda)], \quad (5.5.37)$$

в котором первое слагаемое соответствует $\Delta I=1/2$, а второе $\Delta I=3/2$. Таким образом, в исходном взаимодействии члены с $\Delta I=1/2, 3/2$ сравнимы по величине и для обоснования правила $\Delta I=1/2$ надо обеспечить, чтобы в каком-то смысле удовлетворялось неравенство $(\Delta I=1/2) \gg (\Delta I=3/2)$. Некоторые попытки в этом направлении мы обсудим ниже.

Группа $SU(3)$. Прежде чем переходить к группе $SU(3)$, рассмотрим трансформационные свойства токов и их произведений в общей $SU(N)$ -теории. Пусть имеются поля кварков q_a N типов (ароматов) ($a=1, \dots, N$). Если, не выписывая для простоты матрицы Дирака, записать ток в виде

$$A_c^a = (q_a^\dagger q_c), \quad (5.5.38)$$

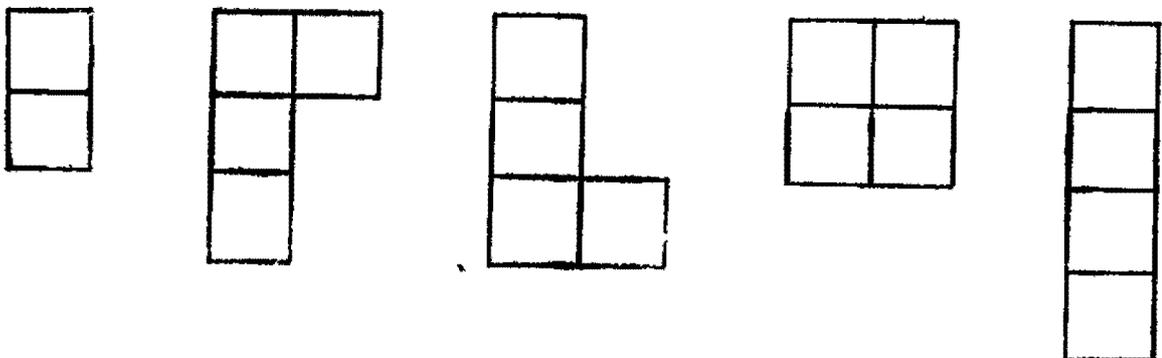
то саму величину $\{A\}$ можно следующим образом разложить по неприводимым представлениям группы $SU(N)$:

$$A_c^a = N^{-1} \delta_c^a \text{Tr}(A) + \{A_c^a - N^{-1} \delta_c^a \text{Tr}(A)\}; \quad (5.5.39)$$

здесь первый член — синглет, а второй — (N^2-1) -плет. Разложение по неприводимым представлениям произведения двух токов имеет вид

$$A_c^a B_d^b = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + T_5 + T_6, \quad (5.5.40)$$

где величины T_2, T_3, T_4, T_5, T_6 — тензорные представления, изображаемые соответственно схемам Юнга



Выпишем отдельные члены формулы (5.5.40) с указанием размер-

ностей представлений:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \varphi_{(1)} \delta_c^a \delta_d^b + \varphi_{(2)} \delta_d^a \delta_c^b & : 1 \\
 T_2 &= \delta_c^a \psi_{(1)d}^b + \delta_d^a \psi_{(2)c}^b + \delta_c^b \psi_{(3)d}^a + \delta_d^b \psi_{(4)c}^a & : N^2 - 1 \quad (N \geq 2) \\
 T_3 &= \varphi_{[c, d]}^{(a, b)}, \quad T_4 = \varphi_{(c, d)}^{[a, b]} & : (N^2 - 1) \left(\frac{1}{4} N^2 - 1 \right) \quad (N \geq 3) \\
 T_5 &= \varphi_{(c, d)}^{(a, b)} & : \frac{1}{4} N^2 (N + 1)^2 - N^2 \quad (N \geq 3) \\
 T_6 &= \varphi_{[c, d]}^{[a, b]} & : \frac{1}{4} N^2 (N - 1)^2 - N^2 \quad (N \geq 4)
 \end{aligned}
 \tag{5.5.41}$$

Конкретные выражения тензорных величин здесь не приведены; обозначения (a, b) , $[a, b]$ означают соответственно симметризацию и антисимметризацию по индексам. Неравенства в скобках указывают области значений N , в которых величины T являются неприводимыми представлениями. Гамильтониан слабого взаимодействия определяется симметризованным произведением двух $V-A$ -токов; в обозначениях (5.5.41) оно имеет вид

$$\begin{aligned}
 \{A_c^a, A_d^b\} = &= 2 (\varphi_1 \delta_c^a \delta_d^b + \varphi_2 \delta_d^a \delta_c^b) + \delta_d^a (\psi_{(1)} + \psi_{(4)})_c^b + \\
 &+ \delta_d^a (\psi_{(2)} + \psi_{(3)})_c^b + \delta_c^b (\psi_{(2)} + \psi_{(3)})_d^a + \delta_c^b (\psi_{(1)} + \psi_{(4)})_d^a + 2\varphi_{(c, d)}^{(a, b)} + \\
 &+ 2\varphi_{[c, d]}^{[a, b]}.
 \end{aligned}
 \tag{5.5.42}$$

Формула (5.5.42) содержит два независимых члена типа T_5 , а члены T_3 и T_4 из нее выпали.

В применении к группе $SU(3)$ с фундаментальным вектором $q_a (= p, n, \lambda)$ формула (5.5.39) принимает вид $3^* \otimes 3 = 1 \oplus 8$, а разложение (5.5.40) заменяется следующим:

$$\begin{aligned}
 (1 \oplus 8) \otimes (1 \oplus 8) = &= 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus (8 \otimes 8) = 2 \times 1 \oplus 4 \times 8 \oplus 10 \oplus \\
 &\oplus 10^* \oplus 27.
 \end{aligned}
 \tag{5.5.43}$$

Член T_6 в данном случае не является независимым. Воспользовавшись формулой (5.5.42), приходим окончательно к следующему разложению произведения $\{\bar{p}, \bar{p}\} = \{A_1^2, A_3^1\}$ по неприводимым представлениям группы $SU(3)$:

$$H_{\text{ил}}(SU(3)) \sim 1 \oplus 8 \oplus 27.
 \tag{5.5.44}$$

Итак, гамильтониан $H_{\text{ил}}$ содержит неприводимое представление 8, но для доказательства октетных правил надо отыскать причину, по которой выполняется неравенство $(8) \gg (27)$ (член 1 формулы (5.5.44) описывает переходы с $\Delta S = 0$).

Группа $SU(4)$. Рассмотрим теперь, как преобразуется под действием элементов группы $SU(4)$ полный гамильтониан взаимодействия, записанный с учетом кварка p' . Ток (5.4.30) вы-

ражается через базисный вектор $q_a (= p, n, \lambda, p')$ формулами

$$\begin{aligned} j &= q_a^\dagger O_a^b q_b = O_a^b A_b^a, \\ j^\dagger &= q_b^\dagger O_b^{\dagger a} q_a = O_b^{\dagger a} A_a^b, \end{aligned} \quad (5.5.45)$$

в которых матрица

$$O = \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta_c & \sin \theta_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_c & \cos \theta_c & 0 \end{pmatrix} \quad (5.5.46)$$

имеет следующие свойства:

$$\begin{aligned} \{O, O^\dagger\} &= OO^\dagger + O^\dagger O = 1, \\ \text{Tr } O &= \text{Tr } O^\dagger = 0, \quad \text{Tr } (OO^\dagger) = 2. \end{aligned} \quad (5.5.47)$$

Поскольку ток j не содержит синглетного представления, а размерность группы $SU(4)$ равна 15, формула (5.5.40) в рассматриваемом случае принимает вид

$$j \cdot j^\dagger \sim [15] \otimes [15] \sim [1] \oplus 2 \times [15] \oplus [45] \oplus [45^*] \oplus [20''] \oplus [84]. \quad (5.5.48)$$

Чтобы избежать путаницы с обозначениями представлений группы $SU(3)$, полужирные цифры, обозначающие размерности представлений группы $SU(4)$, взяты в квадратные скобки (символика цифровых обозначений размерностей представлений заимствована из работы [72]). Пользуясь формулами (5.5.42) и (5.5.45), запишем выражение для гамильтониана взаимодействия

$$\begin{aligned} H_{\text{нл}} &\sim \frac{1}{2} \{j, j^\dagger\} = \frac{1}{2} O_a^c O_b^{\dagger d} \{A_c^a, A_d^b\} = \text{Tr } O \cdot \text{Tr } O^\dagger \varphi_{(1)} + \text{Tr } (OO^\dagger) \varphi_1 + \\ &+ \frac{1}{2} \{(\text{Tr } O) O_b^{\dagger d} + (\text{Tr } O^\dagger) O_b^d\} (\psi_{(1)} + \psi_{(4)})_d^b + \\ &+ \frac{1}{2} \{O^\dagger, O\}_b^d (\psi_2 + \psi_3)_d^b + O_a^c O_b^{\dagger d} \{\varphi_{(c, d)}^{(a, b)} + \varphi_{[c, d]}^{[a, b]}\} = \\ &= 2\varphi_{(2)} + O_a^c O_b^{\dagger d} \{\varphi_{(c, d)}^{(a, b)} + \varphi_{[c, d]}^{[a, b]}\}, \end{aligned} \quad (5.5.49)$$

при выводе которого надо учесть соотношения (5.5.47) и условие $\text{Tr } (\psi_{(2)} + \psi_{(3)}) = 0$. В итоге оказывается, что

$$H_{\text{нл}}(SU(4)) \sim [1] \oplus [20''] \oplus [84]. \quad (5.5.50)$$

Заметим, что здесь не появляется регулярное представление группы $SU(4)$ [15] (соответствующее представлению 8, которое

является регулярным для группы $SU(3)$); вместо него входит представление $[20'']$. Разложение $[20'']$ и $[84]$ по неприводимым представлениям подгруппы $SU(3)$, вообще говоря, имеет вид

$$[20''] \supset \underset{(\Delta C=0)}{8} \oplus \underset{(\Delta C=\pm 1)}{(6 \oplus 6^*)}, \quad (5.5.51)$$

$$[84] \supset \underset{(\Delta C=0)}{(1 \oplus 8 \oplus 27)} \oplus \underset{(\Delta C=\pm 1)}{(3 \oplus 3^* \oplus 15 \oplus 15^*)} \oplus \underset{(\Delta C=\pm 2)}{(6 \oplus 6^*)}, \quad (5.5.52)$$

где ΔC — изменение нового квантового числа — очарования (C). В приведенных разложениях представления с $\Delta C = \pm 2$ на самом деле не появляются, а среди представлений с $\Delta C = \pm 1$ прямая сумма $3 \oplus 3^*$ может быть опущена (этого вопроса мы коснемся ниже). Если симметрия физических систем действительно описывается группой $SU(4)$, то октетное правило можно было бы обосновать при помощи неравенства $[20''] \gg [84]$, так как представление $[20'']$ содержит представление 8 и не содержит представления 27 [33].

5.5.6. Проблемы усиления и подавления

В предыдущем разделе дано формально-математическое описание симметрий взаимодействий, но вопрос о том, почему действует то или иное правило отбора, является не математической, а физической задачей. Пока еще она не получила удовлетворительного решения. Мы обсудим здесь некоторые подходы к решению и поставим ряд вопросов.

1. **Вопрос о действенности запретов, основанных на соображениях симметрии.** При рассмотрении более высоких, чем $SU(3)$, симметрий, налагающих особенно жесткие ограничения, обычно бывает важно понять, какие процессы имеют решающее значение с точки зрения нарушения симметрии. Поэтому мы приведем здесь списки процессов, для которых равны нулю (при условии наличия соответствующей симметрии) матричные элементы гамильтониана взаимодействия, определяемого как произведение V — A -токов (5.4.29), (5.4.30) (доказательство равенства нулю матричных элементов предоставляется читателю).

Переходы, запрещенные в рамках $SU(3)$ -симметрии:

$$\begin{aligned} K &\rightarrow 2\pi && \text{(все типы распадов),} \\ \Sigma^+ &\rightarrow P\gamma && \text{(распады, не сохраняющие четность),} \\ D^0 (\bar{D}^0) &\rightarrow 2\gamma, \quad \bar{u}u, \quad \bar{K}^0 K^0, && (5.5.53) \\ D^0 &\leftrightarrow \bar{D}^0 && \text{(смеси частиц).} \end{aligned}$$

Переходы, запрещенные в рамках $SU(4)$ -симметрии (см., например, [34]):

$$\begin{aligned} K^0 (\bar{K}_0) &\rightarrow 2\gamma, \bar{1}1, \\ K^0 &\leftrightarrow \bar{K}^0 \quad (\text{смеси частиц}), \\ \Xi^- &\rightarrow \Sigma^-\gamma, \quad \Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma, \end{aligned} \quad (5.5.54)$$

$D(F) \rightarrow P_{15}P_{15}$ (распады на два псевдоскалярных мезона P_{15} , принадлежащие [15]-плету),

$B_3^+ (p'pn) \rightarrow P\gamma, \quad B_3^+ (p'p\lambda) \rightarrow \Sigma^+\gamma$ (распады, не сохраняющие четность).

Встречающиеся в формулах (5.5.53), (5.5.54) символы D, F, B_3 обозначают очарованные частицы (см. гл. 6). Среди указанных процессов есть такие, для которых пока не выполнены измерения. Надо сказать, что в настоящее время не ясна степень приближения, с которой запрещены эти процессы. В частности и применительно к распадам $K \rightarrow 2\pi, \Sigma^+ \rightarrow P\gamma$, которые мы обсуждали в разд. 5.5.4, задача по существу сводится к определению механизма нарушения симметрии; удовлетворительного ее решения пока нет.

2. Механизмы подавления переходов с $\Delta I=3/2$ и ослабления взаимодействия через 27-плет. Несмотря на попытки объяснения эффективности правила $\Delta I=1/2$ и октетных правил отбора, вопрос этот еще не вполне ясен. Попытки ответа на него можно разделить на две группы. В работах первой группы правило $\Delta I=1/2$ выводят, исходя из свойств кварков и адронов или как динамический эффект сильных взаимодействий. В работах второй группы принимают, что исходное взаимодействие (5.5.1) не вносит основного вклада в амплитуду перехода с $\Delta I=1/2$ (см. (5.5.8)), и вводят на уровне кварков новое взаимодействие, обеспечивающее выполнение условия $\Delta I=1/2$. Здесь мы бегло ознакомимся с некоторыми из предложенных механизмов.

Антисимметричное взаимодействие. В результате разбиения

$$\begin{aligned} (\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) &= \frac{1}{2} [(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) - (\bar{n}\lambda)(\bar{p}p)] + \frac{1}{2} [(\bar{n}p)(\bar{p}\lambda) + (\bar{n}\lambda)(\bar{p}p)] = \\ &= H_{[1,3]}^{[2,1]} + H_{(1,3)}^{(2,1)} \end{aligned} \quad (5.5.55)$$

гамильтониан взаимодействия представляется суммой двух слагаемых, первое из которых, являясь $SU(3)$ -октетом, описывает переходы с $\Delta I=1/2$, а второе — переходы с $\Delta I=1/2, 3/2$. Если пренебречь цветовыми степенями свободы и принять, что кварки следуют статистике Ферми, то, согласно тождеству Фирца, первое слагаемое обратится в нуль. И наоборот, первое слагаемое остается, а второе исчезает, если допустить, что кварки явля-

ются c -числами или подчиняются статистике Бозе. $SU(3)$ -октетная природа члена $H_{[1, 3]}^{[2, 1]}$ следует из того факта, что представление T_6 , не будучи неприводимым, антисимметризовано по индексам кварков:

$$H_{[1, 3]}^{[2, 1]} = \sum_{a=1}^3 H_{[a, 3]}^{[2, a]} = (8) \quad (SU(3)\text{-симметрия}). \quad (5.5.56)$$

Изложенные соображения впервые высказаны Ито и Фудзии в 1961 г. [35] (они пользовались моделью Сакаты и считали поля c -числами), а в настоящее время положены в основу модели бозе-кварков. При учете цветовых степеней свободы кварков преобразование Фирца не обращает в нуль первое слагаемое (5.5.55); в случае $SU(4)$ -симметрии это слагаемое выражается через одно независимое неприводимое представление $[20']$ (см. формулы (5.5.49) и (5.5.50)), а во второе слагаемое (5.5.55) входят два неприводимых представления $[20']$ и $[84]$. Сделанные замечания подытожены в табл. 5.5. Таким образом, антисимметричный гамильтониан $H_{[cd]}^{[ab]}$ — очень интересный вид взаимодействия, непосредственно связанный как с природой статистики кварков, так и с наличием у них цветовых степеней свободы.

Таблица 5.5

Зависимость типа симметрии гамильтониана $H_{нл}$
от природы кварков

Природа кварков	$H_{нл}$
Бесцветные, статистика Ферми	— $H_{(c, d)}^{(a, b)}$
Бесцветные, статистика Бозе	$H_{[c, d]}^{[a, b]}$ —
Цветные, статистики Ферми, Бозе	$H_{[c, d]}^{[a, b]} + H_{(c, d)}^{(a, b)}$

Применение нерелятивистской $SU(6)$ -модели барионов. Можно показать, что в нерелятивистской модели кварков, которую мы рассматривали в гл. 3, барионная амплитуда перехода с изменением четности не содержит $SU(3)$ -27-плетной части [36] (об $SU(3)$ -октетной части амплитуды см. статью [36']). Если принять, что барион составлен из нерелятивистских кварков, а пион аппроксимируется локальным полем, то S -волновая амплитуда однокваркового перехода $q_b \rightarrow q_a + \pi$ (рис. 5.9, а) запишется в виде $(q_a^\dagger q_b)\pi = A_b^a M_c^d$. При комбинированной инверсии CP она меняет знак: $A_b^a M_c^d \rightarrow -A_a^b M_c^d$. CP -инвариантная

амплитуда, получаемая из 27-плетного слагаемого гамильтониана

$$H(27) \sim \frac{4}{5} A_{(1)M_3^1}^{(2)M_3^1} - \frac{1}{5} [A_{(2)M_3^2}^{(2)M_3^2} + A_{(3)M_3^3}^{(2)M_3^3}] - \frac{4}{5} A_{(2)M_1^3}^{(1)M_1^3} + \\ + \frac{1}{5} [A_{(2)M_2^3}^{(2)M_2^3} + A_{(3)M_3^3}^{(3)M_3^3}], \quad (5.5.57)$$

антисимметрична относительно подстановки $2 \leftrightarrow 3$. Но мы вывели ее из CP -инвариантного гамильтониана, симметричного относительно подстановки $2 \leftrightarrow 3$. Следовательно, в приближении

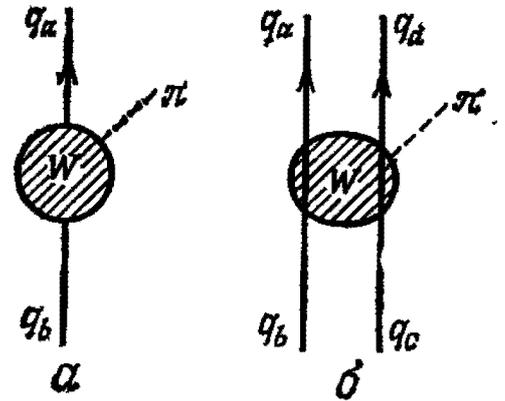


Рис. 5.9. Диаграммы однокваркового (а) и двухкваркового (б) переходов.

$SU(3)$ -симметрии 27-плетная амплитуда равна нулю. Кроме того, при одночастичном переходе $S(\Sigma_+^+) = 0$, так как сохраняется электрический заряд. Октетная амплитуда, выводимая из октетной части гамильтониана $H(8)$,

$$H(8) \sim A_m^2 M_3^m - A_3^m M_m^2 + \text{эрм. сопр.} = -p^\dagger \lambda \pi^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} n^\dagger \lambda \pi^0 + \\ + \text{эрм.сопр.}, \quad (5.5.58)$$

симметрична относительно подстановки $2 \leftrightarrow 3$. При помощи 56-плетной волновой функции $SU(6)$ -теории кроме равенства $S(\Sigma_+^+) = 0$ для одночастичных переходов можно вывести также соотношение

$$S(\Lambda_-) : S(\Sigma_0^+) : S(\Xi_-) = 1 : -\frac{1}{\sqrt{3}} : -1, \quad (5.5.59)$$

которое на опыте оправдывается с точностью около 40% (по данным табл. 5.3 в правой части (5.5.59) должно быть $1 : -1,0 : -1,3$). Матричный элемент двухкварковых переходов (рис. 5.9, б), определяемый формулой

$$H(q_b q_c \rightarrow q_a q_d \pi) \sim \{ \alpha (q_a^\dagger q_b) (q_d^\dagger q_c) + \beta (q_a^\dagger \sigma q_b) (q_d^\dagger \sigma q_c) \} \pi, \quad (5.5.60)$$

CP -инвариантен и симметричен относительно подстановки $2 \leftrightarrow 3$. Для обращения в нуль вклада 27-плета надо потребовать, чтобы

$$\alpha = -\beta,$$

т. е. чтобы оператор в кварковой части матричного элемента был равен

$$1 \cdot 1 - \sigma \cdot \sigma. \quad (5.5.61)$$

Полученные здесь S-волновые амплитуды удовлетворяют тем же правилам сумм, что и выводимые методом ЧСАТ матричные элементы одновременных коммутаторов (табл. 5.4) [36], а формула

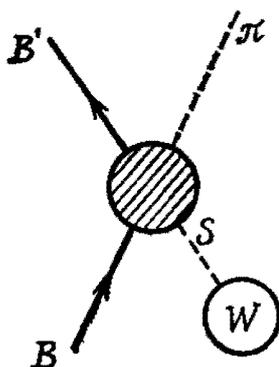


Рис. 5.10. Диаграмма распада с участием шпуриона.

(5.5.61) напоминает выражение, в которое переходит гамильтониан $V-A$ -взаимодействия в нерелятивистском пределе (к этому вопросу мы еще вернемся ниже). В применении к P-волновой амплитуде рассмотренный метод не приводит к интересным следствиям.

Шпурион. Согласно одной из самых ранних интерпретаций правила $\Delta I = 1/2$, при распаде испускается виртуальная частица с $I = 1/2$ и равными нулю энергией и импульсом (шпурион). Конечно, представление о шпурионе — не более чем истолкование другими словами наблюдательных данных, но формально, вводя матричный элемент оператора $H_{нл}$ между вакуумным и одношпурионным состояниями, можно рассмотреть процесс распада $B \rightarrow B' + \pi$ как процесс рассеяния двух сильновзаимодействующих частиц — частицы B и шпуриона S (рис. 5.10):

$$A(B \rightarrow B' + \pi) \sim \sum_S \langle B', \pi | T | B, S \rangle \Delta_{\bar{F}}^{-1}(0) \langle S | H_{нл} | 0 \rangle. \quad (5.5.62)$$

В случае S-волнового распада шпурион удобно представлять себе как мезон, характеризуемый значениями $J^P = 0^-, p_\mu = 0$. При таком подходе особенности слабого взаимодействия связывают со свойствами шпуриона, а амплитуда распада определяется сильными взаимодействиями. В работе [37] показано, что правило $\Delta I = 1/2$ (октетные правила) для S-волновых амплитуд можно вывести из требования дуальности амплитуды (5.5.62) (о понятии дуальности см. гл. 4). При доказательстве [37] приходится допустить, что в промежуточном «рассеянии» участвуют экзотические частицы. Получается также, что P-волновая амплитуда содержит член 27.

Перейдем к обсуждению работ второй группы. Хотя при введении новых взаимодействий иногда и рассматривают механизмы

устранения составляющей с $\Delta I=3/2$, общей для всех этих работ является мысль, что гамильтониан (5.5.1) правильно объясняет экспериментально наблюдаемую амплитуду перехода с $\Delta I=3/2$ (проблему подавления (5.5.8) обычно не затрагивают), но недостаточен для объяснения амплитуды перехода с $\Delta I=1/2$. Таким образом, указанные работы содержат один из возможных подходов к объяснению малости составляющей с $\Delta I=3/2$.

Введение эффективного двухчастичного взаимодействия. Для объяснения правила $\Delta I=1/2$ уже давно было предложено ввести двухчастичное взаимодействие

$$H' = g (\bar{n} \{a + b\gamma_5\} \lambda) + \text{эрм.сопр.}, \quad (5.5.63)$$

очевидно, удовлетворяющее правилу $\Delta I=1/2$ (октетным правилам) и являющееся простейшим среди взаимодействий с такими свойствами. Хотя поворотом в трехмерном унитарном пространстве (с преобразованием матрицы γ_5) взаимодействие (5.5.63) может быть включено в эффект перенормировки масс кварков, при учете нарушения $SU(3)$ -симметрии из него можно вывести некоторые физические следствия. В последнее время предпринята попытка доказать, что из первоначального гамильтониана (5.5.1) в качестве динамического эффекта следует, что в присутствии глюонного поля $F_{\mu\nu}$ существует эффективное взаимодействие [38]

$$H' = g (\bar{n} \sigma_{\mu\nu} \{a + b\gamma_5\} \lambda) F_{\mu\nu} + \text{эрм.сопр.} \quad (5.5.64)$$

(ниже мы затронем этот вопрос).

Взаимодействие с $V+A$ -током. В разд. 5.5.3, говоря о том, что при взаимодействии $V-A$ -токов в приближении $SU(3)$ -симметрии запрещен распад $K \rightarrow 2\pi$, мы с самого начала указывали на возможность снять этот запрет путем добавления во взаимодействие $V+A$ -тока. В работе [39], появившейся после открытия очарованных частиц, предложено ввести $V+A$ -ток в гамильтониан взаимодействия с очарованным кварком p'

$$H'_{\text{н.л}} = G' (\bar{n} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p') (\bar{p}' \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \lambda) + \text{эрм.сопр.} \quad (5.5.65)$$

Очевидно, что взаимодействие (5.5.65) совместимо с правилом $\Delta I=1/2$ (октетными правилами), а его часть, нарушающая сохранение четности, антисимметрична относительно замены $n \leftrightarrow \lambda$, чем и снимается запрет с распада $K \rightarrow 2\pi$. Еще одна привлекательная особенность взаимодействия (5.5.65) состоит в том, что в него входит только проекция $(1 + \gamma_5)$ поля n , благодаря чему сохраняются неизменными результаты, получаемые методом ЧСАТ. Но с учетом лептонных компонент тока взаимодействие (5.5.65) противоречит универсальности слабых взаимодействий.

Сумма бесцветного и цветового токов. В работах [40] указано, что можно построить взаимодействие, являющееся произведе-

нием заряженных токов и совместное с октетными правилами ($\Delta I=1/2$) для переходов между обычными (бесцветными) частицами, если к обычному синглетному току добавить ток цветового октета.

Существуют и другие подходы к проблеме обоснования правил отбора, но мы на них не останавливаемся из-за отсутствия места.

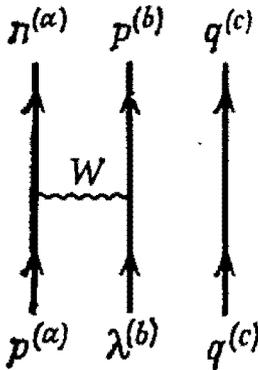


Рис. 5.11. Барионные одночастичные матричные элементы.

Подытоживая, можно сказать, что в цитированных выше работах механизм реализации правила $\Delta I=1/2$ рассмотрен с самых разных точек зрения. Ниже мы остановимся на некоторых специальных вопросах, возникающих в связи с обсуждавшимися работами.

3. О структуре барионного одночастичного матричного элемента $\langle \beta | H_{\text{нл}}^{(+)} | \alpha \rangle$. В разд. 5.5.4 указано (см. табл. 5.4), что в методе ЧСАТ S-волновой распад барионов описывается одночастичными барионными матричными элементами. Их вычисление проводится очень просто. Если принять, что между полями кварков, входящих в гамильтониан четырехфермионного взаимодействия, и трех кварков, образующих барион, имеет место прямое взаимодействие, то в указанный матричный элемент будет давать вклад только следующая часть гамильтониана (рис. 5.11):

$$H_{\text{нл}} \sim (\bar{n}^{(a)} O p^{(a)}) (\bar{p}^{(b)} O \lambda^{(b)}) + \text{эрм.сопр.} \quad (5.5.66)$$

Здесь (a) , (b) — индексы цветовых степеней свободы. Поскольку барионное состояние $q_1^{(a)} q_2^{(b)} q_3^{(c)}$ в $SU(6)$ -теории антисимметрично по цветовым индексам (a) , (b) , (c) , слагаемое $H_{(1,3)}^{(2,1)}$ разбейния (5.5.55) гамильтониана $H_{\text{нл}}$ обращается в нуль и в указанном разбейнии) остается только слагаемое $H_{[1,3]}^{[2,1]}$ [41, 42]. Следовательно, хотя в $H_{\text{нл}}$ присутствуют слагаемые обоих видов, матричный элемент в данном случае автоматически удовлетворяет октетным правилам. Рассчитаем этот матричный элемент в рамках интуитивной нерелятивистской $SU(6)$ -модели [42]. В нерелятивистском случае часть гамильтониана, сохраняющая четность, записывается в виде

$$H^{(+)} = \kappa \{ (n^\dagger 1 p) (p^\dagger 1 \lambda) - (n^\dagger \sigma p) (p^\dagger \sigma \lambda) \} + \text{эрм.сопр.}, \quad (5.5.67)$$

$$\kappa = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_c \cos \theta_c \langle q_1 | V(r_1 - r_2) | q_2 \rangle. \quad (5.5.68)$$

При локальном взаимодействии

$$\langle q_1 | V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) | q_2 \rangle \approx \langle q_1 | \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) | q_2 \rangle = |\psi_q(0)|^2, \quad (5.5.69)$$

где $\psi_q(0)$ — значение волновой функции кварка в начале координат. С использованием барионных $SU(6)$ -волновых функций одночастичные матричные элементы определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{f}_{N\Lambda} &= \langle N | H^{(+)} | \Lambda \rangle = \sqrt{6} \kappa, \\ \bar{f}_{P\Sigma^+} &= \langle P | H^{(+)} | \Sigma^+ \rangle = 6\kappa, \\ \bar{f}_{N\Sigma^0} &= \langle N | H^{(+)} | \Sigma^0 \rangle = -3\sqrt{2} \kappa. \end{aligned}$$

Они связаны соотношением $\bar{f}_{\beta\alpha} \equiv f_{\beta\alpha} \bar{u}_\beta u_\alpha$ с матричными элементами $f_{\beta\alpha}$, определенными в табл. 5.4 (волновые функции нормированы условием $\bar{u}_\beta u_\alpha \equiv \delta_{\beta\alpha}^{\beta\alpha}$). Сравнивая с табл. 5.4, находим

$$\begin{aligned} f = -d &= \frac{3}{\sqrt{2}} \kappa \quad (\text{октет}), \\ \xi &= 0 \quad (27\text{-плет}) \end{aligned} \quad (5.5.70)$$

(общие множители $f_{\beta\alpha} \bar{u}_\beta u_\alpha$ опущены). Исчезновение 27-плета объясняется указанной выше причиной; этот результат аналогичен результату, получаемому нерелятивистским методом ЧСАТ (см. формулу (5.5.61)). Обратим внимание, что для отношения d к f получено значение

$$d/f = -1, \quad (5.5.71)$$

согласующееся с результатом (5.5.34). Остановимся на оценке входящей в формулу (5.5.70) величины κ [43]. По аналогии со случаями кулоновского потенциала и потенциала гармонического осциллятора следует ожидать, что входящая в κ величина $|\psi_q(0)|^2$ имеет порядок $|\psi_q(0)|^2 \sim [\pi \langle r \rangle^3]^{-1}$, где размер кварка $\langle r \rangle$ оценивается по форм-фактору нуклона: $\langle r \rangle \sim [V_{3,0} m_\pi]^{-1}$. Окончательно

$$\bar{f}_{N\Lambda} \approx \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_C \cos \theta_C \cdot (0,24 M_p)^3, \quad (5.5.72)$$

где M_p — масса протона. Согласно экспериментальным данным, в скобках должно было бы стоять $0,31 M_p$, что следует признать хорошим согласием. Таким образом, при расчете одночастичных матричных элементов произошло усиление. Причина усиления — множитель $4(\sqrt{3}/2)^2 = 3$, появление которого объясняется следующим образом: сомножитель 4 дает среднее значение спинового оператора $(1 \cdot 1 - \sigma \cdot \sigma)$ в состоянии системы $q_1 q_2$ с $S=0$ (при $S=1$ это среднее равно нулю), а $\sqrt{3}/2$ является весовым мно-

жителем состояния с $S=0$ в полной волновой функции системы (заметим, что $\sin \theta_c \cdot \cos \theta_c \approx 1/4!$). Обобщение метода расчета на релятивистский случай приводит к аналогичным результатам [44].

4. Усиление и подавление в КХД. В работах [45] методами КХД выполнен расчет глюонных эффектов при нелептонном взаимодействии кварков. Здесь мы, не вдаваясь в детали вычислений, кратко изложим результаты этих расчетов. Гамильтониан взаимодействия, передаваемого W -бозоном, записывается в виде

$$H_{\text{нл}} = g_W^2 \int d^4 x D_{F, \alpha\beta}(x : M_W^2) T [j_\alpha(x), j_\beta^\dagger(0)], \quad (5.5.73)$$

где $D_{F, \alpha\beta}(x : M_W^2)$ — пропагатор W -бозона. Эффективный гамильтониан четырехфермионного взаимодействия записывается в виде, аналогичном (5.5.55):

$$H_{\text{нл}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{l} \text{множитель,} \\ \text{зависящий} \\ \text{от углов} \end{array} \right) \{c_- \varphi_{[c, d]}^{[a, b]} + c_+ \varphi_{(c, d)}^{(a, b)}\}, \quad (5.5.74)$$

где

$$c_m = \left[1 - \frac{b}{8\pi^2} g_c^2 \ln(\mu \sqrt{-x^2}) \right]^{d_m}, \quad (|\mu^2 x^2| \ll 1), \quad (5.5.75)$$

g_c — константа связи глюонов, μ — точка вычитания,

$$b = (11N_c - 2N_F)/3,$$

$$d_- = 12/(11N_c - 2N_F), \quad d_+ = -6/(11N_c - 2N_F), \quad (5.5.76)$$

N_F — число степеней свободы аромата, а N_c — число цветовых степеней свободы. В $SU(3)_c$ -КХД ($N_c=3$) с четырьмя ароматами ($N_F=4$) $b=25/3$, $d_-=0,48$, $d_+=-0,24$. Полагая $g_c^2/4\pi \approx 1$, $\mu \approx 1$ ГэВ, $\sqrt{-x^2} \approx M_W^{-1} \approx (60 \text{ ГэВ})^{-1}$ (мы не останавливаемся на обосновании выбора этих значений), находим

$$c_- \approx 2,4, \quad c_+ \approx 0,64. \quad (5.5.77)$$

Член с c_- соответствует представлению [20"], а член с c_+ — представлению [84] группы $SU(4)$; численные значения (5.5.77) интересны тем, что выражают усиление первого и подавление второго члена. При сравнении с формулами (5.5.8) результат (5.5.77) в количественном отношении оказывается недостаточным, но поскольку он получен для эффективного взаимодействия кварков, с точки зрения КХД задача теперь сводится к тому, как он изменится при вычислении адронных матричных элементов. В последующих работах методы расчета c_\pm были усовершенствованы. Оказалось, что значения (5.5.77) относятся к распадам странных частиц, а для распадов очарованных частиц $c_- \approx 1,9$, $c_+ \approx 0,7$ (разность амплитуд [20"] и [84] уменьшена).

5. Проблема эффективности постулата об $SU(4)$ -симметрии. Итак, из постулата об $SU(4)$ -симметрии взаимодействия, включающего очарованный кварк p' , следует, что нелептонный гамильтониан содержит представления $[20'']$ и $[84]$, причем, согласно КХД, член $[20'']$ усилен, а член $[84]$ подавлен. Возникает вопрос: можно ли применить постулат об $SU(4)$ -симметрии непосредственно к адронным матричным элементам? При $SU(4)$ -симметрии барионы с $J^P=1/2^+$ принадлежат $[20'']$ -плету и описываются тензорным представлением $B_c^{[a, b]}$ (см. приложение В). Если при вычислении одночастичных матричных элементов (см.

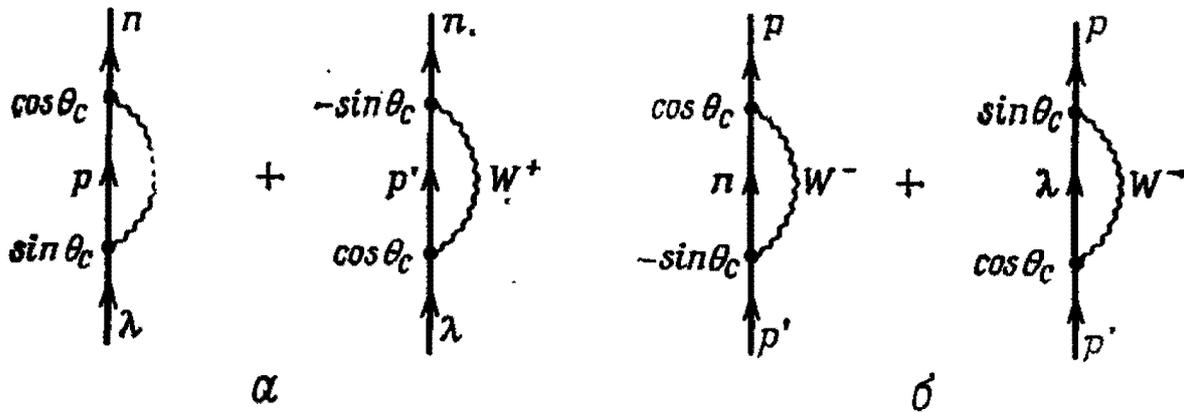


Рис. 5.12. Эффективное двухчастичное ферми-взаимодействие, обусловленное W^\pm -бозоном.

выше п. 3) постулировать $SU(4)$ -симметрию, то эффективное взаимодействие, соответствующее члену $[20'']$ нелептонного гамильтониана, запишется в виде

$$a \bar{B}_{[c, d]}^m B_m^{[a, b]} \quad (\text{суммирование по } m = 1, \dots, 4), \quad (5.5.78)$$

а для содержащихся в табл. 5.4 величин d, f надо принять просто

$$d/f = -1.$$

Это соотношение справедливо по существу по той же причине, что и соотношение (5.5.71), полученное нами в нерелятивистском случае; разница между ними состоит в том, что соотношение (5.5.71) мы вывели из предположения о связи между кварками, образующими барионы, и кварками, входящими в гамильтониан четырехфермионного взаимодействия (рис. 5.11), из которого, в частности, следует отсутствие в нелептонном гамильтониане члена 27, а соотношение $d/f = -1$ в данном случае мы просто постулировали исходя из соображений симметрии (из этих же соображений мы без каких-либо предположений о свойствах взаимодействий в нерелятивистском приближении сейчас просто отбросили член 27). Вычисляя при помощи выражения, аналогичного (5.5.18), амплитуды распадов $B \rightarrow B + \pi$, получаем, что

$S(\Sigma_+^+) = 0$ и [46] ¹⁾

$$S(\Lambda_-):S(\Sigma_0^+):S(\Xi_-) = 1:-\sqrt{3}: -2 \quad (SU(4), [20'']). \quad (5.5.79)$$

Согласно экспериментальным данным (табл. 5.3), эти отношения равны $1:-1,0:-1,3$; следовательно, результат (5.5.79) справедлив с точностью около 40%.

В приближении $SU(4)$ -симметрии приведенные выше результаты получаются из члена [20''] нелептонного гамильтониана. Интересно посмотреть, как в этом приближении объясняется отсутствие прямой суммы $3 \oplus 3^*$ в регулярном представлении [15] и представлении [84] (разд. 5.5.5). Если взаимодействие передается W -бозоном, то вопрос об указанной прямой сумме равносильно вопросу о том, равна ли нулю сумма диаграмм, показанных на рис. 5.12. На них изображены только линии кварков и частицы W , но если (в соответствии с нижеследующим обсуждением) учесть рождение и поглощение глюонов, то эти диаграммы приведут к эффективному взаимодействию (5.5.63) или (5.5.64). Если в приближении $SU(4)$ -симметрии диаграммы рис. 5.12 не расходятся, то они принадлежат $SU(4)$ -[15]-плету, причем две последние из них (диаграммы рис. 5.12, б) относятся к $SU(3)$ -триплету. Из рисунка видно, что диаграммы рис. 5.12, а содержат с разными знаками вклады p и p' , а диаграммы рис. 5.12, б включают противоположные по знаку вклады n и λ . Следовательно, при $m_p = m_{p'}$ ($SU(4)$ -симметрия) амплитуда, определяемая суммой диаграммы рис. 5.12, а, равна 0,

$$(5.5.80)$$

при $m_\lambda = m_n$ ($SU(3)$ -симметрия) амплитуда, определяемая суммой диаграммы рис. 5.12, б, равна 0.

Иными словами, при наличии соответствующих симметрий рассматриваемые диаграммы не дают вклада в матричный элемент. И наоборот, за счет нарушения симметрии возникает эффективное двухчастичное взаимодействие Ферми. В частности, поскольку нарушение $SU(4)$ -симметрии (разность масс m_p и $m_{p'}$) велико, пренебрегать переходами $n \leftrightarrow \lambda$ (рис. 5.12, а) нельзя.

Таким образом, при помощи $SU(4)$ -симметричной модели с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование)

¹⁾ Отношение амплитуд (5.5.79) — один из результатов, получаемых в модели бозе-кварков Исида и др. [47]. Такое же отношение амплитуд возникает, если в одночастичных матричных элементах, построенных применением метода ЧСАТ к S -волне (табл. 5.4), принять $d/f = -1$. Наконец, если в рассмотренном выше нерелятивистском методе подчинить двухчастичные переходы (рис. 5.9, б) условию (5.5.61), то вклад 27-плета в матричный элемент обращается в нуль, а амплитуды, выводимые из октета, будут удовлетворять соотношению, аналогичному (5.5.79).

удается выяснить, в чем состоит затруднение при попытке обоснования правила $\Delta I = 1/2$ и октетных правил. Подытоживая, можно, ограничиваясь для определенности фермиевскими полями кварков (q -числами), сказать следующее. Если пренебречь цветовыми степенями свободы, то в гамильтониане взаимодействия остается только слагаемое [84] (см. табл. 5.5) и для обоснования октетных правил необходимо привлекать нарушение $SU(4)$ -симметрии. При учете цветовых степеней свободы нарушения $SU(4)$ -симметрии не требуется, октетные правила можно обосновать естественным предположением об усилении $[20'']$ -плета ($[20''] \gg [84]$), но, поскольку реальное нарушение $SU(4)$ -симметрии велико, кроме $[20'']$ -плета надо принимать во внимание эффекты, вызываемые гамильтонианом $H_{(c, d)}^{(a, b)}$ и эффективным двухчастичным взаимодействием (рис. 5.12, а). Проблема обоснования рассматриваемых правил отбора относится к числу нерешенных; можно предположить, что для ее решения окажется полезным изучение других нелептонных процессов, например процессов, нарушающих сохранение четности при сильных взаимодействиях адронов, или распадов очарованных частиц (гл. 6).

6. Эмпирическая универсальность амплитуд слабых взаимодействий. Отклоняясь немного в сторону от темы обсуждения, остановимся все же в заключение данного параграфа на установленном эмпирически замечательном согласовании величин амплитуд нелептонных слабых процессов. В качестве примера возьмем типичный слабый распад $\Lambda \rightarrow P\pi^-$, удовлетворяющий правилу $\Delta I = 1/2$. Его амплитуду можно записать в двух эквивалентных формах

$$\begin{aligned} A(\Lambda \rightarrow P\pi^-) &= \bar{u}_P (A_S + A_P \gamma_5) u_\Lambda \varphi_\pi = \\ &= \bar{u}_P \gamma_\alpha (B_V + B_A \gamma_5) u_\Lambda k_\alpha \varphi_\pi. \end{aligned} \quad (5.5.81)$$

В табл. 5.3 приведены относительные значения коэффициентов A_S, A_P ; их действительные значения таковы:

$$A_S \approx 0,331 \cdot 10^{-6}, \quad A_P \approx 2,27 \cdot 10^{-6}. \quad (5.5.82)$$

Коэффициенты B_V, B_A принимают значения

$$B_V \approx 1,86 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}, \quad B_A \approx 1,11 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}. \quad (5.5.83)$$

Таким образом, коэффициенты A_S, A_P разложения матричного элемента по парциальным волнам S, P различаются почти на порядок, в то время как коэффициенты B_V, B_A разложения того же матричного элемента на векторную V и аксиально-векторную A части почти совпадают. Более того, оказывается, что почти совпадают друг с другом коэффициент B_V и константа связи распада мюона G_μ (5.2.4), выраженные в единицах m_π (масса π^+ -

мезона):

$$B_V \approx 2,6 \cdot 10^{-7} m_\pi^{-1}, \quad G_\mu \approx 2 \cdot 27 \cdot 10^{-7} m_\pi^{-2} \quad (5.5.84)$$

(ср. гл. 2, формула (2.2.3)). Этот факт указывает на универсальность выраженных в единицах $c = m_\pi = 1$ векторных частей эффективных матричных элементов распада Λ -частицы и мюона [48]. Результат (5.5.84) можно понимать как другую формулировку затронутой выше проблемы угловых множителей (усиление порядка $(\sin \theta_c \cos \theta_c)^{-1}$). Необходимость выбора в качестве единицы массы пиона ($m_\pi = 1$), возможно, объясняется тем, что при выражении пионного поля в методе ЧСАТ матричные элементы умножаются на $f_\pi^{-1} \approx m_\pi^{-1}$. Надо думать, что отмеченная универсальность нелептонных амплитуд обеспечивается каким-то пока не известным динамическим механизмом.

§ 5.6. Нарушение CP -инвариантности

Выше уже отмечалось (см. формулы (5.1.20), (5.1.22)), что, согласно экспериментальным данным, с точностью до 1% гамильтониан бета-распада как T -, так и CP -инвариантен (T — операция обращения времени, CP — произведение операции замены частицы на античастицу (C) на операцию пространственной инверсии (P)). Но в 1964 г. на примере распада долгоживущего нейтрального каона K_L^0 (см. формулу (5.5.2) и следующий за ней текст) было обнаружено нарушение CP -инвариантности. Согласно современным данным,

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | T | K_S^0 \rangle} = (2,272 \pm 0,023) \cdot 10^{-3} \exp i [45,0 \pm 1,2]^\circ, \quad (5.6.1)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | T | K_S^0 \rangle} = (2,32 \pm 0,09) \cdot 10^{-3} \exp i [48 \pm 13]^\circ. \quad (5.6.2)$$

Обсудим смысл этих соотношений.

При нарушении CP -инвариантности состояния с определенной CP -четностью K_1^0 , K_2^0 (5.5.2) не являются больше собственными состояниями массового оператора, и нужно определить новые состояния с новыми собственными значениями масс и времен жизни. Обозначим K^0 и \bar{K}^0 символами K_a и K_b . Поскольку за счет слабого взаимодействия (с учетом членов высшего порядка) возможны переходы $K_a \leftrightarrow K_b$, уравнение Шредингера в системе покоя запишется в виде следующей системы уравнений:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} K_a \\ K_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{aa} - \frac{i}{2} \gamma_{aa} & m_{ab} - \frac{i}{2} \gamma_{ab} \\ m_{ba} - \frac{i}{2} \gamma_{ba} & m_{bb} - \frac{i}{2} \gamma_{bb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_a \\ K_b \end{pmatrix}, \quad (5.6.3)$$

где величины m_{ij} описывают вклад виртуальных переходов в промежуточные состояния вне массовой оболочки, а величины γ_{ij} дают вклад реальных переходов (на массовой оболочке). Матрицу размера 2×2 в правой части (5.6.3) называют *матрицей масс* и символически записывают в виде

$$M = m - \frac{i}{2} \gamma. \quad (5.6.4)$$

В зависимости от действующих законов сохранения между ее элементами имеют место следующие соотношения ¹⁾:

$$M_{aa} = M_{bb} \quad (CPT\text{-инвариантность}), \quad (5.6.5)$$

$$M_{aa} = M_{bb} \text{ и } M_{ab} = M_{ba} \quad (CP\text{-инвариантность}), \quad (5.6.6)$$

$$M_{ab} = M_{ba} \quad (T\text{-инвариантность}). \quad (5.6.7)$$

Ниже мы будем считать, что теория CPT -инвариантна. Новые собственные состояния получаются диагонализацией матрицы M [49]:

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} [(1+\varepsilon)K^0 + (1-\varepsilon)\bar{K}^0] = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} [K_1^0 + \varepsilon K_2^0], \quad (5.6.8)$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} [(1+\varepsilon)K^0 - (1-\varepsilon)\bar{K}^0] = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} [K_2^0 + \varepsilon K_1^0]. \quad (5.6.9)$$

Видно, что они образуют смеси состояний K_1^0, K_2^0 , т. е. не имеют определенных CP -четностей. Массы $m_{S(L)}$ частиц $K_{S(L)}^0$, обратные значения времен их жизни (полные вероятности распада) $\gamma_{S(L)}$ и входящие в формулы (5.6.8), (5.6.9) значения ε связаны с элементами матрицы M соотношениями

$$M_{aa} = M_{bb} = \frac{1}{2} (m_S + m_L) - \frac{i}{4} (\gamma_S + \gamma_L), \quad (5.6.10)$$

$$2 \sqrt{M_{ab} M_{ba}} = (m_S - m_L) - \frac{i}{2} (\gamma_S - \gamma_L), \quad (5.6.11)$$

$$\frac{\sqrt{M_{ab}} - \sqrt{M_{ba}}}{\sqrt{M_{ab}} + \sqrt{M_{ba}}} = \varepsilon \quad (5.6.12)$$

вывод которых дан в приложении Г.

¹⁾ Для доказательства этих соотношений надо учесть, что при CP -преобразовании состояния $K_a (= K^0)$ и $K_b (= \bar{K}^0)$ изменяются по закону $CP|K_a\rangle = |K_b\rangle$, $CP|K_b\rangle = |K_a\rangle$ (см. формулы (5.5.2) и примечание к ним), а при операции обращения времени меняются местами начальное и конечное состояния.

Если для отношения амплитуд распадов $K_{S(L)}^0 \rightarrow 2\pi$ ввести определения

$$\begin{aligned} \varepsilon_I &\equiv \frac{\langle 2\pi: I | T | K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi: I | T | K_S^0 \rangle} \quad (I=0, 2), \\ \omega &\equiv \frac{\langle 2\pi: I=2 | T | K_S^0 \rangle}{\langle 2\pi: I=0 | T | K_S^0 \rangle}, \end{aligned} \quad (5.6.13)$$

то с учетом алгебры изоспина находим

$$\eta_{+-} = \frac{\varepsilon_0 + (1/\sqrt{2})\varepsilon_2}{1 + (\bar{1}/\sqrt{2})\omega}, \quad \eta_{00} = \frac{\varepsilon_0 - \sqrt{2}\varepsilon_2}{1 - \sqrt{2}\omega}, \quad (5.6.14)$$

где η_{+-} , η_{00} — величины, определенные в формулах (5.6.1), (5.6.2). Определим еще амплитуды переходов $K^0 (\bar{K}^0) \rightarrow 2\pi$

$$\langle 2\pi: I | T | K^0 \rangle = A_I e^{i\delta_I}, \quad \langle 2\pi: I | T | \bar{K}^0 \rangle = \bar{A}_I e^{i\delta_I}, \quad (5.6.15)$$

где δ_I — S -волновые фазовые сдвиги амплитуд рассеяния систем $(2\pi)_I$, а амплитуды A_I имеют в зависимости от выполнения тех или иных законов сохранения следующие свойства:

$$\bar{A}_I = A_I^* \quad (CPT\text{-инвариантность}), \quad (5.6.16)$$

$$\bar{A}_I = A_I \quad (CP\text{-инвариантность}), \quad (5.6.17)$$

$$\bar{A}_I, A_I \text{ вещественны} \quad (T\text{-инвариантность}) \quad (5.6.18)$$

(доказательство см. в приложении Г)¹⁾. Следовательно, если при нарушении CP - и T -инвариантности сохраняется CPT -инвариантность, то амплитуды A_I имеют не равные нулю фазы. Однако, учитывая, что связанный со странностью фазовый множитель можно выбрать произвольно (электромагнитные и сильные взаимодействия инвариантны относительно преобразования фазы $\exp(iS\theta)$), без потери общности можно принять, что одна из амплитуд A_I вещественна; в дальнейшем мы будем считать вещественной амплитуду A_0 . Поскольку CP -инвариантность нарушается слабо и выполняется правило $\Delta I=1/2$, разумно воспользоваться приближением $|A_0| \gg |A_2| \gg |\text{Im}A_2|$. Тогда после подстановки в (5.6.13) формул (5.6.8), (5.6.9), (5.6.15) находим для η_{+-} и η_{00} выражения [50]

$$\eta_{+-} \approx \varepsilon + \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im} A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad (5.6.19)$$

$$\eta_{00} \approx \varepsilon - i \sqrt{2} \frac{\text{Im} A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad (5.6.20)$$

1) Формулы (5.5.10) получаются, если, допустив CP -инвариантность, принять $A_0 = (1/\sqrt{2}) a_1$, $A_2 = (1/\sqrt{2}) (-a_2 + a_3)$.

показывающие, что нарушающий CP -инвариантность распад долгоживущего каона $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ объясняется двумя причинами: примесью в K_L^0 состояния K_1^0 (член ε) и несохранением CP -четности в вершине $K \rightarrow 2\pi$ (член с $\text{Im } A_2$).

Экспериментальные данные указывают на приблизительное равенство

$$\eta_{+-} \approx \eta_{00} \approx \varepsilon \quad (5.6.21)$$

(согласно (5.6.1) и (5.6.2), $|\eta_{+-}|/|\eta_{00}| \approx 0,98 \pm 0,05$). Поэтому в работе [51] была предложена модель так называемого *сверхслабого взаимодействия*, в которой $\text{Im } A_1$ просто отбрасывалось, а все нарушение CP -инвариантности объяснялось только тем, что каон представляет собой смесь состояний K_1^0 и K_2^0 . В модели сверхслабого взаимодействия соотношение (5.6.21) выполнено, но возникает встречный вопрос: следует ли из этого соотношения, что отношение $(\text{Im } A_2)/A_0$ равно нулю? Для ответа на него заметим, что, согласно (5.5.12), вследствие правила $\Delta I = 1/2$ отношение $|A_2|/|A_0|$ всегда мало. Обозначая через Δ_1 возникающую при нарушении CP -инвариантности фазу амплитуды $A_1 = |A_1| \exp i\Delta_1$ и учитывая малость величин $\varepsilon_3, \varepsilon_5$ (5.5.11), находим

$$\frac{\text{Im } A_2}{A_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} |\varepsilon_3 - \varepsilon_5| \sin(\Delta_2 - \Delta_0) \approx (1,8 \cdot 10^{-2}) \sin(\Delta_2 - \Delta_0). \quad (5.6.22)$$

Таким образом, если разность фаз $\Delta_2 - \Delta_0$ имеет тот же порядок величины, что и $|\varepsilon|$ ($\sin(\Delta_2 - \Delta_0) \sim 10^{-3}$), то вторые слагаемые правых частей (5.6.19), (5.6.20) оказываются величинами второго порядка малости по сравнению с первыми слагаемыми и их можно не учитывать; соотношение (5.6.21) при этом выполняется. Следовательно, теорию с неравной нулю малой $\text{Im } A_2$ нельзя отличить от модели сверхслабого взаимодействия.

Существуют и другие, отличные от $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ распады, идущие с несохранением CP -четности, например распады $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu_l$. Вводя для соответствующих матричных элементов обозначения

$$\begin{aligned} \langle \pi^- l^+ \nu_l | T | K^0 \rangle &= f, & \langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | T | \bar{K}^0 \rangle &= \bar{f}, \\ \langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | T | K^0 \rangle &= g, & \langle \pi^- l^+ \nu_l | T | \bar{K}^0 \rangle &= \bar{g}, \end{aligned} \quad (5.6.23)$$

заметим, что амплитуды f, \bar{f} удовлетворяют правилу $\Delta S/\Delta Q = +1$, а амплитуды g, \bar{g} — правилу $\Delta S/\Delta Q = -1$ (см. текст § 5.4 ниже формулы (5.4.18)) и при наличии CPT -инвариантности $\bar{f} = f^*$, $\bar{g} = g^*$ (доказательство аналогично выводу соотношений (5.6.16) — (5.6.18)); кроме того, $x = g/f$ (величина x определена формулой (5.4.20)). В результате несохранения CP -четности при распадах $K_L \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu$ нарушается также зарядовая инвариантность; ме-

рой ее нарушения является отношение

$$A_t \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} = 2 \operatorname{Re} \varepsilon \frac{1 - |x|^2}{|1 + x|^2} + O(\varepsilon^2, \varepsilon \operatorname{Im} x, \dots). \quad (5.6.24)$$

Учитывая, что $x \approx 0$ (см. § 5.4), по экспериментальным значениям

$$A_e = (3,22 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}, \quad A_\mu = (2,78 \pm 0,51) \cdot 10^{-3}$$

из формулы (5.6.24) находим, что значение

$$\operatorname{Re} \varepsilon \approx (1,3 - 1,7) \cdot 10^{-3} \quad (5.6.25)$$

хорошо согласуется со значением $\operatorname{Re} \eta_{+-} \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$ (5.6.1); тем самым подтверждается соотношение (5.6.21), положенное в основу модели сверхслабого взаимодействия.

Обсудим физический смысл величины ε . Прежде всего заметим, что фазу ε можно определить при помощи условия унитарности следующим образом. Пусть в начальный момент $t=0$ приготовлено смешанное состояние $\psi = a|K_S^0\rangle + b|K_L^0\rangle$; с течением времени функция $\psi(t)$ изменяется по закону

$$\psi(t) = a e^{-iM_S t} |K_S^0\rangle + b e^{-iM_L t} |K_L^0\rangle, \quad (5.6.26)$$

где $M_\alpha = m_\alpha - (i/2)\gamma_\alpha$ ($\alpha = S, L$). Согласно условию унитарности, скорость уменьшения нормы $\psi(t)$ должна равняться сумме вероятностей переходов каона во всевозможные конечные состояния F :

$$-\frac{d}{dt} |\psi(t)|^2 = \sum_F |\langle F | T | \psi \rangle|^2. \quad (5.6.27)$$

Учитывая произвольность a и b , путем сравнения коэффициентов при $|a|^2$, $|b|^2$ в левой и правой частях (5.6.27), находим

$$\gamma_\alpha = \sum_F |\langle F | T | K_\alpha^0 \rangle|^2 \quad (\alpha = S, L), \quad (5.6.28)$$

а сравнение коэффициентов при a^*b дает

$$i(M_L - M_S^*) \langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = \sum_F \langle F | T | K_S^0 \rangle^* \langle F | T | K_L^0 \rangle \quad (5.6.29)$$

(последнее равенство называют соотношением унитарности). Поскольку, согласно (5.6.8), (5.6.9), $\langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = 2(\operatorname{Re} \varepsilon)/(1 + |\varepsilon|^2)$, левую часть соотношения унитарности можно записать в виде

$$[2i(m_L - m_S) + (\gamma_S + \gamma_L)] (\operatorname{Re} \varepsilon)/(1 + |\varepsilon|^2).$$

Для вычисления правой части в случае нелептонных конечных состояний введем определения

$$\langle \alpha | T | K^0 \rangle = A_\alpha e^{i\delta_\alpha}, \quad \langle \alpha | T | \bar{K}^0 \rangle = \lambda_\alpha A_\alpha^* e^{i\delta_\alpha}, \quad (5.6.30)$$

где λ_α — фазовый множитель, определяемый уравнением $CP T|\alpha\rangle = \lambda_\alpha|\alpha\rangle$, а в случае лептонсодержащих конечных состояний — определения

$$\langle\beta|T_{(+)}|K^0\rangle = B_\beta^{(+)}, \quad \langle\beta'|T_{(-)}|K^0\rangle = B_{\beta'}^{(-)}, \quad (5.6.31)$$

где знаки « \pm » соответствуют тому, какому из условий $\Delta S/\Delta Q = \pm 1$ удовлетворяют амплитуды (5.6.23). Подставляя определенные так величины в (5.6.29) и используя формулу (5.6.28)

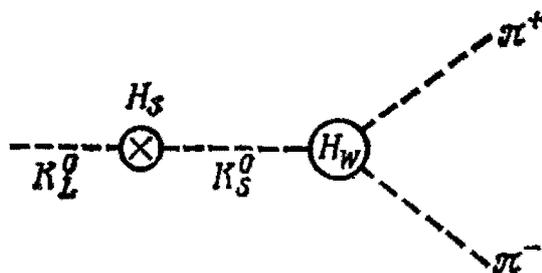


Рис. 5.13. Основная диаграмма распада $K_L \rightarrow 2\pi$.

для $\gamma_{S L}$, находим для правой части соотношения унитарности выражение

$$(\gamma_S + \gamma_L) (\text{Re } \varepsilon)/(1 + |\varepsilon|^2) + i (\gamma_S - \gamma_L)/(\text{Im } \varepsilon)/(1 - |\varepsilon|^2) + \\ + i \left[\sum_\alpha \text{Im} (\lambda_\alpha^* A_\alpha^2) + \sum_\beta \text{Im} (B_\beta^{(+)} B_\beta^{(-)}) \right] (1 - |\varepsilon|^2)/(1 + |\varepsilon|^2).$$

В согласии с приведенными выше экспериментальными результатами можно принять, что мнимые части всех величин, за исключением ε , равны нулю; тогда при учете условия $|\varepsilon|^2 \ll 1$ сравнение левой и правой частей соотношения унитарности дает

$$\frac{\text{Im } \varepsilon}{\text{Re } \varepsilon} \approx 2 \frac{m_L - m_S}{\gamma_S - \gamma_L}. \quad (5.6.32)$$

Пользуясь эмпирическим соотношением $2(m_L - m_S) \approx \approx 0,957 (\gamma_S - \gamma_L)$, находим для фазы ε значение $43,7^\circ$, хорошо согласующееся с фазой величины η_{+-} .

В заключение параграфа остановимся на истолковании абсолютных значений величины $\eta_{+- (0,0)}$. Соотношение $\eta \approx \varepsilon$ означает, что с физической точки зрения распад $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ идет согласно диаграмме рис. 5.13, на которой H_W означает обычное CP -инвариантное взаимодействие, которым объясняется основной канал распада $K_S^0 \rightarrow 2\pi$, а H_S — CP -неинвариантное взаимодействие с $\Delta S = 2$. Взаимодействие H_S приводит к перемешиванию $K_2^0 \leftrightarrow K_1^0$, в результате которого формируются состояния K_L^0 и K_S^0 , а поскольку $K_2^0 K_1^0 = (1/2) \{ (K^0)^2 - (\bar{K}^0)^2 \}$, его можно понимать так же, как взаимодействие, ответственное за переходы $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. Диаграмме рис. 5.13 соответствует матричный

элемент

$$A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{\langle K_S^0 | H_S | K_L^0 \rangle}{m_L^2 - m_S^2} A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-). \quad (5.6.33)$$

Сравнивая эту формулу с соотношением $\eta \approx \varepsilon$ (5.6.21), находим (учитывая, что $m_L + m_S \approx 2m_K$):

$$\frac{1}{2m_K} \langle K_S^0 | H_S | K_L^0 \rangle \approx \varepsilon (m_L - m_S). \quad (5.6.34)$$

Поскольку разность масс $m_L - m_S$ — величина второго порядка малости по слабому взаимодействию (ее экспериментальное значение почти равно $(1/2)\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\pi)$), она пропорциональна G_W^2 , и формулу (5.6.34) можно истолковать в том смысле, что эффекты нарушения CP -инвариантности при $\Delta S = 2$ имеют порядок

$$(2,3 \cdot 10^{-3}) G_W^2. \quad (5.6.35)$$

Поэтому различают следующие два возможных механизма нарушения CP -инвариантности:

- а) прямое взаимодействие с $\Delta S = 2$, интенсивность которого определяется выражением (5.6.35);
- б) CP -неинвариантное взаимодействие с $\Delta S = 1$ и интенсивностью порядка $10^{-3} G_W$ (выражение (5.6.35) надо понимать при этом в смысле второго порядка теории возмущений: $G_W \cdot (10^{-3} G_W)$); такое взаимодействие называют миллислабом.

В случае миллислабого взаимодействия принимают, что в формуле (5.6.22) $\sin(\Delta_2 - \Delta_0) \sim 10^{-3}$; как отмечалось выше, такое предположение не нарушает соотношения $\eta \approx \varepsilon$ (5.6.21). В настоящее время ни одной из указанных возможностей нельзя отдать предпочтения, и очень интересен вопрос, какое из двух взаимодействий реализуется в действительности. Если верна миллислабая модель, то кроме распада K^0 возможны и другие CP -нечетные эффекты порядка 10^{-3} . Поскольку верхний предел экспериментальной точности в опытах с адронами составляет сейчас 10^{-2} , для ответа на поставленный вопрос нужно ждать дальнейших экспериментов.

Выше мы всюду считали, что теория CPT -инвариантна. Нарушение CPT -инвариантности может проявиться в различии масс и времен жизни частиц и античастиц. По современным данным

$$\begin{aligned} [m(K^+) - m(\bar{K}^0)]/\gamma_S &< 10^{-4}, \\ [\tau(\pi^+) - \tau(\pi^-)]/\tau(\pi) &= (5 \pm 7) \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (5.6.36)$$

Этот эффект минимум на порядок слабее эффекта нарушения CP -инвариантности. При сохранении CPT -инвариантности CP - и T -инвариантности нарушаются одновременно и согласованно. Независимые экспериментальные проверки показали, что оба эффекта имеют одинаковый порядок величины.

§ 5.7. Внутренняя структура нуклонов

Со времени опытов Резерфорда, составивших эпоху в изучении внутреннего строения атомов, для исследования внутренней структуры объектов микромира важнейшую роль играли столкновения все более энергичных частиц, сопровождающиеся большими передачами импульса. В частности, для изучения глубокой внутренней структуры мишени очень эффективна бомбардировка лептонами, поскольку они участвуют только в электромагнитных и слабых взаимодействиях и не подвержены влиянию ядерных сил.

При столкновениях высокоэнергичных лептонов с нуклонами неизбежна множественная генерация адронов. Такие процессы называют *глубоко неупругими столкновениями*. Электромагнитными взаимодействиями обусловлены процессы

$$e^- + \mathcal{N} \rightarrow e^- + X, \quad \mu^- + \mathcal{N} \rightarrow \mu^- + X \quad (5.7.1)$$

(символом X обозначены образующиеся в большом числе адроны). Кроме того, за счет слабого взаимодействия заряженных и нейтральных токов (см. § 5.8) идут процессы

$$\nu_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^- + X, \quad \bar{\nu}_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^+ + X, \quad (5.7.2)$$

$$\nu_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \nu_\mu + X, \quad \bar{\nu}_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X. \quad (5.7.3)$$

Эксперименты с пучками мюонных нейтрино ν_μ приобрели сейчас большое значение в связи с тем, что высокоинтенсивные пучки электронных нейтрино ν_e получить трудно. В настоящем параграфе мы рассмотрим, какие заключения о внутренней структуре нуклонов можно сделать из данных по глубоко неупругим столкновениям с ними слабо взаимодействующих частиц.

Взаимодействие нейтрино с током кварков описывается гамильтонианом

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \gamma_\mu) J_\alpha^{(+)} + \text{эрм. сопр.} \quad (5.7.4)$$

На рис. 5.14 определены кинематические величины, характеризующие глубоко неупругие процессы, происходящие при указанном взаимодействии. При наблюдении таких процессов обычно не регистрируют адроны конечного состояния, а определяют только распределение мюонов по энергиям и импульсам; измеренное

таким образом сечение называют *сечением инклюзивного процесса*, или, короче, инклюзивным сечением. Если $d\sigma_n^{(\nu)}$ — дифференциальное сечение образования n адронов в конечном состоянии,

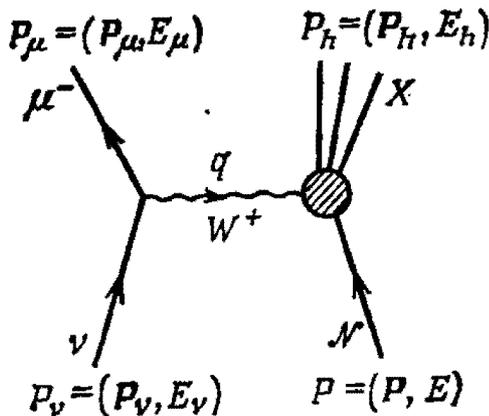


Рис. 5.14. Глубоко неупругий процесс $\nu_\mu + \mathcal{N} \rightarrow \mu^- + X$. При $e\mathcal{N}$ -рассеянии происходит обмен виртуальным фотоном.

то инклюзивное сечение получается суммированием по n :

$$d\sigma^{(\nu)} = \sum_n d\sigma_n^{(\nu)} = \frac{G^2}{2} \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{M}{E} \sum_{\alpha, \beta} L_{\alpha\beta}^{(\nu)} W_{\alpha\beta}^{(\nu)} dP_\mu, \quad (5.7.5)$$

где M — масса нуклона,

$$\begin{aligned} L_{\alpha\beta}^{(\nu)} &= \sum_{r, s=1}^2 (\bar{u}_\mu^{(r)} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\nu^{(s)})^\dagger (\bar{u}_\mu^{(r)} \gamma_\beta (1 + \gamma_5) u_\nu^{(s)}) = \\ &= \frac{2}{E_\nu E_\mu} [P_{\mu, \alpha} P_{\nu, \beta} + P_{\mu, \beta} P_{\nu, \alpha} - (P_\mu P_\nu) \delta_{\alpha\beta} - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\mu, \gamma} P_{\nu, \delta}], \end{aligned} \quad (5.7.6)$$

$$\begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(\nu)} &= \frac{1}{2} \sum_{r=1}^2 (2\pi)^6 \frac{E}{M} \sum_n \langle P, r | J_\alpha^{(+)\dagger}(0) | P^{(n)} \rangle \times \\ &\times \prod_{i=1}^n dP_i \langle P^{(n)} | J_\beta^{(+)}(0) | P, r \rangle \delta^4 \left(\sum_i P_i - P - q \right) = \\ &= (2\pi)^3 \frac{E}{M} \sum_r \int \frac{d^4x}{4\pi} e^{-iqx} \langle P, r | [J_\alpha^{(+)\dagger}(x), J_\beta^{(+)}(0)] | P, r \rangle, \end{aligned} \quad (5.7.7)$$

$P^{(n)}$ — совокупность (P_1, P_2, \dots, P_n) 4-импульсов n адронов, $|P, r\rangle$ — r -е спиновое состояние нуклона-мишени с 4-импульсом P . В случае процесса с антинейтрино формулы видоизменяются: надо заменить $L_{\alpha\beta}^{(\nu)} \rightarrow L_{\alpha\beta}^{(\bar{\nu})}$ с одновременной заменой знака последнего слагаемого (пропорционального $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$) на обратный и заменить $W_{\alpha\beta}^{(\nu)} \rightarrow W_{\alpha\beta}^{(\bar{\nu})}$ с одновременной подстановкой $J_\alpha^{(+)} \rightarrow J_\alpha^{(-)}$ (например, если $J_\alpha^{(+)} = \bar{p} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n$, то $J_\alpha^{(-)} = \bar{n} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p$). Число конечных состояний, вносящих вклад в величину $W_{\alpha\beta}$, бесконечно велико, но из соображений лоренц-ковариантности она выражается через шесть лоренц-инвариантных функций

W_i :

$$W_{\alpha\beta} = \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) W_1 + \frac{1}{M^2} \left(P_\alpha - \frac{(qP)}{q^2} q_\alpha \right) \left(P_\beta - \frac{(qP)}{q^2} q_\beta \right) W_2 + \\ + \frac{1}{2M^2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} P_\gamma q_\delta W_3 + \frac{q_\alpha q_\beta}{M^2} W_4 + \frac{P_\alpha q_\beta}{M^2} W_5 + \frac{P_\beta q_\alpha}{M^2} W_6, \quad (5.7.8)$$

называемых обычно *структурными функциями* и, вообще говоря, зависящих от двух кинематических инвариантов q^2 и

$$v = -(qP)/M. \quad (5.7.9)$$

Рассмотрим свойства структурных функций. Учитывая, что, согласно (5.7.7),

$$W_{\alpha\beta}(q^2, v) = W_{\beta\alpha}^*(q^2, v) \quad (5.7.10a)$$

и вследствие инвариантности относительно обращения времени

$$W_{\alpha\beta}(q^2, v) = W_{\beta\alpha}(q^2, v), \quad (5.7.10b)$$

находим, что

$$W_i(q^2, v) \text{ — вещественные} \quad (5.7.11a)$$

и

$$W_5(q^2, v) = W_6(q^2, v). \quad (5.7.11b)$$

Кроме того, из (5.7.6) и (5.7.8) следует

$$L_{\alpha\beta}^{(v, \bar{v})} W_{\alpha\beta}^{(v, \bar{v})} = 4 \left[2W_1^{(v, \bar{v})} \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{(v, \bar{v})} \cos^2 \frac{\theta}{2} \mp \right. \\ \left. \mp \frac{E_\nu + E_\mu}{M} W_3^{(v, \bar{v})} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right],$$

где θ — угол рассеяния $\nu_\mu \rightarrow \mu$ в лабораторной системе отсчета, а верхние (нижние) знаки относятся к случаям процессов с участием ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$). Если пренебречь массами лептонов, то в лабораторной системе отсчета

$$q^2 = 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad v = q_0 = E_\nu - E_\mu. \quad (5.7.12)$$

В итоге для дифференциального сечения получим формулу

$$\frac{d^2\sigma^{(v, \bar{v})}}{dE_\mu d\Omega_\mu} = \frac{G^2}{2\pi^2} E_\mu^2 \left[2W_1^{(v, \bar{v})} \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{(v, \bar{v})} \cos^2 \frac{\theta}{2} \mp \right. \\ \left. \mp \frac{E_\nu + E_\mu}{M} W_3^{(v, \bar{v})} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (5.7.13)$$

где Ω_μ — телесный угол мюона в конечном состоянии. Формула (5.7.13) позволяет восстановить вид структурных функций по экспериментально наблюдаемым зависимостям сечений от E_ν , E_μ , θ .

Важнейший результат экспериментов по глубоко неупругому рассеянию — сформулированное в 1969 г. Бьёркеном [52] правило масштабной инвариантности структурных функций (скейлинг), согласно которому в пределе $q^2 \rightarrow \infty$, $\nu \rightarrow \infty$ при фиксированном безразмерном

$$x = \frac{q^2}{2\nu M}, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (5.7.14)$$

(пределе Бьёркена) имеют место предельные соотношения

$$M W_1(q^2, \nu) \rightarrow F_1(x), \quad \nu W_i(q^2, \nu) \rightarrow F_i(x) \quad (i \neq 1), \quad (5.7.15)$$

где $F_1(x)$, $F_i(x)$ ($i \neq 1$) — безразмерные функции одного только безразмерного параметра x (масштабные функции). Недавно

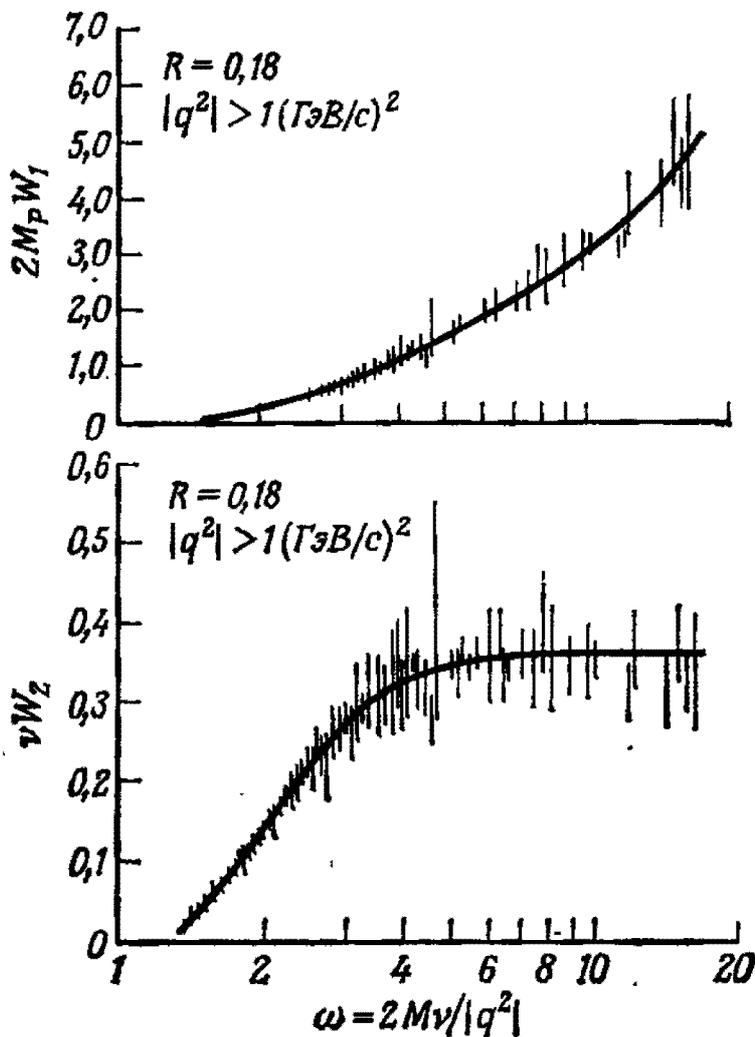


Рис. 5.15. Структурные функции, определенные из данных по глубоко неупругому e - P -рассеянию. Ясно виден скейлинг. По оси абсцисс отложена величина $\omega = x^{-1}$. Величина R определяется формулой (5.7.38).

обнаружен скейлинг структурных функций при рассеянии электронов на протонах (5.7.1), обусловленном электромагнитным взаимодействием (рис. 5.15). Сечение eP -рассеяния, получаемое из сечения νN -рассеяния заменой $G^2/(2\pi^2) \rightarrow 4\alpha^2 (q^2)^{-2}$, зависит только от двух структурных функций W_1 и W_2 :

$$\frac{d^2\sigma^{(e)}}{dE d\Omega} = 4\alpha^2 \frac{E^2}{q^4} \left[2W_1^{(e)} \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2^{(e)} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right]; \quad (5.7.16)$$

здесь E , Ω — энергия и телесный угол электрона после рассеяния.

При ознакомлении с показанными на рис. 5.15 экспериментальными результатами, полученными в Стенфордском центре линейных ускорителей, надо обратить внимание на то, что скейлинг проявляется уже при значениях $q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, $\nu > 1 \text{ ГэВ}$. Естественно думать, что этот, так сказать, «слишком рано наступающий», или «ранний» скейлинг отражает более глубокие особенности механической структуры нуклонов, чем те формально-математические свойства токов, которые были использованы при доказательстве Бьёркена. Чтобы объяснить эти особенности,

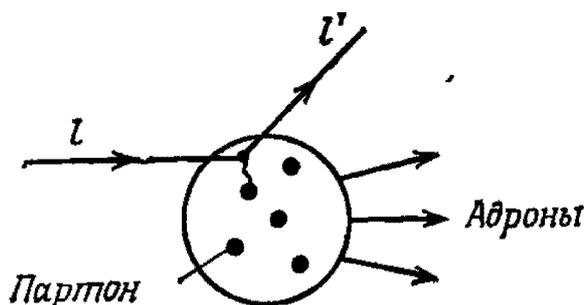


Рис. 5.16. Партонная модель.

Фейнман предложил [53] *партонную модель* адронов, лучше всех других моделей согласующуюся с современными экспериментальными данными по глубоко неупругому рассеянию. Дадим краткое описание основных представлений партонной модели.

1. При столкновении высокоэнергичного лептона с нуклоном последний ведет себя как система многих практически свободных частиц; в результате упругого столкновения такой частицы с налетающим лептоном в конечном состоянии образуется много адронов (рис. 5.16). Эти находящиеся внутри нуклона практически свободные частицы получили название *партонов*.

2. Импульс p партона, принимающего участие в столкновении, в основном параллелен импульсу P нуклона как целого: $p \approx zP$ ($0 \leq z \leq 1$). Вводя такое же предположение об энергии, получаем, что 4-импульс партона

$$p_\alpha \approx zP_\alpha. \quad (5.7.17)$$

Поскольку партон — практически свободная частица, тому же условию удовлетворяет и его масса m :

$$m \approx zM. \quad (5.7.18)$$

3. В результате реального столкновения рождаются адроны (составные частицы, образованные из кварков), а партоны не могут вылететь наружу в свободном состоянии. Это значит, что в адроны наряду с партонами соединяются многочисленные пары кварков и антикварков, рождающиеся с небольшими, не зависящими от кинематических характеристик адрона как целого энергиями и импульсами. Партонная модель не объясняет про-

цесс «адронизации» указанных пар. Ниже мы увидим, как, исходя из кинематики столкновения, феноменологическим путем определить распределение упомянутой выше характеристики партонов z . Физический смысл «адронизации» — одна из важнейших нерешенных проблем современной теории элементарных частиц.

Рассмотрим с точки зрения партонной модели столкновение при высокой энергии. В СЦМ происходит лоренцево сокращение нуклона, а партоны начинают двигаться медленнее вследствие

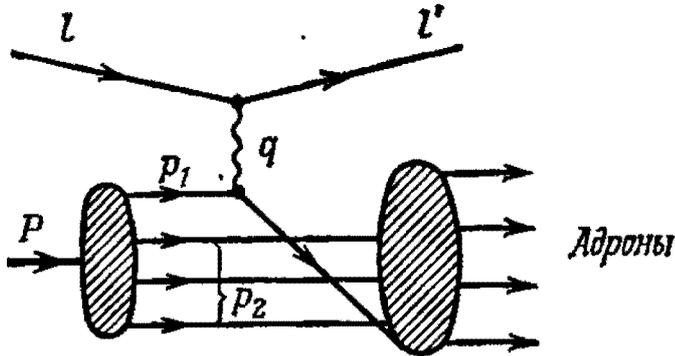


Рис. 5.17. Кинематика глубоко неупругих столкновений в партонной модели. Прямыми линиями в средней части рисунка показаны партоны.

эффекта «замедления хода часов». В результате увеличивается виртуальное время жизни партона, в течение которого он сохраняет определенную энергию. Оценим это время жизни, пользуясь величинами, определенными на рис. 5.17, и полагая $p_{1,\parallel} = zP$:

$$T \sim 1/\Delta E = 1/(E_1 + E_2 - E_N) = \\ = 2P/\{(\mu_1^2 + p_{1,\perp}^2)/z + (\mu_2^2 + p_{2,\perp}^2)/(1-z) - M^2\}. \quad (5.7.19)$$

Время взаимодействия партона определяется соотношениями

$$t_{вз} \approx 1/q_0 = 4P/(2vM - q^2), \quad (5.7.20)$$

которые можно использовать для оценки величины q_0^{-1} в СЦМ. Поскольку $p_{1,\perp}^2 \approx p_{2,\perp}^2 \approx 0$, при $z \neq 0, 1$ знаменатель выражения T по порядку величины равен M^2 . Поэтому при постоянном $x = q^2/2vM$ и $v \gg M$ или $q^2 \gg M^2$

$$t_{вз} \ll T, \quad (5.7.21)$$

т. е. справедливо импульсное приближение. «Слишком раннее начало» скейлинга означает, что масштабная инвариантность в действительности имеет место при выполнении обычных неравенств $v > M$, $q^2 > M^2$, а не сильных неравенств $v \gg M$, $q^2 \gg M^2$.

Подсчитаем сечение столкновений в партонной модели, исходя из предположения, что гамильтониан взаимодействия партонов, являющихся частицами спина $1/2$, имеет вид

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{q}_b \gamma_\alpha [g_V + g_A \gamma_5] q_a) (\bar{\mu} \gamma_\alpha [1 + \gamma_5] \nu) + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.7.22)$$

где q_a, q_b — поля партонов, и что нужно учитывать только процесс

$$\nu_\mu + q_a \rightarrow \mu^- + q_b. \quad (5.7.23)$$

В данном случае структурные функции можно вычислить явно:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \left[\frac{q^2}{4m_a^2} (g_V^2 + g_A^2) + \frac{(m_b - m_a)^2}{4m_a^2} g_V^2 + \frac{(m_b + m_a)^2}{4m_a^2} g_A^2 \right] \times \\ &\quad \times \frac{m_a}{E'} \delta(q_0 + E - E'), \\ \omega_2 &= (g_V^2 + g_A^2) \frac{m_a}{E'} \delta(q_0 + E - E'), \\ \omega_3 &= -2g_V g_A \frac{m_a}{E'} \delta(q_0 + E - E'). \end{aligned} \quad (5.7.24)$$

Здесь $p = (\mathbf{p}, E)$, $p' = (\mathbf{p}', E)$ — 4-импульсы партонов q_a, q_b и учтено, что переменные формулы (5.7.8), не входящие в W_i , сейчас тоже являются партонными переменными. Выразим партонные переменные, от которых зависит дифференциальное сечение, через переменные, характеризующие нуклон (для преобразования переменных партона-мишени q_a надо воспользоваться формулами (5.7.17), (5.7.18)). Для переменных, не являющихся аргументами структурных функций, интересующая нас замена имеет вид (см. (5.7.9))

$$q_\alpha \rightarrow q_\alpha, \quad \nu_{\text{партон}} = -(qp)/m_a \rightarrow -(qP)/M = \nu. \quad (5.7.25)$$

Замечая, что в лабораторной системе отсчета $\nu = q_0$, производим соответствующее преобразование дельта-функции

$$\frac{m_a}{E'} \delta(q_0 + E - E') \rightarrow \delta\left(\nu - \frac{m_b^2 - m_a^2 + q^2}{2zM}\right) = \frac{z}{\nu} \delta\left(z - \frac{m_b^2 - m_a^2 + q^2}{2\nu M}\right). \quad (5.7.26)$$

Теперь ясно, что

$$z = \frac{m_b^2 - m_a^2 + q^2}{2\nu M}. \quad (5.7.27)$$

Если массы партонов удовлетворяют неравенствам $m_a^2, m_b^2 \ll q^2$, то z близок к определенной в формуле (5.7.14) величине x :

$$z = x = q^2/(2\nu M), \quad (5.7.28)$$

т. е. является наблюдаемой кинематической величиной. В другом случае, когда рождается партон с большой массой ($m_b \gg m_a, m_a \ll \ll q^2$),

$$z = x + \frac{m_b^2}{2\nu M}, \quad (5.7.29)$$

и при значениях m_b^2 , сравнимых с $2\nu M$, z отличается от x , т. е. происходит нарушение скейлинга. Рассматривая определенное нами дифференциальное сечение как сечение рассеяния на нуклоне-мишени, находим, что при выполнении неравенств $\nu, \sqrt{q^2} \gg M$ структурные функции нуклона (принадлежащие партону q_a) даются формулами

$$\begin{aligned} MW_1^{(a)}(q^2, \nu) &= \frac{g_V^2 + g_A^2}{2} \delta\left(z - \frac{q^2}{2\nu M}\right), \\ \nu W_2^{(a)}(q^2, \nu) &= 2z MW_1^{(a)}(q^2, \nu), \\ \nu W_3^{(a)}(q^2, \nu) &= -2g_V g_A \delta\left(z - \frac{q^2}{2\nu M}\right), \end{aligned} \quad (5.7.30)$$

при записи которых принято $m_a^2, m_b^2 \ll q^2$. Кроме кварков p и n — носителей аромата нуклона, играющих роль партонов q_a (их называют *валентными партонами*), в нуклоне существует еще множество постоянно рождающихся и аннигилирующих кварк-антикварковых пар, образующих так называемое море партонных пар, характеризуемое распределением величин z . Обозначая через $f_a(z)$ вероятность того, что с лептоном столкнется находящийся в нуклоне партон q_a со значением z , заключенным в интервале от z до $z+dz$, получим, что структурные функции нуклона-мишени

$$\begin{aligned} MW_1(q^2, \nu) &= \sum_a \int_0^1 dz' MW_1^{(a)}(q^2, \nu) f_a(z') = \\ &= \frac{g_V^2 + g_A^2}{2} \sum_a f_a(x) = F_1(x), \\ \nu W_2(q^2, \nu) &= \sum_a \int_0^1 dz' \nu W_2^{(a)}(q^2, \nu) f_a(z') = \\ &= (g_V^2 + g_A^2) x \sum_a f_a(x) = F_2(x), \\ \nu W_3(q^2, \nu) &= \sum_a \int_0^1 dz' \nu W_3^{(a)}(q^2, \nu) f_a(z') = \\ &= -2g_V g_A \sum_a f_a(x) = F_3(x) \end{aligned} \quad (5.7.31)$$

зависят только от масштабной переменной x (5.7.28). Если принять, что партоны являются кварками, то гамильтониан (5.7.22) должен описывать взаимодействие с током кварков (5.4.30). Обозначая функции распределения кварков p в протоне символом $f_p^P(x)$, в нейтроне — символом $f_p^N(x)$ и т. д., из зарядовой симметрии выводим

$$\begin{aligned} f_p^P &= f_n^N \equiv f_p, & f_n^P &= f_p^N \equiv f_n, \\ f_\lambda^P &= f_\lambda^N \equiv f_\lambda, & f_{p'}^P &= f_{p'}^N \equiv f_{p'}. \end{aligned} \quad (5.7.32)$$

Точно так же, определяя величины $f_{\bar{q}}$ ($\bar{q} = \bar{p}, \bar{n}, \bar{\lambda}, \bar{p}'$) для античастиц, находим, что в нуклоне-мишени $f_{\lambda} = f_{\bar{\lambda}}, f_{p'} = f_{\bar{p}'}$. Полагая в формулах (5.7.31) $g_V = g_A = 1$, получаем, что при энергиях выше порога рождения кварков λ и p' функции F_2 записываются в виде (аргумент x не указан)

$$F_2^{(vP)} = 2x (f_p^P + f_{\lambda}^P + f_{\bar{p}}^P + f_{\bar{p}'}^P) = 2x (f_p + f_{\lambda} + f_{\bar{p}} + f_{\bar{p}'}),$$

$$F_2^{(vN)} = 2x (f_p^N + f_{\lambda}^N + f_{\bar{n}}^N + f_{\bar{p}'}^N) = 2x (f_n + f_{\lambda} + f_{\bar{n}} + f_{\bar{p}'})$$

(аналогичные выражения справедливы и для других структурных функций (5.7.31)). Рассматривая для простоты изоскалярную мишень ¹⁾, характеристики которой определяются усреднением характеристик протона и нейтрона, имеем

$$F_2^{(v)} = \frac{1}{2} (F_2^{(vP)} + F_2^{(vN)}) = x (f_p + f_n + f_{\bar{p}} + f_{\bar{n}} + 2f_{\lambda} + 2f_{\bar{p}'}).$$

Повторяя такие же рассуждения в применении к другим структурным функциям, находим для них выражения

$$\begin{aligned} F_2^{(v)} &= x (f_p + f_n + f_{\bar{p}} + f_{\bar{n}} + 2f_{\lambda} + 2f_{\bar{p}'}), \\ F_3^{(v)} &= - (f_p + f_n - f_{\bar{p}} - f_{\bar{n}} + 2f_{\lambda} - 2f_{\bar{p}'}), \\ F_2^{(\bar{v})} &= x (f_p + f_n + f_{\bar{p}} + f_{\bar{n}} + 2f_{\bar{\lambda}} + 2f_{p'}), \\ F_3^{(\bar{v})} &= - (f_p + f_n - f_{\bar{p}} - f_{\bar{n}} - 2f_{\bar{\lambda}} + 2f_{p'}). \end{aligned} \quad (5.7.33)$$

Здесь обозначения $F_i^{(v, \bar{v})}$ относятся к процессам с участием v, \bar{v} , а аргумент x не указан. В случае электромагнитного взаимодействия получается аналогичное выражение

$$F_2^{(e)} = \frac{1}{2} x \{ (e_p^2 + e_n^2) (f_p + f_n + f_{\bar{p}} + f_{\bar{n}}) + 2e_{\lambda}^2 (f_{\lambda} + f_{\bar{\lambda}}) + 2e_{p'}^2 (f_{p'} + f_{\bar{p}'}) \}, \quad (5.7.34)$$

где e_q — заряд кварка: $e_p = e_{p'} = 2/3$, $e_n = e_{\lambda} = -1/3$. Из формул (5.7.31) видно, что функции F_1 и F_2 всегда связаны соотношением Каллана — Гросса

$$F_2(x) = 2xF_1(x), \quad (5.7.35)$$

которое в общем случае можно доказать, полагая, что в исходной формуле (5.7.7) J_{α} есть поле частиц спина 1/2, и рассматривая предел Бьёркена [54]. В заключение приведем выражения для

¹⁾ Для конкретности можно говорить о приходящемся на один нуклон сечении рассеяния на атомном ядре, содержащем одинаковое число протонов и нейтронов. В этом случае, например, $F_2^{(v)} = \frac{1}{2} (F_2^{(vP)} + F_2^{(vN)})$ и $F_2^{(e)} = \frac{1}{2} (F_2^{(eP)} + F_2^{(eN)})$.

сечений инклюзивных процессов через построенные здесь масштабные функции. Используя в формулах (5.7.13), (5.7.16) аргументы x и

$$y = v/E_l = (E_l - E_{l'})/E_l \quad (0 \leq y \leq 1)$$

(последнее выражение для y записано в лабораторной системе отсчета), находим

$$\frac{d^2\sigma^{(v, \bar{v})}}{dx dy} = \frac{G^2 M}{\pi} E_v \left[xy^2 F_1^{(v, \bar{v})}(x) + \left\{ 1 - y \left(1 + \frac{M}{2E_v} x \right) \right\} F_2^{(v, \bar{v})}(x) \mp xy \left(1 - \frac{y}{2} \right) F_3^{(v, \bar{v})}(x) \right], \quad (5.7.36)$$

$$\frac{d^2\sigma^{(e)}}{dx dy} = 8\pi\alpha^2 \frac{ME_e}{q^4} \left[xy^2 F_1^{(e)}(x) + \left(1 - y - \frac{M}{2E_e} xy \right) F_2^{(e)}(x) \right], \quad (5.7.37)$$

где E_v, E_e — энергии налетающих частиц в лабораторной системе отсчета.

Какие заключения можно сделать из экспериментов по глубоко неупругому рассеянию о природе частиц — партонов? Прежде всего, воспользовавшись соотношением Каллана — Гросса (5.7.35), можно проверить, действительно ли они являются частицами спина $1/2$. Рассмотрим отношение величин $F_2(x) - 2xF_1(x)$ и $F_1(x)$. Если партоны имеют спин $1/2$, то первая из этих величин равна нулю, а если партоны — частицы спина 0 , то равна нулю вторая величина. Согласно данным по глубоко неупругому рассеянию электронов, среднее значение отношения

$$R = \left\langle \frac{F_2^{(e)}(x) - 2xF_1^{(e)}(x)}{F_1^{(e)}(x)} \right\rangle = 0,25 \pm 0,10, \quad (5.7.38)$$

откуда следует (если отвлечься от нарушения скейлинга), что партоны — частицы спина $1/2$. Для определения зарядов партонов можно, пренебрегая вкладом кварков λ и p' в структуру нуклона, т. е. отбрасывая в формулах (5.7.33), (5.7.34) составляющие $\lambda(\bar{\lambda}), p'(\bar{p}')$, рассмотреть величину

$$\frac{\int F_2^{(e)}(x) dx}{\left(\frac{3\pi}{4G^2 M} \frac{\sigma^{(v)} + \sigma^{(\bar{v})}}{E_v} \right)} = \frac{\int F_2^{(e)}(x) dx}{\frac{1}{2} \int (F_2^{(v)}(x) + F_2^{(\bar{v})}(x)) dx} \approx \approx \frac{1}{2} (e_p^2 + e_n^2) = 0,27 \pm 0,05, \quad (5.7.39)$$

приведенное здесь экспериментальное значение которой хорошо согласуется с предположением, что $e_p = 2/3, e_n = -1/3$. Итак, из экспериментов по глубоко неупругому рассеянию следует, что партоны в действительности ведут себя как входящие в состав нуклонов кварки (кварковая модель партонов).

Необходимо детальнее проанализировать вывод о том, что заряды кварков $e_p = 2/3$, $e_n = -1/3$ хорошо согласуются с экспериментальным значением (5.7.39), так как последнее можно столь же успешно объяснить в рамках рассмотренной в гл. 3 модели с фундаментальными составляющими, имеющими целочисленные заряды. Пользуясь табл. 3.9, находим, что в разных трехцветных моделях с тремя ароматами заряды девяти фундаментальных составляющих

$$\begin{pmatrix} p_1 & p_2 & p_3 \\ n_1 & n_2 & n_3 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda_3 \end{pmatrix} \quad (1)$$

образуют матрицы

$$\begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} \\ -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} \end{pmatrix} \text{ (модель Гелл-Манна), } \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \text{ (модель Хана — Намбу),} \quad (2)$$

вторая из которых получается, если в табл. 3.9 принять $(z_1, z_2, z_3) = (1, 1, 0)$. В матрице (1) на величины (p, n, λ) действуют элементы обычной группы $SU(3)$, а на индексы 1, 2, 3 — элементы цветовой группы $SU(3)_c$. В обеих моделях постулируется, что обычные адронные состояния являются $SU(3)_c$ -синглетами, например состояние π^+ -мезона определяется формулой

$$|\pi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |p_1 \bar{n}_1 + p_2 \bar{n}_2 + p_3 \bar{n}_3\rangle. \quad (3)$$

В модели Хана — Намбу отдельным слагаемым волновой функции (3) соответствуют пары фундаментальных составляющих и их античастиц, характеризующиеся, вообще говоря, разными зарядами. В составном состоянии (адрон) фундаментальные составляющие участвуют в сильном взаимодействии с перезарядкой, поэтому в разные моменты времени отдельные члены (3) имеют разные заряды, т. е. происходят временные «флуктуации» заряда. Если время столкновения адронов с лептонами меньше времени сильного взаимодействия, то указанные временные флуктуации заряда в принципе можно наблюдать экспериментально; эксперименты такого рода давали бы для заряда целочисленные значения. Регистрация отдельных слагаемых (3) экспериментально должна выглядеть как рождение нового адрона (члена цветового мультиплетта), имеющего квантовые числа, соответствующие, например, квантовым числам пары $p_1 \bar{n}_1$. Но если энергия столкновения лептона с адроном ниже «порога рождения» нового адрона, то ситуация будет выглядеть по-другому. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим разбиение электромагнитного тока в модели Хана — Намбу (матрицы Дирака опущены)

$$J^{(эм)} \sim \bar{p}_1 p + \bar{p}_2 p - \bar{n}_3 n_3 - \bar{\lambda}_3 \lambda_3 = J^F + J^A, \quad (4)$$

где J^F и J^A выражаются через фундаментальные составляющие следующим образом:

$$J^F \sim \frac{2}{3} (\bar{p}_1 p_1 + \bar{p}_2 p_2 + \bar{p}_3 p_3) - \frac{1}{3} (\bar{n}_1 n_1 + \bar{n}_2 n_2 + \bar{n}_3 n_3) - \frac{1}{3} (\bar{\lambda}_1 \lambda_1 + \bar{\lambda}_2 \lambda_2 + \bar{\lambda}_3 \lambda_3), \quad (5)$$

$$J^A \sim \frac{1}{3} (\bar{p}_1 p_1 + \bar{n}_1 n_1 + \bar{\lambda}_1 \lambda_1) + \frac{1}{3} (\bar{p}_2 p_2 + \bar{n}_2 n_2 + \bar{\lambda}_2 \lambda_2) - \frac{2}{3} (\bar{p}_3 p_3 + \bar{n}_3 n_3 + \bar{\lambda}_3 \lambda_3). \quad (6)$$

Величина J^F является $SU(3)$ -октетом и $SU(3)_c$ -синглетом $8, 1_c$ (т. е. построена так же, как ток в модели Гелл-Манна), а величина J^A ведет себя как $SU(3)$ -синглет и $SU(3)_c$ -октет $1, 8_c$. Обозначая начальное состояние I , а конечное α , запишем сечение столкновения лептона с адроном

$$\sigma = \sum_{\alpha} c_{\alpha} |\langle \alpha | J^{(EM)} | I \rangle|^2 = \sum_{\alpha_0} c_{\alpha_0} |\langle \alpha_0 | J^F | I \rangle|^2 + \sum_{\alpha_8} c_{\alpha_8} |\langle \alpha_8 | J^A | I \rangle|^2. \quad (7)$$

Здесь $|\alpha_0\rangle$ — принадлежащее цветовому синглету конечное состояние, не содержащее новых адронов, а $|\alpha_8\rangle$ — конечное состояние, относящееся к цветовому октету, в котором присутствуют новые адроны. Теперь видно, что если новые адроны вообще не рождаются или если их рождением можно пренебречь по сравнению с рождением обычных адронов, то второй член последнего из выражений (7) мал по сравнению с первым и модель Хана — Намбу приводит к результатам, которые экспериментально невозможно отличить от результатов, даваемых моделью с дробными зарядами фундаментальных составляющих. В этом случае регистрация временных «флуктуаций» заряда (при указанном выше соотношении времен) приводила бы к дробным средним значениям заряда фундаментальных составляющих. Итак, если при глубоко неупругих столкновениях не рождаются новые адроны (члены цветовых мультиплетов), то с помощью этих опытов нельзя сделать выбор между моделями Гелл-Манна и Хана — Намбу (подробнее этот вопрос обсужден в работе [55]).

Исходя из изложенных соображений, рассмотрим более детально процессы с участием нейтрино. Поскольку, как обычно считают, вкладом кварков λ, ρ' в структуру реального нуклона-мишени можно пренебречь, мы, пользуясь слагаемыми формул (5.7.33), относящимися к кваркам p, n , введем величины

$$x(f_p(x) + f_n(x)) = q(x), \quad x(f_{\bar{p}}(x) + f_{\bar{n}}(x)) = \bar{q}(x) \quad (5.7.40)$$

(отброшенные здесь слагаемые, соответствующие кваркам λ и ρ' , при энергиях выше порога их рождения в $SU(4)$ -теории приблизительно равны $2xf_{\lambda} \approx 2xf_{\rho'} \approx \bar{q}$). Тогда

$$\begin{aligned} F_2^{(\nu)}(x) &= F_2^{(\bar{\nu})}(x) = q(x) + \bar{q}(x), \\ F_3^{(\nu)}(x) &= F_3^{(\bar{\nu})}(x) = -q(x) + \bar{q}(x) \end{aligned} \quad (5.7.41)$$

(иногда вместо W_i (5.7.8) структурными функциями называют $q(x), \bar{q}(x)$). При $E_{\nu} \gg M$ дифференциальные сечения (5.7.36) принимают вид

$$\frac{d^2\sigma^{(\nu)}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \{q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x)\}, \quad (5.7.42)$$

$$\frac{d^2\sigma^{(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \{(1-y)^2 q(x) + \bar{q}(x)\}. \quad (5.7.43)$$

Поведение полных сечений. Самая примечательная особенность масштабной инвариантности — прямая пропорциональность полных сечений энергии нейтрино E_{ν} . В самом деле, интегрируя приведенные выше формулы по x, y , получаем

$$\sigma^{(\nu)} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \left(q + \frac{1}{3} \bar{q} \right), \quad \sigma^{(\bar{\nu})} = \frac{G^2 M E_{\nu}}{\pi} \left(\frac{1}{3} q + \bar{q} \right), \quad (5.7.44)$$

где q, \bar{q} — интегралы от $q(x), \bar{q}(x)$. Полные сечения имеют указанное свойство при энергиях нейтрино E_ν начиная примерно со значения 1 ГэВ и до максимально доступных в настоящее время энергий около 200 ГэВ (рис. 5.18). Детальные измерения на большой пузырьковой камере ЦЕРН при $E_\nu \leq 10$ ГэВ дали для полных сечений следующие результаты:

$$\begin{aligned}\sigma^{(\nu)} &= 0,74 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ см}^2, \\ \sigma^{(\bar{\nu})} &= 0,28 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ см}^2,\end{aligned}\quad (5.7.45)$$

где E_ν выражено в единицах ГэВ. Сравнивая с ними формулы (5.7.44), находим с учетом ошибок измерения

$$\begin{aligned}q + \bar{q} &= 0,51 \pm 0,06, \\ \bar{q} &= 0,02 \pm 0,01.\end{aligned}\quad (5.7.46)$$

Таким образом, в столкновениях при высоких энергиях почти половина импульса нуклона приходится на валентные кварки — носители квантовых чисел унитарной симметрии адронов (около 5% этого импульса забирает море кварковых пар), а вторую половину импульса обычно приписывают глюонам, связывающим кварки в нуклоне.

При больших энергиях нейтрино E_ν должна проявиться (если она существует) качественно новая структура слабых взаимодействий: если при E_ν , превышающем некоторое значение, начнут рождаться W -бозоны (рис. 5.4), то зависимость $\sigma \sim E_\nu$ должна перейти в зависимость $\sigma \sim \ln E_\nu$. Но как видно из рис. 5.18, пока сечение линейно возрастает с ростом E_ν . Анализ ошибок измерения показывает, что масса W -бозона должна быть не меньше 20—30 ГэВ [56].

Далее, если существует новый кварк b , с которым связан правый ток

$$\bar{b}\gamma_\alpha (1 - \gamma_5) p \quad (5.7.47)$$

(этот кварк называют «боттом-кварк»¹⁾, см. гл. 6), то при энер-

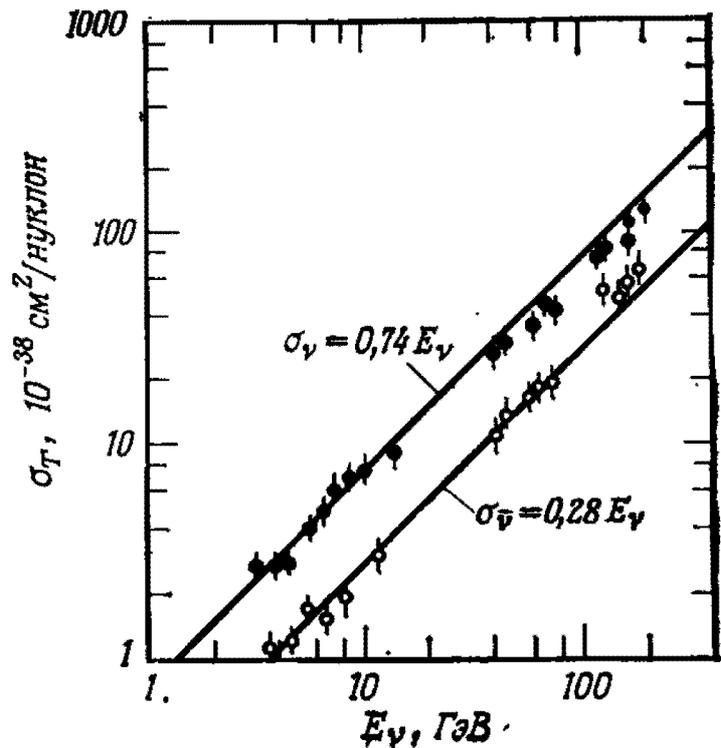


Рис. 5.18. Полные сечения столкновения $\nu, \bar{\nu}$ с нуклонами (изоскалярная мишень) [56]; E_ν — энергия нейтрино в ГэВ.

¹⁾ Сейчас более принят термин «красивый кварк», — Прим, ред.

гиях выше порога рождения новых адронов, содержащих b , к сечениям (5.7.44) добавляются члены

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_b^{(\nu)} &\sim \frac{1}{3}q + \bar{q}, \\ \Delta\sigma_b^{(\bar{\nu})} &\sim q + \frac{1}{3}\bar{q}.\end{aligned}\quad (5.7.48)$$

С учетом численных значений q, \bar{q} (5.7.46) отсюда следует, что рассматриваемый эффект должен больше сказываться на сечении $\sigma^{(\bar{\nu})}$. В свое время появлялись сообщения о наблюдении такого изменения сечений, но сейчас этот вопрос решается отрицательно. Правда, вывод об изменении сечений основан на предположении, что с кварком b связан правый ток, поэтому отсутствие указанного изменения не обязательно означает отрицание самого существования кварка b . Оно может быть понято как указание на то, что с кварком b связан левый ток.

Масштабная инвариантность и ее нарушение. Интегрируя дифференциальные сечения (5.7.42), (5.7.43) по y , находим распределения по x , при помощи которых, пользуясь формулами

$$\frac{d\sigma^{(\nu)}}{dx} - \frac{1}{3} \frac{d\sigma^{(\bar{\nu})}}{dx} \sim q(x) \quad \frac{d\sigma^{(\bar{\nu})}}{dx} - \frac{1}{3} \frac{d\sigma^{(\nu)}}{dx} \sim \bar{q}(x), \quad (5.7.49)$$

можно определить вид функциональных зависимостей $q(x), \bar{q}(x)$. На рис. 5.19 представлены результаты, полученные при помощи

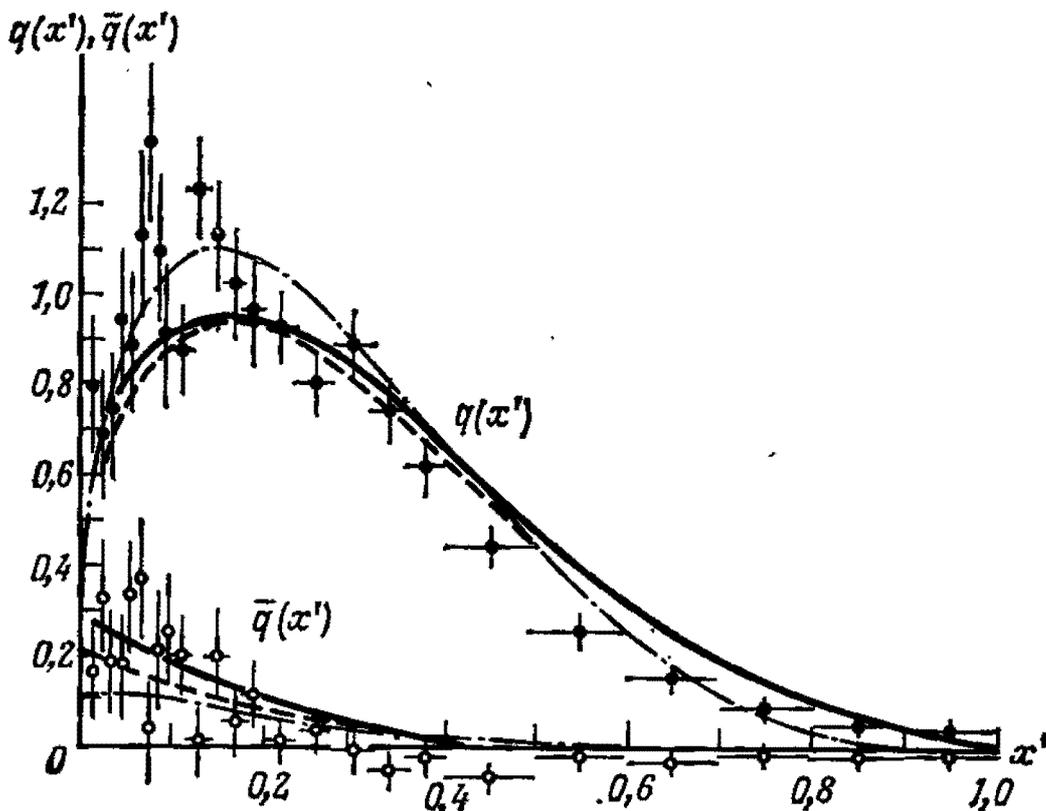


Рис. 5.19. Формы функциональных зависимостей $q(x'), \bar{q}(x')$. По горизонтальной оси отложена величина $x' = x/(1+xM^2/q^2)$. При $q^2 \gg M^2$ $x' \approx x$.

большой пузырьковой камеры ЦЕРН. Структурные функции параметризуются выражениями [57]

$$\begin{aligned} q(x) - \bar{q}(x) &\approx 3 \cdot 1,73 x^{0,65} (1-x)^3, \\ \bar{q}(x) &\approx 0,29 (1-x)^3. \end{aligned} \quad (5.7.50)$$

На рис. 5.19 видно, что условие масштабной инвариантности удовлетворяется достаточно хорошо. Распределение партонов-кварков имеет максимум вблизи $x \approx 0,15$, а партоны-антикварки группируются вблизи $x \approx 0$. Соответствующие средние значения равны

$$\langle x \rangle_q \approx 0,3, \quad \langle x \rangle_{\bar{q}} \approx 0,1. \quad (5.7.51)$$

Эксперименты при более высоких энергиях налетающих лептонов показали, что форма функций $q(x)$, $\bar{q}(x)$ изменяется в зависимости от величины q^2 (рис. 5.20). Это явление впервые обнаружено при столкновениях мюонов с лептонами, а впоследствии наблюдалось также и в процессах с участием нейтрино. Оно имеет важное значение для изучения динамики кварков внутри нуклона, так как может быть понято в рамках теории глюонного поля (КХД), в которой при $q^2, \nu \rightarrow \infty$ кварки ведут себя как свободные частицы (асимптотическая свобода), но в то же время масштабная инвариантность осуществляется не точно, а именно происходит нарушение скейлинга:

$$F_i(x; q^2) = F_i(x) \{1 + c_i \ln(q^2/\mu^2)\}. \quad (5.7.52)$$

Детальный анализ нарушения масштабной инвариантности показывает, что по мере роста q^2 уменьшаются значения функции $q(x)$ при больших x и увеличиваются значения функции $\bar{q}(x)$ в области малых x [58].

Существует и другой подход к проблеме нарушения скейлинга, основанный на интуитивном представлении о партонах-кварках [59], при котором кваркам приписывается «протяженность» и считается, что эти частицы имеют возбужденные состояния. На таком пути, например, для функции $F_2(x, q^2)$ получается выражение

$$\begin{aligned} F_2(x, q^2) &= f^2(q^2) \mathcal{F}_2(x) + G_{2q^*}(q^2) \varepsilon_{q^*} \mathcal{F}_2^{q^*}(x) + \\ &+ c_\alpha \eta_\alpha f_\alpha^2(q^2) \varepsilon_{\alpha\bar{\alpha}} \mathcal{F}_2^{\text{морс}}(x), \end{aligned} \quad (5.7.53)$$

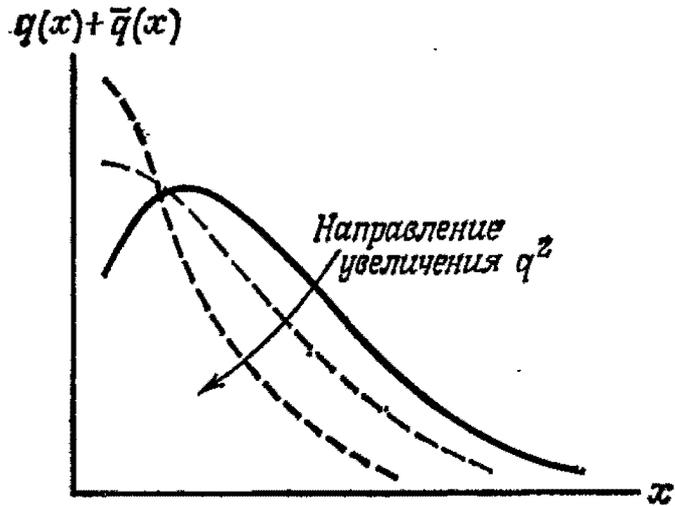


Рис. 5.20. Нарушение скейлинга.

первый член которого описывает эффект «протяженности» кварков, причем

$$f^2(q^2) \approx (1 + q^2/\Lambda^2)^{-2}, \quad \Lambda^2 \approx 50 \text{ ГэВ}^2, \quad (5.7.54)$$

второй и третий — эффекты возбуждения $q \rightarrow q^*$ (рождения пар тяжелых кварков, $\alpha = p' \bar{p}', q^* \bar{q}^*, \dots$). Остальные обозначения в формуле (5.7.53) имеют следующий смысл: ϵ — пороговая функция, η_α — весовой, а C_α — симметричный множители. При увеличении q^2 член $F_2(x, q^2)$, описывающий эффект «протяженности» кварков, уменьшается, а остальные члены увеличиваются. В результате детального анализа получены следующие оценки масс возбужденных кварков: $m_{q^*} \approx 5 \text{ ГэВ}$ ($q^* = p^*, n^*, \lambda^*$), $m_{p'^*} \approx 6 \text{ ГэВ}$.

Таким образом, анализ нарушения скейлинга позволяет перейти от простой партонной модели к постановке задач динамики кварков. Кроме двух рассмотренных выше подходов, существуют и другие попытки объяснения нарушения масштабной инвариантности, на которых мы здесь не останавливаемся. Явления, наблюдаемые при глубоко неупругом рассеянии, имеют значение не только для изучения новой структуры слабых взаимодействий; они связаны также с обсуждавшимся в гл. 4 механизмом (полного или неполного) «удержания» кварков внутри элементарных частиц, т. е. позволяют приступить к конкретному изучению динамики фундаментальных составляющих.

§ 5.8. Взаимодействие нейтральных токов

5.8.1. Свойства нейтральных токов

До сих пор мы занимались изучением слабых взаимодействий «заряженных» токов (5.4.30), меняющих заряды входящих в них частиц ($\Delta Q = 1$), но благодаря экспериментам с нейтрино уже в 1973 г. стало ясно, что существуют также слабые взаимодействия «нейтральных» токов, не изменяющих заряды частиц. Если слабые взаимодействия заряженных токов идут через посредство заряженных векторных бозонов W^\pm , то в случае нейтральных токов взаимодействие должно передаваться нейтральным векторным бозоном (рис. 5.21). Входящие и выходящие частицы нейтральных токов не только имеют одинаковые электрические заряды, но и принадлежат одному и тому же типу частиц, т. е., проще говоря, одинаковы. В силу этого основного свойства взаимодействие нейтральных токов не удавалось наблюдать при распадах частиц, и оно было впервые обнаружено в нейтринных экспериментах.

Если в процессе изменяется тип частиц, то, например, в случае распадов должны идти процессы вида $\mu^- \rightarrow e^- e^- e^+$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$,

в которых не сохраняются лептонное число и странность. С такими распадами мы пока не встречались, если не считать случая, когда мы впервые столкнулись с возможностью взаимного влияния электромагнитного и слабого взаимодействий (разд. 5.4.3). Отношение частот распадов $\mu^- \rightarrow e^- e^- e^+$ и $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ равно $6,2 \cdot 10^{-9}$. Если принять, что оба канала распада описываются

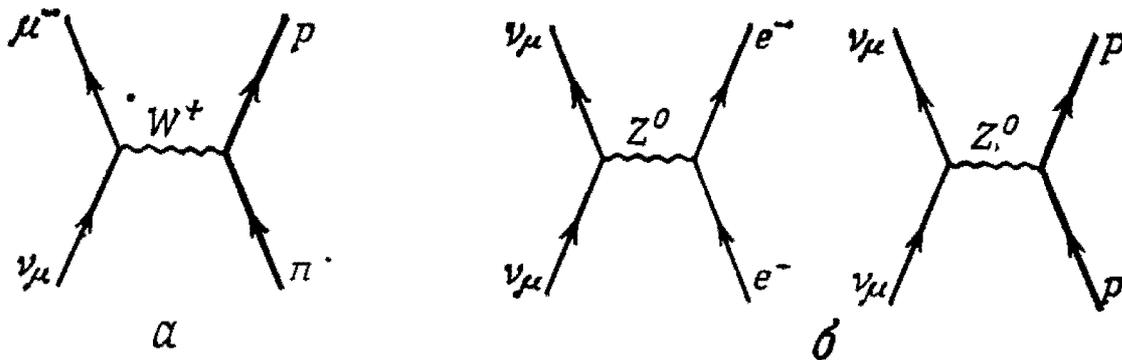


Рис. 5.21. Примеры диаграмм со взаимодействием заряженных (а) и нейтральных (б) токов.

одним и тем четырехфермионным гамильтонианом типа V—A, то указанному отношению частот распада соответствует отношение констант связи

$$G(\mu \rightarrow 3e)/G_\mu < 5,6 \cdot 10^{-5}. \quad (5.8.1)$$

Предполагая, что распады каонов описываются гамильтонианом

$$H_N(\Delta S = 1) \approx \sum_{i,j} \frac{1}{\sqrt{2}} G_{ij} (\bar{l}_i \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) l_j) (\bar{n} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \lambda) + \text{эрм. сопр.}, \quad (5.8.2)$$

для относительных величин $\epsilon_{ij} = G_{ij}/G$ констант связи в разных каналах распада получим значения, приведенные в табл. 5.6

Таблица 5.6

Верхние оценки характеристик процессов с изменением странности, обусловленных нейтральными токами

Соотношения каналов распада (BR) (экспериментальные значения)	Величины ϵ_{ij}
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) \approx 2,3 \cdot 10^{-2}$	$ \epsilon_{ee} \leq 1,3 \cdot 10^{-2}$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 2,4 \cdot 10^{-6}$	$ \epsilon_{\mu\mu} < 6,6 \cdot 10^{-3}$
$BR(K_L \rightarrow e\mu) < 1,8 \cdot 10^{-9}$	$ \text{Re } \epsilon_{e\mu} < 1,1 \cdot 10^{-5}$
$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\nu) < 5,6 \cdot 10^{-7}$	$ \epsilon_{\nu\nu} < 1,0 \cdot 10^{-3}$

[60]. Поскольку процесс $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ может идти также как эффект высшего порядка по электромагнитному взаимодействию, в таблице приведена только верхняя оценка для экспериментального значения ϵ_{ee} . Интересно отметить, что константы связи распадов с несохранением лептонного числа $G(\mu \rightarrow 3e)$ и G_{em} составляют $10^{-5}G$, а верхние оценки констант связи G_{ij} для распадов с изменением странности по порядку величины равны $10^{-3}G$, т. е. эффект несохранения лептонного числа имеет тот же порядок малости, что и эффект «нарушения CP -инвариантности» (см. § 5.6). Такое совпадение может быть чисто случайным, но его можно рассматривать также, как указание на существование некоего пока неизвестного механизма взаимодействия, обеспечивающего совпадение интенсивностей этих эффектов.

Для выяснения свойств нейтральных токов в процессах с участием нейтрино рассмотрим следующий гамильтониан взаимодействия общего вида:

$$H^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_l \gamma_\alpha [a_V + a_A \gamma_5] \nu_l) (\bar{e} \gamma_\alpha [c_V + c_A \gamma_5] e). \quad (5.8.3)$$

В эксперименте обычно используют «левые» нейтринные («правые» антинейтринные) пучки, возникающие при распадах пионов или каонов. Значит, во взаимодействие вступает только первое слагаемое разложения нейтринного тока

$$\frac{a_V + a_A}{2} (\bar{\nu}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_l) + \frac{a_V - a_A}{2} (\bar{\nu}_l \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_l),$$

а начальное состояние в нейтринном процессе является смесью состояний с определенными четностями. Следовательно, тот факт, что феноменологическое взаимодействие, используемое при анализе эксперимента, имеет вид $(\bar{\nu}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_l) (J_\alpha^V + J_\alpha^A)$, нельзя рассматривать, как аргумент в пользу несохранения P -четности при взаимодействии нейтральных токов. Вводя обозначение

$$c_\pm \equiv \frac{a_V + a_A}{2} \cdot \frac{c_V \pm c_A}{2}, \quad (5.8.4)$$

запишем дифференциальное сечение рассеяния левых нейтрино ν_μ электронами

$$\frac{d\sigma}{dy} \left(\frac{\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e}{\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e} \right) = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{\pi} \{ |c_\pm|^2 + (1 - y^2) |c_\mp|^2 \} \quad (5.8.5)$$

и полное сечение

$$\sigma \left(\frac{\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e}{\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e} \right) = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{3\pi} \{ 3 |c_\pm|^2 + |c_\mp|^2 \} \quad (5.8.6)$$

(эти формулы верны при $m_e/E_\nu \approx 0$). Если принять, что рассматриваемое взаимодействие относится к типу $V-A$ и имеет такую же, как в случае взаимодействия заряженных токов, константу связи, то $a_V = a_A = c_V = c_A = 1$ ($c_+ = 1, c_- = 0$) и

$$\sigma_{V-A} \left(\begin{array}{l} \nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e \\ \bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e \end{array} \right) = \frac{2G^2 m_e E_\nu}{3\pi} \begin{pmatrix} 3 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv \sigma_{V-A}^{\nu(\bar{\nu})}. \quad (5.8.7)$$

Сравнение выражения (5.8.7) с экспериментальными данными для полных сечений показывает, что

$$r = \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma_{V-A}^{\nu}} = 0,070 \pm 0,035, \quad (5.8.8)$$

$$\bar{r} = \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)}{\sigma_{V-A}^{\bar{\nu}}} = 0,42 \pm 0,19.$$

Из формул (5.8.6) и (5.8.7) видно, что 1) если нейтральный ток имеет структуру $V-A$ ($c_- = 0$), то $r = \bar{r}$, и 2) если он является либо чисто векторным (V), либо чисто аксиальным (A) током ($|c_+| = |c_-|$), то $3r = \bar{r}$. Сравнение с экспериментальными результатами (5.8.8) показывает, что ни та, ни другая возможности не осуществляются.

Перейдем к рассмотрению глубоко неупругого рассеяния нейтрино нуклонами, обусловленного нейтральными токами. Гамильтониан взаимодействия определим по аналогии с (5.8.3)

$$H^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_l \gamma_\alpha [a_V + a_A \gamma_5] \nu_l) (\bar{p} \gamma_\alpha [a'_V + a'_A \gamma_5] p + \bar{n} \gamma_\alpha [c'_V + c'_A \gamma_5] n). \quad (5.8.9)$$

Вводя обозначения

$$u_L = \frac{a_V + a_A}{2} \frac{a'_V + a'_A}{2}, \quad u_R = \frac{a_V + a_A}{2} \frac{a'_V - a'_A}{2}, \quad (5.8.10)$$

$$d_L = \frac{a_V + a_A}{2} \frac{c'_V + c'_A}{2}, \quad d_R = \frac{a_V + a_A}{2} \frac{c'_V - c'_A}{2}$$

и отбрасывая несущественные в данном случае вклады кварков λ, p' , приведем гамильтониан к виду (составляющие токов с правым нейтрино ν_l опущены)

$$H^{NC} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_l \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \nu_l \{ u_L \bar{p} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) p + u_R \bar{p} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) p + d_L \bar{n} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) n + d_R \bar{n} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) n \}. \quad (5.8.11)$$

Отнесенное к одному нуклону полное инклюзивное сечение рассеяния нейтрино атомным ядром, содержащим одинаковое число

протонов и нейтронов (изоскалярной мишенью), рассчитанное при помощи партонно-кварковой модели предыдущего параграфа, равно (см., например, [61])

$$\sigma_{NC} \left(\begin{array}{l} \nu_{\mu} \mathcal{N} \rightarrow \nu_{\mu} X \\ \bar{\nu}_{\mu} \mathcal{N} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} X \end{array} \right) = \frac{2G^2 M E_{\nu}}{3\pi} \{ [|u_L|^2 + |d_L|^2 + |u_R|^2 + |d_R|^2] (q + \bar{q}) \pm \pm \frac{1}{2} [|u_L|^2 + |d_L|^2 - |u_R|^2 - |d_R|^2] (q - \bar{q}) \}. \quad (5.8.12)$$

Обозначая полные сечения (5.7.44) $\nu_{\mu} \mathcal{N}$ - и $\bar{\nu}_{\mu} \mathcal{N}$ -рассеяния при взаимодействии заряженных токов символами σ_{CC} , $\bar{\sigma}_{CC}$, а при взаимодействии нейтральных токов — символами σ_{NC} , $\bar{\sigma}_{NC}$, получим

$$|u_L|^2 + |d_L|^2 + |u_R|^2 + |d_R|^2 = \frac{\sigma_{NC} + \bar{\sigma}_{NC}}{\sigma_{CC} + \bar{\sigma}_{CC}} = \frac{R + \bar{R} R_C}{1 + R_C}, \quad (5.8.13a)$$

$$|u_L|^2 + |d_L|^2 - |u_R|^2 - |d_R|^2 = \frac{\sigma_{NC} - \bar{\sigma}_{NC}}{\sigma_{CC} - \bar{\sigma}_{CC}} = \frac{R - \bar{R} R_C}{1 - R_C}, \quad (5.8.13b)$$

где $R = \sigma_{NC}/\sigma_{CC}$, $\bar{R} = \bar{\sigma}_{NC}/\bar{\sigma}_{CC}$, $R_C = \bar{\sigma}_{CC}/\sigma_{CC}$. Используя результаты измерений на большой пузырьковой камере ЦЕРН

$$R = 0,26 \pm 0,04, \quad \bar{R} = 0,39 \pm 0,06, \quad R_C = 0,38 \pm 0,02, \quad (5.8.14)$$

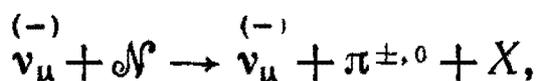
найдем

$$|u_L|^2 + |d_L|^2 + |u_R|^2 + |d_R|^2 \approx 0,29 \pm 0,03,$$

$$|u_L|^2 + |d_L|^2 - |u_R|^2 - |d_R|^2 \approx 0,18 \pm 0,04,$$

откуда видно, что и в случае нейтральных токов кварков не реализуются следующие две возможности: 1) ток имеет структуру $V-A$ ($u_R = d_R = 0$) и 2) ток является либо чисто векторным (V), либо чисто аксиальным (A) ($|u_L|^2 = |u_R|^2$, $|d_L|^2 = |d_R|^2$). Кроме того, из распределения по y известно, что гамильтониан взаимодействия не может быть скалярным и псевдоскалярным.

Опуская детальную аргументацию, заметим, что если кроме указанных выше результатов воспользоваться еще результатами анализа процессов рождения пионов



то можно определить значения всех параметров

$$|u_L|^2 = 0,082 \pm 0,035, \quad |d_L|^2 = 0,158 \pm 0,035,$$

$$|u_R|^2 = 0,055 \pm 0,025, \quad |d_R|^2 = 0,001 \pm 0,025.$$

Привлекая результаты, полученные при изучении упругого рассеяния на протонах и нейтронах и процессов рождения пионов,

можно определить также относительные знаки всех констант связи. В итоге оказывается, что, согласно экспериментальным данным, средние значения рассматриваемых здесь параметров равны [62]

$$\begin{aligned} u_L &= 0,33 \pm 0,07, & u_R &= -0,18 \pm 0,06, \\ d_L &= -0,40 \pm 0,07, & d_R &= 0,0 \pm 0,11. \end{aligned} \quad (5.8.15)$$

Таким образом, феноменологический анализ позволяет определить все константы связи нейтринных процессов.

5.8.2. Калибровочная модель Вайнберга — Салама

По какому закону взаимодействуют нейтральные токи? Поскольку для описания слабых взаимодействий необходимы как заряженные, так и нейтральные токи, приходит на ум аналогия со случаем пион-нуклонного взаимодействия, в котором, как известно, при помощи идеи о зарядовой инвариантности ($SU(2)$ -симметрии) удалось естественно объединить в одном гамильтониане как заряженные (π^\pm), так и нейтральный (π^0) пионы. Поэтому введем новую $SU(2)$ -симметрию, относящуюся к слабым взаимодействиям (ниже мы будем обозначать ее символом $SU(2)_W$), и примем, что они передаются W -бозонами, т. е. будем считать, что в гамильтониане

$$\begin{aligned} H_W &= g_W \{ (\bar{p}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n) W_\alpha^- + (\bar{n}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p) W_\alpha^{(+)} \} = \\ &= g_W \{ j_\alpha^{(+)} W_\alpha^{(-)} + j_\alpha^{(-)} W_\alpha^{(+)} \} \end{aligned}$$

величины $j_\alpha^{(\pm)}$ являются $SU(2)_W$ -векторами (в данном случае $j_\alpha^{(\pm)}$ формально совпадают с обычными $SU(2)$ -векторами). При помощи обозначений $j_\alpha^{(\pm)} = j_\alpha^{(1)} \pm j_\alpha^{(2)}$ ¹⁾ гамильтониан H_W переписывается в виде

$$H_W = \sqrt{2} g_W \{ j_\alpha^{(1)} W_\alpha^{(1)} + j_\alpha^{(2)} W_\alpha^{(2)} \}, \quad (5.8.16)$$

где величины $W_\alpha^{(1)}$ и $W_\alpha^{(2)}$ определены соотношениями

$$W_\alpha^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\alpha^{(1)} \pm i W_\alpha^{(2)}). \quad (5.8.17)$$

Для $SU(2)_W$ -инвариантности слабых взаимодействий недостаточно учесть взаимодействие одних только заряженных токов; к гамильтониану (5.8.16) надо добавить слагаемое $j_\alpha^{(3)} W_\alpha^{(3)}$, содержащее произведение третьих компонент $SU(2)_W$ -вектора (если $W_\alpha^{(\pm)}$ -бозоны уподобить π^\pm -мезонам, то речь идет о слагаемом,

¹⁾ Здесь $j_\alpha^{(i)} = (1/2) \bar{q} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \tau^{(i)} q$, $i=1, 2, 3$.

аналогичном тому члену гамильтониана π - \mathcal{N} -взаимодействия, который содержит поле π^0 -мезона). По аналогии с пион-нуклонным гамильтонианом ток $j_\alpha^{(3)}$ надо записать в виде

$$j_\alpha^{(3)} = \frac{1}{2} (\bar{p}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) p - \bar{n}\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) n). \quad (5.8.18)$$

Таким образом, из требования об $SU(2)_W$ -симметрии следует существование нейтрального W -бозона (соответствующего третьей компоненте $W_\alpha^{(3)}$ W -бозонного поля). Гамильтониан взаимодействия, инвариантный относительно преобразований группы $SU(2)_W$, выражается формулой

$$H_W = \sqrt{2} g_W \{j_\alpha^{(1)} W_\alpha^{(1)} + j_\alpha^{(2)} W_\alpha^{(2)} + j_\alpha^{(3)} W_\alpha^{(3)}\}. \quad (5.8.19)$$

Вайнберг и Салам [63] развили эти соображения дальше, предложив единую теорию слабого и электромагнитного взаимодействий. Электромагнитное взаимодействие p - и n -кварков

$$H_{em} = e \left\{ \frac{1}{2} (\bar{p}\gamma_\alpha p - \bar{n}\gamma_\alpha n) + \frac{1}{6} (\bar{p}\gamma_\alpha p + \bar{n}\gamma_\alpha n) \right\} A_\alpha \quad (5.8.20)$$

не инвариантно относительно преобразований группы $SU(2)_W$, поскольку первый член тока в гамильтониане (5.8.20), так же как и ток (5.8.18), является третьей компонентой $SU(2)_W$ -вектора, а второй член — $SU(2)_W$ -скаляр. Для построения $SU(2)_W$ -инвариантной единой теории, включающей электромагнитное взаимодействие, надо в дополнение к W -бозону (5.8.19) ввести новый нейтральный $SU(2)_W$ -синглетный бозон (соответствующее ему поле будем обозначать B_α) и потребовать, чтобы с этим бозоном взаимодействовал указанный выше $SU(2)_W$ -скалярный ток. Чтобы из такой теории можно было получить гамильтониан электромагнитного взаимодействия (5.8.20), в ней нужно учесть эффект спонтанного нарушения $SU(2)_W$ -симметрии и перемешивание частиц $W_\alpha^{(3)}$ и B_α . Кроме того, в теории должен быть еще один механизм смешивания, так как гамильтониан (5.8.19) имеет структуру $V-A$, а взаимодействие (5.8.20) чисто векторное (типа V). Вводя кроме «слабого» заряда, отвечающего $SU(2)_W$ -спину, «слабый» гиперзаряд (с которым связана группа $U(1)_W$), приходим к теории, инвариантной относительно преобразований группы $SU(2)_W \times U(1)_W$. Обозначая через I_W оператор $SU(2)_W$ -спина, предположим, что в соответствующем унитарном пространстве заряд определяется формулой

$$Q_W = Q = I_{W, 3} + \frac{1}{2} Y_W. \quad (5.8.21)$$

Левые компоненты полей кварков p , n принадлежат I_W -дублету,

а правые — I_W -синглету:

	I_W	$I_{W,3}$	$\frac{1}{2} Y_W$	Q_W	
$L_N = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$	1/2	1/2 -1/2	1/6	2/3 = e_p -1/3 = e_n	дублет (5.8.22)
$R_p = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) p$	0	0	2/3	2/3 = e_p	синг- лет
$R_n = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) n$	0	0	-1/3	-1/3 = e_n	

Лагранжиан $SU(2)_W \times U(1)_W$ -инвариантного взаимодействия определим выражением

$$-i\mathcal{L}_{\text{вз}} = \bar{L}_N \gamma_\alpha \left[g I_W^{(LN)} W_\alpha + g' \frac{1}{2} Y_W^{(LN)} B_\alpha \right] L_N + \\ + g' \left[\bar{R}_p \gamma_\alpha \frac{1}{2} Y_W^{(Rp)} R_p + \bar{R}_n \gamma_\alpha \frac{1}{2} Y_W^{(Rn)} R_n \right] B_\alpha, \quad (5.8.23)$$

где $I_W^{(LN)} = (1/2)\tau$. Нас интересует та часть лагранжиана (5.8.23), которая описывает взаимодействие с нейтральными бозонами:

$$(1/2) g j_\alpha^{(3)} W_\alpha^{(3)} + (1/2) g' \left[\bar{p} \gamma_\alpha \{ (1 + \gamma_5) (1/2) Y_W^{(LN)} + \right. \\ \left. + (1 - \gamma_5) (1/2) Y_W^{(Rp)} \} p + \right. \\ \left. + \bar{n} \gamma_\alpha \{ (1 + \gamma_5) (1/2) Y_W^{(LN)} + (1 - \gamma_5) (1/2) Y_W^{(Rn)} \} n \right] B_\alpha. \quad (5.8.24)$$

Сравнение с формулой (5.8.19) показывает, что

$$g = 2\sqrt{2} g_W. \quad (5.8.25)$$

Если теперь, учитывая эффект «спонтанного нарушения» симметрии, связанный с рассмотренными ниже хиггсовыми бозонами, ввести смешанные состояния

$$A_\alpha = \cos \theta_W \cdot B_\alpha + \sin \theta_W \cdot W_\alpha^{(3)}, \\ Z_\alpha = -\sin \theta_W \cdot B_\alpha + \cos \theta_W \cdot W_\alpha^{(3)} \quad (5.8.26)$$

и предположить, что определяемое лагранжианом (5.8.24) взаимодействие с полем A_α характеризуется константой связи

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \equiv e, \quad (5.8.27)$$

то пропорциональная A_α часть лагранжиана запишется в виде

$$(1/2) e \left[\bar{p} \gamma_\alpha \left\{ (1 + \gamma_5) \left(I_{\overline{W}, 3}^{(L, N)} + \frac{1}{2} Y_{\overline{W}}^{(L, N)} \right) + (1 - \gamma_5) \left(\frac{1}{2} Y_{\overline{W}}^{(R, p)} \right) \right\} p + \right. \\ \left. + \bar{n} \gamma_\alpha \left\{ (1 + \gamma_5) \left(I_{\overline{W}, 3}^{(L, N)} + \frac{1}{2} Y_{\overline{W}}^{(L, N)} \right) + (1 - \gamma_5) \left(\frac{1}{2} Y_{\overline{W}}^{(R, n)} \right) \right\} n \right] A_\alpha = \\ = e [e_p \bar{p} \gamma_\alpha p + e_n \bar{n} \gamma_\alpha n] A_\alpha \equiv e j_\alpha^{(EM)} A_\alpha, \quad (5.8.28)$$

т. е. с учетом определений (5.8.21), (5.8.22) содержит только матрицы $\gamma_\alpha (1 + \gamma_5) + \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) = 2\gamma_\alpha$ и V-ток; иными словами, совпадает с лагранжианом электромагнитного взаимодействия кварков p, n . Аналогично определяется часть лагранжиана, пропорциональная Z_α . Пользуясь формулами (5.8.25) и (5.8.27), находим

$$-i \mathcal{L}_{\text{вз}}^{(Z)} = (1/2) g (\cos \theta_W)^{-1} [j_\alpha^{(3)} - 2 \sin^2 \theta_W j_\alpha^{(EM)}] Z_\alpha, \quad (5.8.29)$$

где $j_\alpha^{(3)}$ — ток (5.8.18), а $j_\alpha^{(EM)}$ — электромагнитный ток, входящий в лагранжиан (5.8.28). Лагранжиан (5.8.29) описывает взаимодействие нейтрального тока в калибровочной модели.

Смешивание (5.8.26) вызывается «спонтанным нарушением симметрии», получившим название механизма Хиггса, и позволяет определить массы частиц W_α^\pm и Z_α . Рассмотрим механизм Хиггса более подробно. Поле W_α , определенное как $SU(2)_W$ -вектор, и поле B_α , на которое действуют только преобразования фазы $U(1)_W$, по предположению характеризуются нулевой массой и при указанных преобразованиях ведут себя как калибровочные поля Янга — Миллса. Введем, кроме того, $SU(2)_W$ -дублетный скалярный бозон φ (хиггсов бозон), характеризуемый квантовыми числами

$$\varphi = (\varphi^+, \varphi^0): I_W = 1/2, \quad Y_W = 1, \quad (5.8.30)$$

и определим для него инвариантный лагранжиан

$$- \mathcal{L}^{(H)} = \frac{1}{2} \left| \left(\partial_\alpha - ig \frac{1}{2} \tau W_\alpha - ig' \frac{1}{2} B_\alpha \right) \varphi \right|^2. \quad (5.8.31)$$

Если в состоянии с минимальной энергией системы вакуумное среднее поля хиггсова бозона не равно нулю:

$$\langle \varphi^0 \rangle_0 \equiv v (\neq 0), \quad (5.8.32)$$

то система самопроизвольно перейдет в это несимметричное состояние и произойдет спонтанное нарушение симметрии. Определим физический вакуум как состояние с минимальной энергией. В этом состоянии откалибруем поле φ таким образом, чтобы компонента φ^+ равнялась нулю:

$$\varphi \rightarrow (0, s + v), \quad \text{где } \langle s \rangle_0 = 0. \quad (5.8.33)$$

Теперь можно определить массы частиц, соответствующих введенным выше полям W_α^\pm и Z_α . Подставляя (5.8.33) в (5.8.31), находим

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}^{(H)} = & \left| \left\{ \partial_\alpha - \frac{i}{2} (gW_\alpha^{(3)} - g'B_\alpha) \right\} s \right|^2 + \\ & + \frac{1}{4} (gv)^2 |W_\alpha^{(1)} + iW_\alpha^{(2)}|^2 + \frac{1}{4} v^2 (gW_\alpha^{(3)} - g'B_\alpha)^2 + \\ & + \frac{1}{2} (gW_\alpha^{(3)} - g'B_\alpha)^2 s + \frac{1}{4} g^2 |W_\alpha^{(1)} + iW_\alpha^{(2)}|^2 (2vs + s^2). \end{aligned} \quad (5.8.34)$$

Пользуясь определением W_α^\pm (5.8.17) и подставляя, согласно (5.8.27), $g'/g = \text{tg } \theta_W$, получаем выражения для квадратов масс

$$\begin{aligned} M_W^2 &= (1/4) (gv)^2, \\ M_Z^2 &= (1/4) (g^2 + g'^2) v^2 = M_W^2 (\cos \theta_W)^{-2}. \end{aligned} \quad (5.8.35)$$

Подставляя сюда (5.4.32), (5.8.25) и соотношение между g и e (5.8.27), имеем окончательно

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W = \frac{e^2}{8(G/\sqrt{2}) \sin^2 \theta_W} \approx \left(\frac{37,3}{\sin \theta_W} \text{ ГэВ} \right)^2. \quad (5.8.36)$$

Ниже мы увидим, что, согласно экспериментальным данным, $\sin^2 \theta_W \approx 0,3$, следовательно, $M_W \approx 60 \sim 70$ ГэВ. Для константы связи взаимодействия (5.8.29) получаем

$$(1/2) g (\cos \theta_W)^{-1} = \sqrt{2} g_W (M_Z/M_W), \quad (5.8.37)$$

откуда следует, что константа связи эффективного четырехфермионного взаимодействия равна $G/\sqrt{2}$ (масса M_Z из этого взаимодействия выпадает). Подытоживая полученные результаты, можно написать

$$H^C = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\alpha^{(+)} \cdot j_\alpha^{(+)\dagger}, \quad H^N = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{1}{2} j_\alpha^{(Z)} \cdot j_\alpha^{(Z)}, \quad (5.8.38)$$

где ток $j_\alpha^{(Z)}$ определяется из условия, что пропорциональный Z_α гамильтониан (5.8.29) записывается в виде $g_W (M_Z/M_W) j_\alpha^{(Z)} Z_\alpha$, иными словами:

$$j_\alpha^{(Z)} = \sqrt{2} (j_\alpha^{(3)} - 2 \sin^2 \theta_W j_\alpha^{(3M)}). \quad (5.8.39)$$

Мы ознакомились с основными представлениями калибровочной модели. Для реального взаимодействия, включающего также и лептоны, можно по аналогии с определением (5.8.22), относящимся только к кваркам p и n , дать следующее определение дублета и синглета:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L; e_R^-, \mu_R^-, \quad (5.8.40)$$

$$\begin{pmatrix} p_c \\ n \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} p'_c \\ \lambda \end{pmatrix}_L; p_{c,R}, p'_{c,R}, n_R, \lambda_R. \quad (5.8.41)$$

Здесь индексы L (R) отмечают левые (правые) компоненты, а

$$\begin{aligned} \rho_c &= \cos \theta_c \cdot \rho - \sin \theta_c \cdot \rho', \\ \rho'_c &= \sin \theta_c \cdot \rho + \cos \theta_c \cdot \rho'. \end{aligned} \quad (5.8.42)$$

Для заряженного тока получаем выражение, по форме совпадающее с (5.4.30), а общее выражение нейтрального тока имеет вид (5.8.39). Его можно записать в форме, соответствующей гамильтонианам взаимодействия (5.8.3) и (5.8.9):

$$\begin{aligned} j_\alpha^{(Z)} &= \bar{v}_e \gamma_\alpha [a_V + a_A \gamma_5] v_e + \bar{e} \gamma_\alpha [c_V + c_A \gamma_5] e + (v_e, e \rightarrow v_\mu, \mu) + \\ &+ \bar{p} \gamma_\alpha [a'_V + a'_A \gamma_5] p + \bar{n} \gamma_\alpha [c'_V + c'_A \gamma_5] n + (p, n \rightarrow p', \lambda). \end{aligned} \quad (5.8.43)$$

Значения появляющихся здесь констант связи указаны в табл. 5.7.

Таблица 5.7

Константы связи нейтральных токов в калибровочной модели ($x \equiv \sin^2 \theta_W$)

Ток	Константы связи	Калибровочная модель (Вайнберг — Салам)
$(\bar{v}_e v_e), (\bar{v}_\mu v_\mu)$	a_V a_A	$1/\sqrt{2}$ $1/\sqrt{2}$
$(\bar{e}e), (\bar{\mu}\mu)$	c_V c_A	$(1/\sqrt{2}) (-1+4x)$ $-1/\sqrt{2}$
$(\bar{p}p), (\bar{p}'p')$	a'_V a'_A	$(1/\sqrt{2}) (1-(8/3)x)$ $1/\sqrt{2}$
$(\bar{n}n), (\bar{\lambda}\lambda)$	c'_V c'_A	$(1/\sqrt{2}) (-1+(4/3)x)$ $-1/\sqrt{2}$
формула (5.8.10)	u_L u_R d_L d_R	$1/2 - (2/3)x$ $-(2/3)x$ $-1/2 + (1/3)x$ $(1/3)x$

Рассчитывая в калибровочной модели величины (5.8.8) и (5.8.14) (для которых известны экспериментальные значения), получаем, что все они зависят от одного параметра x :

$$\begin{aligned} r &= \frac{1}{4} - x + \frac{4}{3} x^2, & \bar{r} &= \frac{1}{4} + x + \frac{4}{3} x^2, \\ R &= \frac{1}{2} - x + \frac{20}{27} x^2, & \bar{R} &= \frac{1}{2} - x + \frac{20}{9} x^2 \end{aligned} \quad (5.8.44)$$

(при расчете величин R, \bar{R} в партонно-кварковой модели предыдущего раздела приближенно принято $\bar{q}=0$). Оказывается, что вся

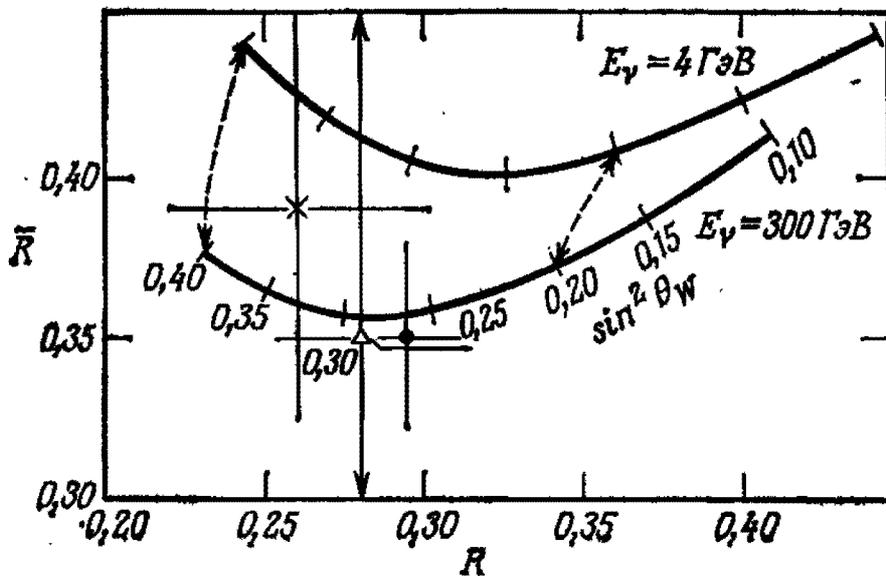


Рис. 5.22. Сравнение результатов, получаемых в калибровочной модели, с экспериментальными данными для R, \bar{R} . При построении теоретических кривых учтен эффект нарушения скейлинга. E_ν — энергия нейтрино.

совокупность экспериментальных значений (5.8.8), (5.8.14) воспроизводится довольно хорошо, если принять

$$x = \sin^2 \theta_W \approx 0,2 - 0,3$$

(рис. 5.22) [64]. Это значение x хорошо согласуется с определенными по упругому рассеянию и из процессов рождения пионов экспериментальными значениями констант связи (5.8.15).

Взаимодействие нейтральных токов (включающих электромагнитный ток) P -неинвариантно, поэтому можно ожидать, что в процессах с участием электронов проявится эффект несохранения четности. В Стенфордском центре линейных ускорителей были проведены опыты по рассеянию поляризованных электронов на дейтонах или ядрах водорода, показавшие, что для электронов, поляризованных в направлении движения и в противоположном направлении, полные сечения рассеяния различаются. Этот эффект объясняется несохранением четности. Сравнение разностей сечений, вычисленных при помощи калибровочной модели и оп-

ределенных экспериментально, дало значение [65]

$$\sin^2 \theta_w = 0,20 \pm 0,03, \quad (5.8.45)$$

хорошо согласующееся со значением этой величины, определенным из нейтринных экспериментов. Таким образом, можно сказать, что калибровочная модель Вайнберга — Салама подтверждена экспериментально.

5.8.3. Модели со многими ароматами и калибровочная теория

Из калибровочной теории слабых взаимодействий следуют различные выводы о свойствах элементарных частиц. Например, в начале данного параграфа говорилось об отсутствии (или крайней слабости) нейтральных токов с $\Delta S=1$. Спрашивается, что можно сказать об этом, исходя из $SU(2)_W \times U(1)_W$ -калибровочной теории? В случае модели с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование) в общее выражение (5.8.39) для нейтрального тока вносят вклад дублеты $(p_c, n)_L, (p'_c, \lambda)_L$ (5.8.41) (напомним, что для $j_\alpha^{(эм)} \Delta S=0$). Учитывая формулы (5.8.42), находим, что ток

$$j_\alpha^{(3)} \sim \bar{p}_c p_c - \bar{n} n + \bar{p}'_c p'_c - \bar{\lambda} \lambda = \bar{p} p - \bar{n} n + \bar{p}' p' - \bar{\lambda} \lambda \quad (5.8.46)$$

сохраняет все квантовые числа аромата. В случае (5.8.42) перемешаны кварки p, p' , но если, не изменяя поля кварков p и p' , перемешать кварки n, λ , то заряженный ток приобретет такую же структуру, как нейтральный, и формула (5.8.46) останется в силе; в итоге получается, что при любом допустимом способе смешивания для нейтрального тока $\Delta S = \Delta C = 0$. Если же, отбросив кварк p' , перейти к модели с тремя ароматами, то в дублете $(p, \cos \theta_c \cdot n + \sin \theta_c \cdot \lambda)_L$ сохранится член с $\Delta S=1$. Следовательно, отсутствие нейтральных токов с $\Delta S=1$ можно рассматривать как подтверждение эффективности калибровочной модели с очарованным кварком.

Выше уже говорилось, что важная для построения теории слабых взаимодействий идея о перемешивании фундаментальных составляющих использована также при формулировке принципа барион-лептонной симметрии. Эта плодотворная идея допускает дальнейшее обобщение: можно принять, что при смешивании происходит произвольное комплексное унитарное преобразование полей частиц. Если его фаза физически наблюдаема, то оно может оказаться причиной нарушения CP -инвариантности. Посмотрим, как ведет себя такая фаза в калибровочной модели. Пусть до смешивания имеется N кварковых дублетов $(p_0, n_0), (p'_0, n'_0), \dots, (p_0^{(N)}, n_0^{(N)})$. Соответствующий заряженный ток

$$j_\alpha = (\bar{p}_0 v_\alpha n_0) + (\bar{p}'_0 v_\alpha n'_0) + \dots + (\bar{p}_0^{(N)} v_\alpha n_0^{(N)})$$

не содержит фазы. Будем считать, что смешивание полей ($p_0, p'_0, \dots, p_0^{(N)}$) осуществляется при помощи N -мерной унитарной матрицы $U(N)$. Ее элементы определяются N^2 независимыми параметрами, среди которых $N(N-1)/2$ относятся к вещественным ортогональным составляющим, а $N(N+1)/2$ имеют смысл фаз. Поскольку при всех взаимодействиях, отличных от взаимодействия заряженных токов, тип кварков (аромат) не изменяется, произвольные преобразования фаз полей кварков

$$p_0^{(a)} \rightarrow e^{i\delta_a} p_0^{(a)}, \quad n_0^{(b)} \rightarrow e^{i\delta_b} n_0^{(b)}$$

не приводят к наблюдаемым физическим эффектам. Число независимых ненаблюдаемых фаз равно $2N-1$ (одна фаза общая). Вычитая их из общего числа независимых фаз, получаем

$$\frac{1}{2} N(N+1) - (2N-1) = \frac{1}{2} (N-1)(N-2). \quad (5.8.47)$$

В модели с четырьмя ароматами ($N=2$) наблюдаемых фаз нет. При $N=3$ (модель с шестью ароматами) наблюдаемой может быть одна фаза. Поэтому, добавляя к (p, n) , (p', λ) дублет кварков (t, b) , рассмотрим калибровочную модель с шестью ароматами

$$\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} p' \\ \lambda \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L; p_R, n_R, p'_R, \lambda_R, t_R, b_R, \quad (5.8.48)$$

в которой после смешивания кварков (при помощи вышеуказанной матрицы $U(3)$) заряженный ток записывается в следующем общем виде:

$$j_\alpha = (\bar{p}, \bar{n}, \bar{t}) \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} v_\alpha \begin{pmatrix} n \\ \lambda \\ b \end{pmatrix} \quad (5.8.49)$$

Здесь использованы обозначения $c_i \equiv \cos \theta_i$, $s_i \equiv \sin \theta_i$ и т. п., где $\theta_c = \theta_1, \theta_2, \theta_3$, δ — угловые переменные. CP -инвариантность нарушается за счет фазы δ . Изложенные соображения принадлежат Кобаяши и Маскава, а ток (5.8.49) получил название тока Кобаяши — Маскавы [66]. Надо отметить, что предложенный Кобаяши и Маскавой механизм не является единственно возможным механизмом нарушения CP -инвариантности. Например, CP -инвариантность нарушается при взаимодействии Хиггса, при смешивании нескольких W -бозонов и т. п. Но в связи с открытием в последнее время (см. гл. 6) резонанса Υ и «тяжелых» лептонов со всей остротой встал вопрос о выходе за рамки модели с четырьмя ароматами. Какая схема позволит дать окончательное описание лептонов и кварков, покажет будущее.

В литературе, посвященной калибровочным теориям с различными наборами фундаментальных составляющих, оживленно обсуждается условие «перенормируемости». Является ли в действительности современная теория слабых взаимодействий полностью перенормируемой или нет — вопрос не формальный: он тесно связан с вопросом о пределах применимости теории поля. В общем виде решить его сложно, но в частном случае калибровочных моделей слабых взаимодействий, основанных на использовании калибровочных полей Янга — Миллса, перенормируемость теории доказать удастся. Теория заведомо перенормируема, если в ней удовлетворено тождество Уорда — Такахаши; в простейшем случае это теории с калибровочными группами [67]

$$SU(2), SO(N) (N = 5, 7, 8, \dots), Sp(2N) (N = 3, 4, \dots), \\ G(2), F(4), E(7), E(8). \quad (5.8.50)$$

Калибровочная группа Вайнберга — Салама $SU(2)_W \times U(1)_W$ не принадлежит к классу (5.8.50), но можно доказать, что их теория перенормируема, если сумма зарядов лептонов и кварков равна нулю [68]:

$$\sum (Q_{\text{кварк}} + Q_{\text{лептон}}) = 0. \quad (5.8.51)$$

Доказана также перенормируемость «симметричной относительно замены левого на правое» и «векторно-подобной» моделей. В частности, при учете цветовых степеней свободы кварков, равенство (5.8.51) выполняется в современных моделях, удовлетворяющих условию кварк-лептонной симметрии, что указывает на взаимосвязь между лептонами и кварками.

5.8.4. Модели фундаментальных составляющих и слабые взаимодействия

Итак, мы видели, что исследования слабых взаимодействий перешли с адронного на кварковый уровень и открылась новая неожиданная область взаимных согласований разных взаимодействий. По существу, в данной главе речь шла об изучении фундаментальных свойств слабых взаимодействий; вполне возможно, что в будущем на этом пути произойдет переход на еще более глубокий субкварковый уровень.

Что указывает на возможность такого перехода на более глубокий уровень? В качестве одного из симптомов мы рассмотрим здесь упоминавшуюся в § 5.4 «кварк-лептонную симметрию». Впервые указание на такую симметрию получено при рассмотрении структуры заряженных токов; в несколько более широком смысле идея о кварк-лептонном соответствии трактуется в калибровочной модели (5.8.40), (5.8.41). Но наиболее прямое выражение

идеи о кварк-лептонной симметрии дает модель, рассматривающая кварки как составные частицы, образованные из лептонов и бозонов \mathbf{b} — носителей цветовых степеней свободы:

$$(\text{кварки}) \rightarrow \begin{cases} \mathbf{b}: & \text{сильные взаимодействия,} \\ \text{лептоны:} & \text{слабые взаимодействия,} \end{cases}$$

и декларирующая, что носителями слабых взаимодействий являются только лептоны (см. (5.4.26)). Правда, если бы эта модель была верна в своем первоначальном виде, то условию кварк-лептонной симметрии удовлетворял бы нейтральный ток, иными словами, для констант связи тока $j_{\alpha}^{(Z)}$ (5.8.43) выполнялись бы равенства¹⁾

$$a_V = a'_V, \quad a_A = a'_A, \quad c_V = c'_V, \quad c_A = c'_A. \quad (5.8.52)$$

Из табл. 5.7 видно, что в калибровочной модели этим условиям удовлетворяют константы связи аксиального тока A и не удовлетворяют (при $x \neq 0$) константы связи V -тока. Несоблюдение равенств (5.8.52) объясняется наличием у бозона \mathbf{b} электрического заряда, благодаря которому он, кроме электромагнитного взаимодействия, должен иметь в калибровочной модели также и взаимодействие с нейтральным током. Иными словами, бозон \mathbf{b} должен взаимодействовать не только сильно, но и слабо, в частности в модели с калибровочной группой $SU(2)_W \times U(1)_W$ ему надо приписать квантовые числа [70]

$$\mathbf{b}: \quad I_W = 0, \quad Y_W = \frac{4}{3} \quad \left(Q = \frac{2}{3} \right). \quad (5.8.53)$$

Если это сделать, то окажется, что кварки взаимодействуют с лептонами как составные частицы; в пределе нулевого переданного импульса $q^2 \rightarrow 0$ рассмотренная модель переходит в обычную калибровочную теорию кварков.

Предлагается также ввести специальные субчастицы — носители цветовых степеней свободы кварков. По аналогии с моделью Сакаты, в которой были введены фундаментальные частицы P , N , Λ — носители степеней свободы изоспина и странности, вводят субкварки — носители таких степеней свободы кварков, как барионное число, аромат и цвет [71]

$$q = (\chi_0 \xi \eta). \quad (5.8.54)$$

Субкварк χ_0 несет барионное число, а субкварки ξ и η — носители аромата и цвета — получили название «флейворон» и «колорон». При таком подходе вопрос о взаимосвязи с лептонами

¹⁾ При выполнении условий (5.8.52), величины (5.8.8), (5.8.14) удовлетворяют неравенствам $\bar{R} - R \geq \bar{r} - r \geq 0$ [69], в то время как в калибровочной модели имеют место обратные неравенства $\bar{r} - r \geq \bar{R} - R \geq 0$.

отодвигается на следующий план. Все, о чем здесь говорилось, пока не выходит за рамки предположений, но можно думать, что по мере дальнейшего развития исследований слабых взаимодействий интерес к проблеме субкварков будет возрастать.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Lee T. D., Yang C. N.*, Phys. Rev., **104**, 254 (1956).
2. *Gershtein S. S., Zel'dovich Ia. B.*, Soviet Phys. JETP, **2**, 576 (1956);
Gell-Mann M., Phys. Rev., **111**, 362 (1958).
3. *Wu C. S.*, Rev. Mod. Phys., **36**, 618 (1964).
4. *Kobayashi T. et al.*, Prog. Theor. Phys., **35**, 528 (1966).
5. *Goldberger M. L., Treiman S. B.*, Phys. Rev., **110**, 1178 (1958).
6. *Nambu Y.*, Phys. Rev. Letters, **4**, 380 (1960);
Gell-Mann M., Lévy M., Nuovo Cimento, **16**, 705 (1960).
7. *Adler S. L.*, Phys. Rev., **140**, B 736 (1965);
Weisberger W. I., Phys. Rev., **143**, 1302 (1966).
8. *Nambu Y., Jona-Lasino G.*, Phys. Rev., **122**, 345 (1961);
Goldstone J., Nuovo Cimento, **19**, 154 (1961).
9. *Gell-Mann M., Lévy M.*, Nuovo Cimento, **16**, 705 (1960).
10. *Callan C. G., Treiman S. B.*, Phys. Rev. Letters, **16**, 153 (1966);
Suzuki M., Phys. Rev. Letters, **16**, 212 (1966);
Mathur V. S., Okubo S., Pandit L. K., Phys. Rev. Letters, **16**, 371 (1966).
11. *Cabibbo N.*, Phys. Rev. Letters, **10**, 531 (1963).
12. *Lee T. D. et al.*, Phys. Rev., **75**, 905 (1949);
Ogawa S., Prog. Theor. Phys., **15**, 487 (1956).
13. *Feynman R. P., Gell-Mann M.*, Phys. Rev., **109**, 193 (1958).
14. *Gamba A., Marshak R. E., Okubo S.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **45**, 881 (1959).
15. *Maki Z., Nakagawa M., Ohnuki Y., Sakata S.*, Prog. Theor. Phys., **23**, 1174 (1960).
16. *Katayama Y., Matumoto K., Tanaka S., Yamada E.*, Prog. Theor. Phys., **28**, 675 (1962);
Maki Z., Nakagawa M., Sakata S., Prog. Theor. Phys., **28**, 870 (1962);
17. *Иоффе Б. Л., Шабалин Е. П.*, Ядерная физика, **6**, 603 (1968).
18. *Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.*; Phys. Rev., **D2**, 1285 (1970).
19. *Gell-Mann M., Pais A.*, Phys. Rev., **97**, 1387 (1955).
20. *Hayashi T., Nakagawa M.*, Prog. Theor. Phys., **35**, 515 (1966).
21. *Gell-Mann M., Pais A.*, Proc. Glasgow Conf., 1954, p. 342.
22. *Arndt R. A., Roper L. D.*, Phys. Rev., **D11**, 2471 (1975).
23. *Ikeda M., Miyachi Y., Ogawa S.*, Prog. Theor. Phys., **24**, 569 (1960); **25**, 121 (1961);
Nakagawa M., Prog. Theor. Phys., **45**, 1990 (1971).
24. *Hayashi T., Nakagawa M., Nitto H., Ogawa S.*, Prog. Theor. Phys., **49**, 351 (1973); **52**, 636 (1974).
25. *Sugawara H.*, Prog. Theor. Phys., **31**, 213 (1964);
Lee B. W., Phys. Rev. Letters, **12**, 83 (1964).
26. *Cabibbo N.*, Phys. Rev. Letters, **10**, 531 (1963).
27. *Itabashi K.*, Phys. Rev., **136**, B 221 (1964);
Matumoto K., Nakagawa M., Ohnuki Y., Prog. Theor. Phys., **32**, 668 (1964).
28. *Hara Y.*, Phys. Rev. Letters, **12**, 378 (1964).
29. *Suzuki M.*, Phys. Rev. Letters, **15**, 986 (1965);
Sugawara H., Phys. Rev. Letters, **15**, 870 (1965).
30. *Itzykson C., Jacob M.*, Nuovo Cimento, **48A**, 655 (1967).
31. *Gronau M.*, Phys. Rev. Letters, **28**, 188 (1972); Phys. Rev., **D5**, 118 (1972).

32. *Hirano M., Fujii K., Terasawa O.*, Prog. Theor. Phys., **40**, 114 (1968).
33. *Altarelli G., Cabibbo N., Maiani L.*, Phys. Letters, **57B**, 277 (1975);
Iwasaki Y., Phys. Rev. Letters, **34**, 1405 (1975).
34. *Kobayashi M., Nakagawa M., Nitto H.*, Prog. Theor. Phys., **47**, 982 (1972).
35. *Ито Д., Фудзую К.*, Сорюсирон кэнкю, **24**, 245 (1961); **24**, 331 (1961).
36. *Nakagawa M., Trofimenkoff N. N.*, Nuovo Cimento, **52A**, 961 (1967); Nucl. Phys., **B5**, 93 (1968);
Chan F. C., Nuovo Cimento, **45A**, 236 (1966);
Ohba I., Prog. Theor. Phys., **37**, 1245 (1967).
37. *Kawarabayashi K., Kitakado S.*, Phys. Rev. Letters **23**, 440 (1969); E, **23**, 1007 (1969);
Nussinov S., Rosner J. L., Phys. Rev. Letters, **23**, 1264 (1969).
38. *Fritzch H., Minkowski P.*, Phys. Letters, **61B**, 275 (1976).
39. *Abe Y., Fujii K.*, Lett. Nuovo Cimento, **19**, 373 (1977);
Abe Y., Sato K., Prog. Theor. Phys., **58**, 1322 (1977).
40. *Fujii K., Nagai H.*, Prog. Theor. Phys., **31**, 157 (1964);
Fujii K., Katuya M., Okubo S., Tamura S., Prog. Theor. Phys., **49**, 975 (1973);
Kingsley R. L., Phys. Letters, **40b**, 387 (1972).
41. *Miura K., Minamikawa T.*, Prog. Theor. Phys., **38**, 954, (1967);
Pati J. C., Woo C. H., Phys. Rev., **D3**, 1173 (1971).
42. *Nakagawa M., Trofimenkoff N. N.*, Nuovo Cimento, **50**, 657 (1967).
43. *Schmid C.*, Phys. Letters, **66B**, 353 (1977);
Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B. R., Phys. Rev., **D15**, 1341 (1977);
Donoghue J. F., Golowich E., Phys. Letters, **69B**, 437 (1977);
Leyaouanc A. et al., Phys. Letters, **72B**, 53 (1977).
44. *Ishida S., Nakamura K., Oda M.*, Prog. Theor. Phys., **47**, 304 (1972).
45. *Gaillard M. K., Lee B. W.*, Phys. Rev. Letters, **33**, 108 (1974);
Altarelli G., Maiani L., Phys. Letters, **52B**, 351 (1974);
Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V., Nucl. Phys., **B100**, 313 (1975);
Wilczek F. A. et al., Phys. Rev., **D12**, 2768 (1975).
46. *Iwasaki Y.*, Phys. Rev. Letters, **34**, 1407 (1975).
47. *Ishida S. et al.*, Prog. Theor. Phys., **47**, 304 (1972).
48. *Iwata K. et al.*, Prog. Theor. Phys., **13**, 19 (1955);
Ogawa S., Prog. Theor. Phys., **15**, 487 (1956).
49. *Lee T. D., Oehme R., Yang C. N.*, Phys. Rev., **106**, 340 (1957);
Sachs R. G., Annals of Phys., **22**, 239 (1963); Phys. Rev., **129**, 2280 (1963).
50. *Wu T. T., Yang C. N.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 340 (1957).
51. *Wolfenstein L.*, Phys. Rev. Letters, **13**, 562 (1964).
52. *Bjorken J. D.*, Phys. Rev., **179**, 1547 (1969).
53. *Feynman R. P.*, Phys. Rev. Letters, **23**, 1415 (1969);
Bjorken J. D., Paschos E. A., Phys. Rev., **185**, 1975 (1969).
54. *Callan C. G., Gross D. J.*, Phys. Rev. Letters, **22**, 156 (1969).
55. *Lipkin H. J.*, Phys. Rev. Letters, **28**, 63 (1972).
56. *Barish B. C. et al.*, Phys. Rev. Letters, **39**, 1595 (1977).
57. *Buras A. J.*, Nucl. Phys., **B125**, 125 (1977).
58. *Buras A. J., Gaemers K. J. F.*, Phys. Letters, **71B**, 106 (1977); Nucl. Phys., **B132**, 249 (1978).
59. *Matumoto K.*, Prog. Theor. Phys., **47**, 1975 (1972);
Chanowitz M. S., Drell S. D., Phys. Rev. Letters, **30**, 807 (1973); Phys. Rev., **D9**, 2078 (1974);
Matumoto K., Tajima T., Prog. Theor. Phys., **52**, 741 (1974); **59**, 1775, 1777, 1779 (1978).
60. *Hayashi T. et al.*, Prog. Theor. Phys., **45**, 1356 (1971).
61. *Cordes J. G., Kiang D., Tsai S. Y.*, Phys. Rev., **D11**, 81 (1975).
62. *Hung P. Q., Sakurai J. J.*, Phys. Letters, **72B**, 208 (1977);
Abbott L. F., Barnett R. M., Phys. Rev. Letters, **40**, 1303 (1978).

63. *Weinberg S.*, Phys. Rev. Letters, **19**, 1264 (1967); **27**, 1688 (1972);
Salam A., *Ward J. C.*, Phys. Letters, **13**, 168 (1964);
Salam A., Proc. of 8th Nobel Symposium (ed. by N. Svartholm), Almqvist and Wiksel, 1968, p. 367.
64. *Buras A. J. et al.*, Phys. Letters, **71B**, 106 (1977).
65. *Prescott C. Y. et al.*, Phys. Letters, **77B**, 347 (1978).
66. *Kobayashi M.*, *Masukawa T.*, Prog. Theor. Phys., **49**, 652 (1973).
67. *Georgi H.*, *Glashow S. L.*, Phys. Rev., **D6**, 429 (1972).
68. *Bouchiat C. et al.*, Phys. Letters, **38B**, 519 (1972).
69. *Nakagawa M.*, Prog. Theor. Phys., **53**, 1883 (1975).
70. *Nakagawa M.*, *Takasu M.*, Prog. Theor. Phys., **59**, 548 (1978).
71. *Matumoto K.*, Prog. Theor. Phys., **52**, 1973 (1974);
Pati J. C., *Salam A.*, IC/75/106 (preprint);
Kitazoe T., *Hemmi S.*, Prog. Theor. Phys., **55**, 981 (1976);
Terasawa H., Phys. Rev., **D16**, 2373 (1977).
72. *Amati D. et al.*, Nuovo Cimento, **34**, 1732 (1964).

НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ И НОВЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ

Предыдущие главы содержат обзор моделей физики элементарных частиц и некоторые теоретические предсказания, основанные на этих моделях. В 1970-х годах, по мере ввода в строй новых ускорителей, развернулись экспериментальные исследования, подтвердившие ряд теоретических предсказаний. Шедевром явилось открытие очарованных частиц ¹⁾, представление о которых зародилось в связи с исследованием нейтральных токов в слабых взаимодействиях. Экспериментальные успехи не только показали правильность идей, позволивших предсказать существование очарованных частиц, но и стимулировали дальнейшие теоретические исследования, вновь допускающие опытную проверку. В настоящей главе мы ознакомимся с прогрессом в этой области за последние несколько лет и рассмотрим перспективы развития физики элементарных частиц

§ 6.1. Открытие очарованных частиц

6.1.1. Путь к новым частицам

В 1970 г., пользуясь новыми фотопластинками, допускающими особо точную регистрацию следов элементарных частиц, Ниу и др. обнаружили в космических лучах трек, показанный на рис. 6.1 [1]. На этом рисунке изображено следующее событие. Нейтральная частица с энергией 10 ТэВ или несколько выше, интерпретируемая как нейтрон, столкнувшись в точке *O* фотопластинки с атомным ядром, образовала струйный ливень (т. е., произвела множественную генерацию высокоэнергичных вторичных частиц; ливень на рисунке не показан). След *ОВВ'* одной из заряженных частиц ливня имеет в точке *B* резкий излом. В точке излома трека родился π^0 -мезон с импульсом, равным изменению импульса заряженной частицы, и тут же распался на два фотона, породившие электронно-фотонную лавину. Таким образом, со-

¹⁾ Термин «очарованные» авторы применяют для обозначения частиц как с явным, так и со скрытым очарованием. Во втором случае очарованный кварк входит в комбинации со своим антикварком.— *Прим. ред.*

бытия, связанные с треком OBV' , можно интерпретировать как рождение в точке O заряженной частицы X , которая в точке B распадается на другую заряженную частицу x и нейтральный пион:



Анализ законов сохранения энергии и импульса показал, что обсуждаемый распад не может быть распадом обычной странной частицы. Для времени жизни частицы X получена оценка несколько единиц на 10^{-14} с. Было высказано предположение, что частица X характеризуется новым квантовым числом, отличающимся от странности [2].

Таким образом, естественно считать, что частица X содержит четвертый кварк p' (гл. 5), т. е. является очарованной частицей. Подобно странным частицам, она рождается в сильном взаимодействии. В гл. 4 мы видели, что сохранение квантовых чисел в сильных взаимодействиях равносильно сохранению числа кварков, которым эти квантовые числа сопоставлены; следовательно, одновременно с рождением частицы X должен родиться другой очарованный адрон. В связи с этим обратим внимание на показанную на рис. 6.1 заряженную частицу C , родившуюся одновременно

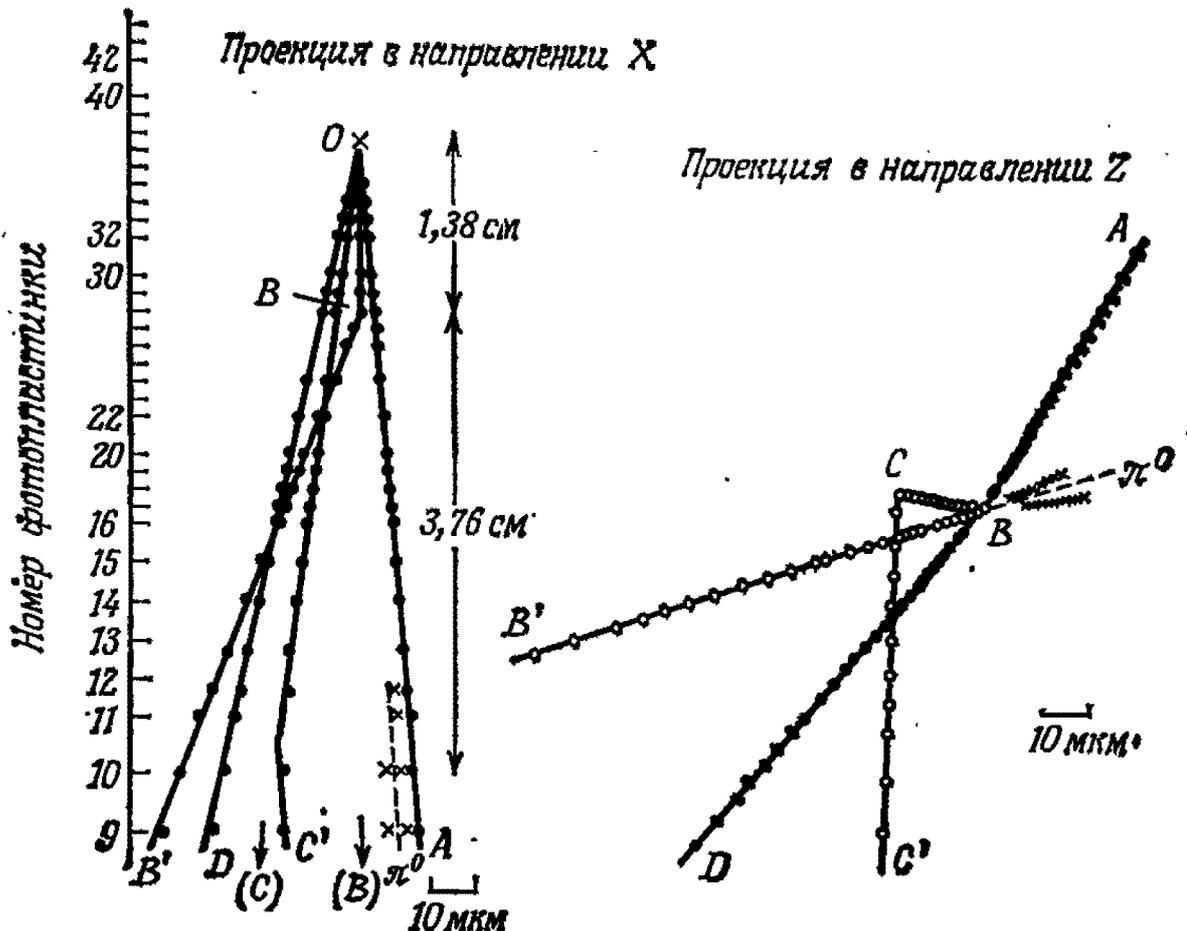


Рис. 6.1. Прорисовка трека «частицы Ниу» [1]. Показаны следы на фотопластинках, оставляемые частицами, вылетающими вперед из точки O , в которой образовалась струя. Трек «новой» частицы — траектория OB . На проекции в направлении Z показан вид вдоль луча OB .

обнаружили одну и ту же векторную частицу (способную превращаться в виртуальный гамма-квант). В дальнейшем мы будем обозначать ее символом ψ .

Остановимся подробнее на свойствах частицы ψ . В зависимости сечения от энергии она проявляется как резонанс, ширина

которого Γ по соотношению неопределенности имеет порядок \hbar/τ , где τ — время жизни частицы ψ . Полученное в Стенфорде значение $\Gamma \sim 70$ кэВ гораздо больше ширины слабых распадов и крайне мало по сравнению с ширинами сильных резонансов (например $\Gamma_{\rho \rightarrow 2\pi} = 152$ МэВ). Поэтому частицу ψ трудно уложить в обычные адронные рамки. Заметим, что если энергия электрон-позитронной пары равна энергии покоя ψ , то происходит интерференция приводящих к одному и тому же конечному состоянию (электрон-позитронная пара) процессов, идущих через виртуальный фотон (см. диаграммы рис. 6.2, *в* и *г*) и через промежуточную ψ -частицу (диаграмма рис. 6.2, *б*). То же относится к случаю, когда в конечном состоянии имеется пара $\mu^- \mu^+$, но в этом случае диаграмма рис. 6.2, *г* не вносит вклада. В наличии интерференции

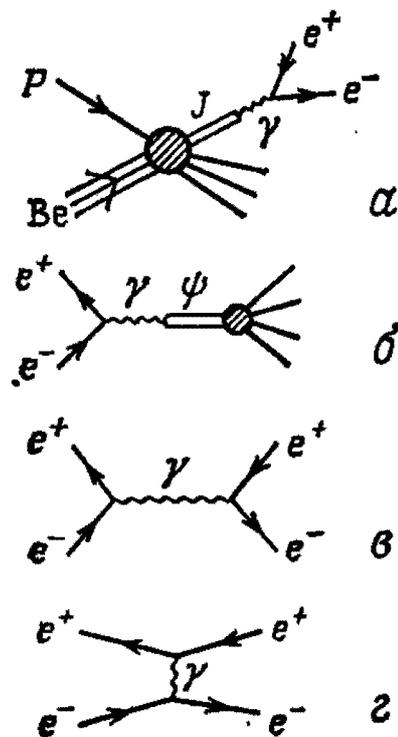


Рис. 6.2.

можно убедиться, рассматривая отношение сечений, показанное на рис. 6.3. Оказывается, что при энергиях ниже энергии резонанса в сечении σ_{ee} происходит интерференция с усилением, откуда следует, что для частицы ψ $J^{PC} = 1^{--}$.

Верно ли, что частица ψ участвует только в электромагнитном взаимодействии? Этот вопрос можно решить, изучая каналы ее распада. Оказывается, что распады на электрон-позитронную и мюон-антимюонную пары равновероятны, что не противоречит предположению об электромагнитной природе взаимодействия частицы ψ . Но лептонные распады составляют лишь 14% от общего числа распадов частицы ψ , которая в основном распадается на адроны. Выяснено, что распады $\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\psi \rightarrow K^+ K^-$ идут с вероятностью, на один-два порядка меньшей вероятности распадов $\psi \rightarrow \rho \rho$ или $\psi \rightarrow K \bar{K}^*$. Этот факт можно объяснить, допустив, что ψ принадлежит $SU(3)$ -синглету и имеет квантовые числа $I=Y=0$, $J^{PC} = 1^{--}$. В самом деле, в $SU(3)$ -теории сильных взаимодействий распад $SU(3)$ -синглетного состояния на два псевдоскалярных мезона запрещен, а распад на один псевдоскалярный и один векторный мезоны разрешен. Таким образом, адронные распады ψ -частицы регулируются правилами отбора, которые можно понять только на основе теории сильных взаимодействий и которые

выполняются достаточно точно (не удовлетворяющие им амплитуды распада сильно подавлены). Следовательно, частицы ψ участвуют также и в сильных взаимодействиях.

Приведенные соображения указывают на то, что частицу ψ надо считать составной системой $(p'\bar{p}')$, где p' — очарованный кварк (четвертый кварк модели с четырьмя ароматами). При таком подходе подавление сильных распадов ψ -частицы (большое

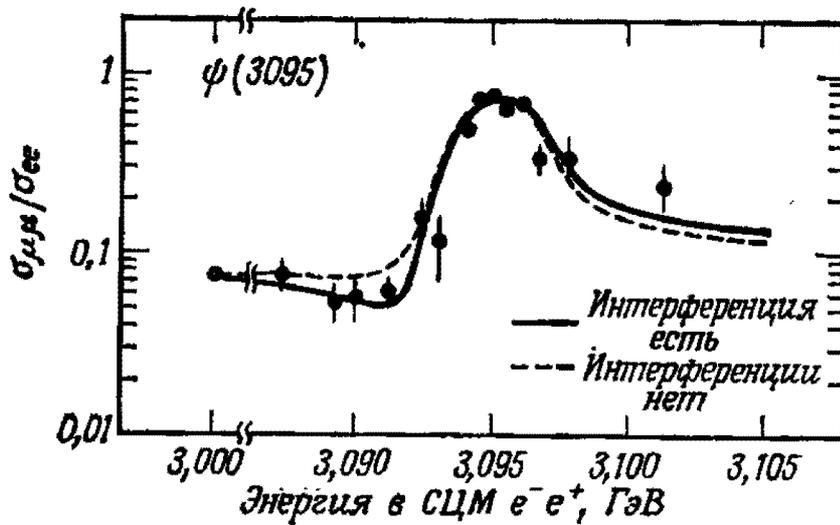
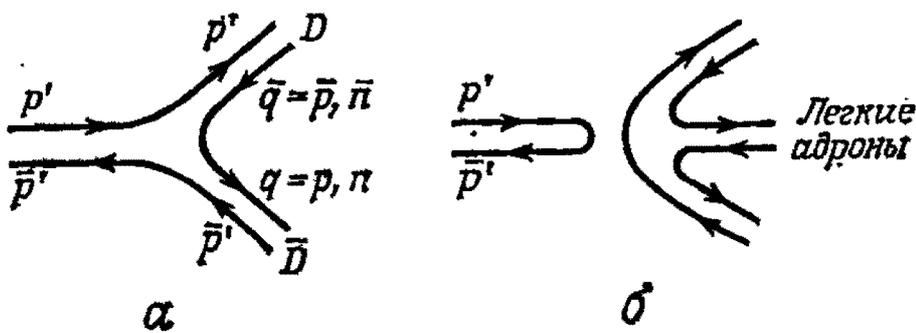


Рис. 6.3.

время жизни) объясняется правилом ОЦИ: если массы очарованных адронов, содержащих кварки p' или \bar{p}' , больше половины массы ψ , то превращения, разрешенные правилом ОЦИ, запрещены из энергетических соображений, а разрешенные энергетически

Рис. 6.4. α — превращение, разрешенное правилом ОЦИ; σ — превращение, запрещенное правилом ОЦИ.

распады ψ на более легкие адроны, составленные только из кварков p, n, λ , запрещены правилом ОЦИ (рис. 6.4). После обнаружения частицы ψ по ее поводу выдвигались самые разнообразные гипотезы, например, предлагалось считать ее W -бозоном, векторным мезоном с цветовыми степенями свободы, экзотическим адроном и т. п. Но развитие экспериментальных исследований опровергло все эти гипотезы, и в настоящее время общепризнана точка зрения, что ψ — очарованный адрон.

§ 6.2. Модель с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование)

6.2.1. Мультиплеты и энергетические уровни

Если к трем кваркам p, n, λ (см. гл. 3) добавить четвертый кварк p' , то прежде всего оказывается, что должны существовать содержащие p' мезоны $(p'\bar{p}), (p'\bar{n}), (p'\bar{\lambda})$ и их античастицы. Среди них есть сравнительно легкие частицы, соответствующие состояниям $J^P=0^-$ и 1^- . В табл. 6.1 приведены экспериментальные

Таблица 6.1

Очарованные мезоны [4]

Структура	Изоспин I	Электрический заряд Q	Символ частицы (масса, МэВ)	
			$J^P=0^-$	$J^P=1^-$
$(p'\bar{p})$	1/2	0	$D^0 (1863,1 \pm 0,9)$	$D^{*0} (2006 \pm 1,5)$
$(p'\bar{n})$	1/2	+	$D^+ (1868,3 \pm 0,9)$	$D^+ (2008,6 \pm 1,0)$
$(p'\bar{\lambda})$	0	+	$F^+ (2030 \pm 60)$	$F^{*+} (2140 \pm 60)$
$(p'\bar{p}')$	0	0	$\eta_c (2978 \pm 8)$	$\psi (3097 \pm 1)$

значения масс этих мезонов (включая ψ). Существование частицы η_c находится пока под небольшим сомнением, но в общем все ожидаемые в модели с четырьмя ароматами мезоны (находящиеся в S-состояниях) наблюдались экспериментально, и правильность модели можно считать доказанной.

Из табл. 6.1 видно, что составные системы, содержащие кварк p' , заметно тяжелее систем, составленных из одних только кварков p, n, λ . В гл. 3 при выводе хорошо подтверждаемых экспериментально массовых формул Окубо (3.1.47) мы предположили, что теория приближенно $SU(3)$ -симметрична, а затем учли в первом порядке теории возмущений эффект нарушения этой симметрии за счет странности. В связи с большим различием масс кварка p' и остальных кварков возникает сомнение, можно ли повторить такой же прием, но теперь уже с приближенной $SU(4)$ -симметрией. Тем не менее, мы все же попробуем сделать все возможные выводы из той точки зрения, что в рамках механики составных систем и теории сильных взаимодействий все кварки имеют одинаковые свойства, т. е. введем приближенную $SU(4)$ -симметрию.

В соответствии с разложением на $SU(4)$ -неприводимые представления $4^* \otimes 4 = 15 \oplus 1$, мезоны должны быть распределены по 15-плету и синглету. Состояния псевдоскалярных мезонов, при-

надлежащих 15-плету, определяются формулой, обобщающей формулу (3.1.35):

$$(M_{\beta}^{\alpha}) = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_{15}}{\sqrt{12}} & \pi^+ & K^+ & D^0 \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_{15}}{\sqrt{12}} & K^0 & D^- \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_{15}}{\sqrt{12}} & F^- \\ \bar{D}^0 & D^+ & F^+ & -\frac{3\eta_{15}}{\sqrt{12}} \end{pmatrix}. \quad (6.2.1)$$

Здесь

$$\eta_{15} = \frac{1}{\sqrt{12}} |p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda} - 3p'\bar{p}'\rangle. \quad (6.2.2)$$

В действительности за счет нарушения симметрии образуется смесь состояний η_8 , η_{15} и $SU(4)$ -синглета

$$\eta_1 = \frac{1}{2} |p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda} + p'\bar{p}'\rangle \quad (6.2.3)$$

и реализуются состояния η (549), η' (976) и η_c (2978), причем состояние η_c очень близко к $|p'\bar{p}'\rangle$.

В рамках $SU(4)$ -симметрии векторные мезоны распределены по синглету и 15-плету, а с учетом ее нарушения они группируются в 16-плет, аналогичный нонету (3.1.60):

$$(V_{\beta}^{\alpha}) = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} & D^{*0} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & K^{*0} & D^{*-} \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} & \varphi & F^{*-} \\ \bar{D}^{*0} & D^{*+} & F^{*+} & \psi \end{pmatrix}. \quad (6.2.4)$$

Чтобы найти соотношение между массами мезонов, надо к массовым членам мезонного лагранжиана (3.1.37) или (3.1.61) добавить члены

$$\frac{1}{2} \delta m_{\rho}^2 (M_{\beta}^4 M_{\alpha}^{\beta} + M_{\alpha}^4 M_{\beta}^{\alpha}) \text{ или } \frac{1}{2} \delta m_{\rho}^2 (V_{\beta}^4 V_{\alpha}^{\beta} + V_{\alpha}^4 V_{\beta}^{\alpha}), \quad (6.2.5)$$

Таблица 6.2

Очарованные барионы [4]

Спин	$SU(4)$	$SU(3)$	$G=n_{p'}$	I	Структура	Символ	Масса, ГэВ
$1/2^+$	$20'$	3	1	0	$p'pn$	A_1^+ (или Λ_c)	2,25
				$1/2$	$p'p\lambda, p'n\lambda$	$A_2^{+,0}$	2,48
		6	1	1	$p'rp, p'pn, p'np$	$B_3^{+,+,0}$ (или Σ_c)	2,92
				$1/2$	$p'p\lambda, p'n\lambda$	$B_2^{+,0}$	3,11
				0	$p'\lambda\lambda$	B_1^0	3,30
3	2	$1/2$	$p'p'r, p'p'n$	$C_2^{+,+,+}$ (или Ξ_c)	3,90		
		0	$p'p'\lambda$	C_1^+	4,15		
		8	0		Обычные октетные адроны \mathcal{N}^* , Λ , Σ , Ξ		
$3/2^+$	20	6	1	1	$p'rp, p'pn, p'np$	$B_3^{*+,+,0}$ (или Σ_c^*)	2,43 (входное значение)
				$1/2$	$p'p\lambda, p'n\lambda$	$B_2^{*+,0}$	2,58
				0	$p'\lambda\lambda$	B_1^{*0}	2,73
		3	2	$1/2$	$p'p'r, p'p'n$	$C_2^{*+,+,+}$ (или Ξ_c^*)	3,62
				1	$p'p'\lambda$	C_1^{*+}	3,77
1	3	0	$p'p'r'$	Ω_c	4,84		
		10	0		Обычные декуплетные адроны Δ , Σ^* , Ξ^* , Ω		

энергии расположен уровень ${}^3P_{2,1,0}$ и уровни состояний с возбуждением радиального движения $2{}^3S_1$ и $2{}^1S_0$; они тоже обнаружены экспериментально (табл. 6.3 и рис. 6.5). Скорейшему обнаружению этих уровней способствовало то, что многие из них проявляются как узкие относительно стабильные резонансы. Узость

Таблица 6.3

Энергетические уровни чармония [4]

Символ	Масса, ГэВ	J^{PC}	Примечание
η_c	2,978	0^{-+}	$1{}^1S_0$
ψ	3,097	1^{--}	$1{}^3S_1$
χ	3,410	0^{++}	3P_0
P_c, χ	3,510	1^{++}	3P_1
χ	3,550	2^{++}	3P_2
ψ'	3,684	1^{--}	$2{}^3S_1$

ружению этих уровней способствовало то, что многие из них проявляются как узкие относительно стабильные резонансы. Узость

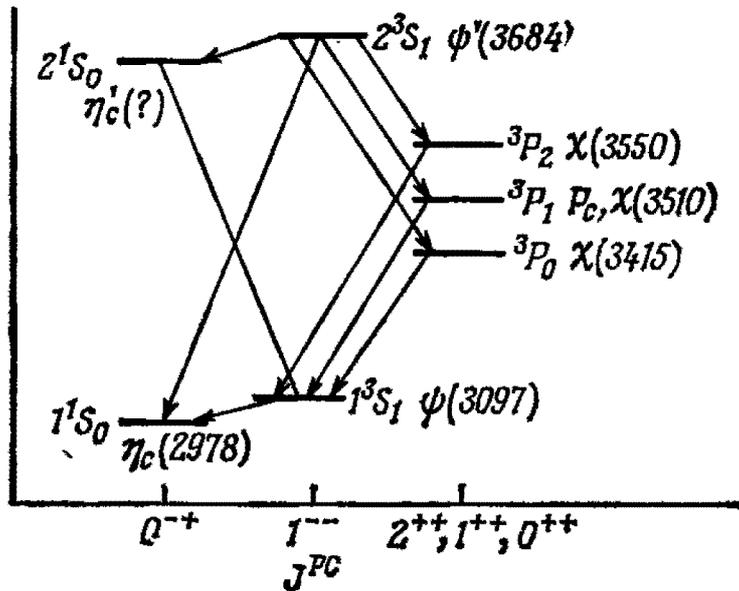


Рис. 6.5. Энергетические уровни чармония.

резонансов объяснили правилом ОЦИ, продемонстрировав тем самым его эффективность. Например, ширины состояний ψ' и ψ'' , наблюдаемых в e^-e^+ -соударениях при энергиях в СЦМ $\sqrt{s}=3,68$ и $3,77$ ГэВ, равны соответственно 250 кэВ и 24 ± 5 МэВ; различие ширин в данном случае объясняется следующим образом: распад состояния ψ'' на мезоны D и \bar{D} разрешен правилом ОЦИ (рис. 6.4, а), а аналогичный распад ψ' запрещен энергетически (рис. 6.4, б). Вообще говоря, для распадов чармония, разрешенных правилом ОЦИ, при переходе к более высоким уровням (увеличении массы) увеличивается фазовый объем в конечном состоянии

и как следствие растет ширина, благодаря чему уровни становятся очень размытыми и труднонаблюдаемыми. В этом причина сложности идентификации высоких энергетических уровней двухчастичных систем, например в последовательности состояний ρ , ρ' , ρ'' , ...

Остановимся на расчете энергетических уровней чармония в КХД (гл. 4). Ввиду массивности очарованного кварка применимо нерелятивистское приближение. На малом расстоянии r между ρ' и $\bar{\rho}'$ (в области больших передаваемых импульсов) потенциал взаимодействия аппроксимируется потенциалом обмена одним глюоном $V_{\text{оог}}$, так как ввиду асимптотической свободы кварков можно воспользоваться первым порядком теории возмущений, а на большом расстоянии действует получаемый выходом за рамки теории возмущений потенциал удержания кварков $V_{\text{удерж}}$. Поэтому принимают, что взаимодействие частиц в системе $\rho'\bar{\rho}'$ описывается центрально-симметричным потенциалом $V_c(r)$, например потенциалом [5]

$$V_c(r) = \begin{cases} V_{\text{оог}} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} & (r < r_1), \\ v \ln(r/r_0) & (r_1 < r < r_2), \\ V_{\text{удерж}} = r/(2\pi\alpha') & (r > r_2). \end{cases} \quad (6.2.7)$$

Выражение для потенциала $V_{\text{удерж}}$, прямо пропорциональное r , получается в модели струны (см. § 4.6; α' — наклон траектории Редже). В формуле (6.2.7) множитель $\alpha_s = g_c^2/4\pi$ соответствует постоянной тонкой структуры квантовой электродинамики $\alpha = e^2/4\pi$, коэффициент $-4/3$ происходит от собственных значений операторов Казимира группы $SU(3)_c$ ¹⁾ (см. § 3.2.6), а выражение $v \ln(r/r_0)$ обеспечивает интерполяционный переход между $V_{\text{оог}}$ и $V_{\text{удерж}}$; параметры v , r_0 , r_1 , и r_2 определяются условиями гладкого сшивания. Если при расчете уровней чармония принять

$$\alpha_s \approx 0,3, \quad \alpha' \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$$

и учесть в $V_{\text{оог}}$ спин-спиновые силы, возникающие за счет цветовых моментов кварков (аналогичных магнитным моментам электродинамики), и LS -взаимодействие, то получающиеся расчетные значения масс хорошо согласуются с данными табл. 6.3.

Механизм сильных распадов чармония отличается от механизма распада обычных адронных резонансов. Рассмотрим в качестве примера распад частицы ψ . Процесс $\psi \rightarrow e^-e^+$, обратный процессу рождения ψ -частицы при столкновении электронов с позитро-

¹⁾ Выражение для $V_{\text{оог}}$ напоминает закон Кулона, но надо иметь в виду, что вследствие нарушения скейлинга на малых расстояниях (при больших передаваемых импульсах) эффективная константа связи $\alpha_s \sim 1/\ln r$ при $r \rightarrow 0$,

нами, идет через аннигиляцию пары $p'\bar{p}'$ в виртуальный фотон, который в свою очередь рождает пару e^-e^+ (рис. 6.6, а). Вероятность распада $V \rightarrow e^-e^+$ векторного мезона определяется формулой

$$\Gamma_{ee} = 16\pi\alpha^2 Q_q^2 |\psi(0)|^2 / m_V^2, \quad (6.2.8)$$

где eQ_q — заряд кварков, составляющих нейтральный векторный мезон $V = \bar{q}q$ с массой m_V , а $\psi(0)$ — значение волновой функции системы $\bar{q}q$ в начале координат. Экспериментальные значения Γ_{ee} для мезонов ρ , ω , ϕ и ψ зависят от Q_q^2 , но практически не

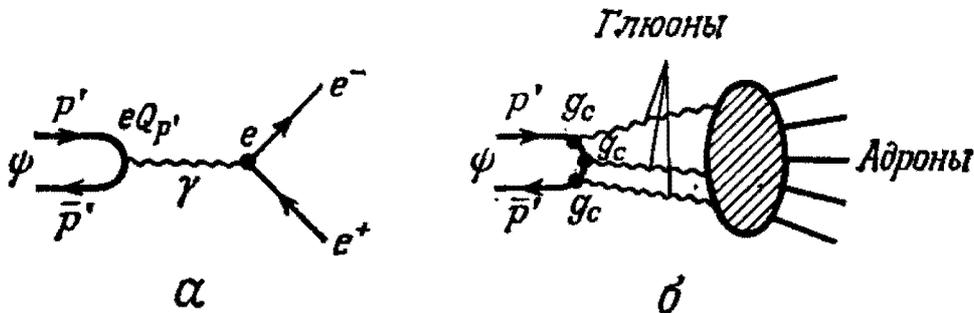


Рис. 6.6. Распад частицы ψ .

зависят от m_V ; следовательно, $|\psi(0)|^2 \sim m_q^2$, так как $m_V \approx 2m_q$. Учитывая, что при $V \sim r^n$ $|\psi(0)|^2 \sim m_q^{3/(2+n)}$, получаем $n \approx -1/2$, т. е., приходим к потенциалу, почти совпадающему с пропорциональным α_s потенциалом (6.2.7), вычисленным в предположении асимптотической свободы кварков. Рассмотрим теперь адронные распады ψ . Полагая

$$|\psi\rangle = \varepsilon_p |p\bar{p}\rangle + \varepsilon_n |n\bar{n}\rangle + \varepsilon_\lambda |\lambda\bar{\lambda}\rangle + \varepsilon_{p'} |p'\bar{p}'\rangle$$

и пользуясь массовыми формулами (3.1.61) и (4.5.6), получаем, что коэффициенты $\varepsilon_p, \varepsilon_n, \varepsilon_\lambda$ имеют порядок 10^{-2} , а $\varepsilon_{p'} \approx 1$. Поэтому адронные распады ψ , разрешенные правилом ОЦИ (рис. 6.4, а) сильно подавлены и приобретают значение распады, описываемые диаграммами типа диаграммы рис. 6.4, б, которые могут идти только за счет нарушения правила ОЦИ. В низшем порядке теории возмущений пара $p'\bar{p}'$ аннигилирует с испусканием трех глюонов (рис. 6.6, б), так как глюоны — векторные частицы, принадлежащие 8_c -плету. Вероятность распада $V \rightarrow 3$ глюона дается формулой

$$\Gamma_{3g} = \frac{10(\pi^2 - 9)}{81\pi} \alpha_s^2 16\pi \frac{|\psi(0)|^2}{m_V^2} = \frac{10(\pi^2 - 9)}{81\pi} \frac{\alpha^3}{\alpha^2 Q_q^2} \Gamma_{ee}$$

Поскольку глюоны, рождая пары кварков, превращаются в адроны, величину Γ_{3g} можно приравнять экспериментальному значению $\Gamma_{\text{адроны}} = 58 \pm 12$ кэВ и, пользуясь экспериментальным значе-

нием $\Gamma_{ee} = 4,8 \pm 0,6$ кэВ, оценить величину α_s . Получаем $\alpha_s \approx 0,2$, что в общем согласуется со значением этого параметра, определенным из расчета энергетических уровней чармония.

6.2.3. Слабые взаимодействия очарованных частиц

Еще один важный способ проверки модели с четырьмя ароматами — изучение слабых взаимодействий очарованных частиц. В табл. 6.4 приведены характеристики процессов превращения

Таблица 6.4

Характеристики взаимодействий, изменяющих квантовое число очарование

Взаимодействие	ΔI	$\frac{\Delta S}{\Delta C} \left(= -\frac{\Delta n_\lambda}{\Delta n_{p'}} \right)$	Угловой множитель
$(\bar{\lambda} p') (\bar{\nu}_l l)$	0	+1	$\cos \theta_C$
$(\bar{n} p') (\bar{\nu}_l l)$	1/2	0	$-\sin \theta_C$
—	—	-1	запрет
$(\bar{p} n) (\bar{\lambda} p')$	1	+1	$\cos^2 \theta_C$
$(\bar{p} n) (\bar{n} p')$	1/2, 3/2	0	$-\sin \theta_C \cos \theta_C$
$(\bar{p} \lambda) (\bar{\lambda} p')$	1/2	0	$\sin \theta_C \cos \theta_C$
$(\bar{p} \lambda) (\bar{n} p')$	0, 1	-1	$\sin^2 \theta_C$

очарованного кварка в другие кварки за счет слабых взаимодействий (переходы с $\Delta C = \pm 1$) в случае, когда гамильтониан слабого взаимодействия имеет вид (ток) \times (ток) и ток определяется формулой (5.4.30). Из таблицы видно, что рассматриваемые слабые процессы характеризуются очень специфическими правилами отбора. Например, процессы с изменением квантовых чисел $\Delta S/\Delta C = +1$ идут легко, так как их амплитуды пропорциональны $\cos \theta_C$ (лептонные переходы) или $\cos^2 \theta_C$ (нелептонные переходы), а при $\Delta S/\Delta C = -1$ переходы либо вообще запрещены, либо очень затруднены, так как их амплитуды пропорциональны $\sin^2 \theta_C$. Как будет видно ниже, эти правила отбора хорошо выполняются, что является сильным аргументом в пользу модели с очарованным кварком.

Рождение очарованных частиц в нейтринных процессах. Выше (при обсуждении опытов Ниу и др.) было указано, что время жизни частиц с массой 2—3 ГэВ, распадающихся за счет универсаль-

ного слабого взаимодействия, порядка 10^{-12} — 10^{-13} с. Поэтому непосредственное наблюдение треков слабо распадающихся очарованных частиц в ядерных фотопластинках, пузырьковых и искровых камерах затруднено. Возможность применить другие методы регистрации, отличные от фотопластинок и т. п., дают нейтринные эксперименты, в которых очарованные частицы рождаются, а затем распадаются за счет слабых взаимодействий, т. е. наблюдаются процессы нового типа, внешне похожие на эффекты высокого порядка по слабому взаимодействию.

С л у ч а й $\Delta S/\Delta Q = -1$. В предыдущей главе мы видели, что при лептонных распадах странных частиц хорошо выполняется правило $\Delta S/\Delta Q = +1$ (5.4.18), явившееся одним из важных тестов при проверке модели Сакаты и модели кварков. Однако если последовательность процессов

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p', \quad p' \rightarrow \lambda + \bar{n} + p, \quad (6.2.9)$$

сопровождающих рождение очарованного кварка, рассмотреть как один процесс, т. е. сравнить n в начальном состоянии с $\lambda + \bar{n} + p$ в конечном состоянии, то дело будет выглядеть так, как будто бы происходит взаимодействие с $\Delta S/\Delta Q = -1$. Согласно табл. 6.5, относительная вероятность такого процесса по порядку

Таблица 6.5

Рождение очарованного кварка в нейтринных процессах

Кварковый процесс	Угловой множитель	Структурная функция
$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p'$	$\sin^2 \theta_c$	$q(x)$
$\nu_\mu + \lambda \rightarrow \mu^- + p'$	$\cos^2 \theta_c$	$q_\lambda(x)$
$\bar{\nu}_\mu + \bar{n} \rightarrow \mu^+ + \bar{p}'$	$\sin^2 \theta_c$	$\bar{q}(x)$
$\bar{\nu}_\mu + \bar{\lambda} \rightarrow \mu^+ + \bar{p}'$	$\cos^2 \theta_c$	$\bar{q}_\lambda(x)$

величины равна

$$\frac{\sigma(\nu_\mu \mathcal{N}' \rightarrow \mu^- X; \Delta S/\Delta Q = -1)}{\sigma(\nu_\mu \mathcal{N}' \rightarrow \mu^- \text{ все каналы})} \approx \left(\operatorname{tg}^2 \theta_c + \frac{\bar{q}}{q} \right) \approx 0,1 B, \quad (6.2.10)$$

где B — относительная вероятность канала распада с очарованной частицей X в конечном состоянии (расчет в партонной модели, ср. (5.7.46)).

На важность процессов с $\Delta S/\Delta Q = -1$ для нейтринных экспериментов обращено внимание еще до открытия очарованной ча-

в конечном состоянии образуется два мюона: μ^- рождается одновременно с p' , а μ^+ образуется при распаде p' . Комбинированные процессы рождения и распада, записанные без указания промежуточных состояний, имеют вид

$$\begin{aligned} \nu_\mu + \mathcal{N} &\rightarrow \text{“}\mu^- \text{”} + \mu^+ + X, \\ \bar{\nu}_\mu + \mathcal{N} &\rightarrow \text{“}\mu^+ \text{”} + \mu^- + X, \end{aligned} \quad (6.2.14)$$

где частица “ μ ” образована непосредственно налетающим нейтрино ν_μ , а второй мюон образуется при распаде очарованного кварка. В нейтринных процессах при высокой энергии мюон “ μ ” вылетает вперед (в направлении падающих ν_μ) и имеет гораздо большую, чем второй мюон, энергию, что позволяет экспериментаторам различать частицы “ μ ” и μ^1).

Сечение рождения двух мюонов при образовании очарованного кварка можно рассчитать при помощи рассмотренной в предыдущей главе партонной модели. Возможные каналы рождения p' указаны в табл. 6.5, где $q(x)$, $\bar{q}(x)$ — функции распределения, определенные формулами (5.7.40), а $q_\lambda(x)$ — аналогичные функции для кварка λ . Если принять $q_\lambda = \bar{q}_\lambda \approx \bar{q}$ ($SU(3)$ -инвариантность), то для инклюзивных сечений рождения очарованных кварков получим формулы

$$\left. \frac{d^2\sigma^{(\nu)}}{dx dy} \right|_{\text{очарование}} \approx \sigma_0 \{ \sin^2 \theta_C q(x) + \cos^2 \theta_C \bar{q}(x) \}, \quad (6.2.15)$$

$$\left. \frac{d^2\sigma^{(\bar{\nu})}}{dx dy} \right|_{\text{очарование}} \approx \sigma_0 \{ \sin^2 \theta_C \bar{q}(x) + \cos^2 \theta_C q(x) \}, \quad (6.2.16)$$

где $\sigma_0 = G^2 M E_\nu / \pi$. При $\bar{q} \ll q$ для относительной частоты рождения двух мюонов (отнесенной к сечению обычных процессов (5.7.44)) находим

$$\frac{\sigma^{(\nu)}(\text{“}\mu^- \text{”}, \mu^+)}{\sigma^{(\nu)}(\mu^-)} \approx \frac{(\sin^2 \theta_C \cdot q + \cos^2 \theta_C \cdot \bar{q}) B_\mu}{\cos^2 \theta_C \cdot q} = \left(\text{tg}^2 \theta_C + \frac{\bar{q}}{q} \right) B_\mu, \quad (6.2.17)$$

$$\frac{\sigma^{(\bar{\nu})}(\text{“}\mu^+ \text{”}, \mu^-)}{\sigma^{(\bar{\nu})}(\mu^+)} \approx \frac{(\sin^2 \theta_C \cdot \bar{q} + \cos^2 \theta_C \cdot q) B_\mu}{(1/3) \cos^2 \theta_C \cdot q} \approx 3 \frac{\bar{q}}{q} B_\mu, \quad (6.2.18)$$

где B_μ — относительная вероятность мю-распада очарованного кварка, рожденного в нейтринном процессе. При $B_\mu \approx 10\%$ для первой из указанных частот ожидается значение $(6\% + 5\%) \cdot 10\% \approx 1\%$, а для второй $3(5\%) \cdot 10\% \approx 1,5\%$. Согласно экспериментальным данным, полученным в Калифорнийском технологическом

¹⁾ Если существует тяжелый нейтральный лептон M^0 , то два мюона могут рождаться в комбинированном процессе $\nu_\mu + \mathcal{N} \rightarrow M^0 + X$, $M^0 \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu_\mu$, но такие события пока не наблюдались экспериментально.

институте, первая частота равна $(0,8 \pm 0,5)\%$, а вторая $(1,4 \pm \pm 0,7)\%$, что следует признать неплохим совпадением (по порядку величины). Приведенное значение B_μ практически совпадает со значением, определенным из данных по рождению очарованных частиц в e^-e^+ -столкновениях.

Произведено также сравнение зависимостей дифференциальных сечений от x для двухмюонных и обычных процессов. Согласно формулам (5.7.42), (5.7.43), при $y \approx 1$ для обычных процессов

$$d\sigma^{(\nu)}(\mu^-) \approx \sigma_0 q(x), \quad d\sigma^{(\bar{\nu})}(\mu^+) \approx \sigma_0 \bar{q}(x), \quad (6.2.19)$$

а для средних значений x (в этой области y) получаем $\langle x \rangle^{(\nu)}(\mu^-) \approx 0,22$, $\langle x \rangle^{(\bar{\nu})}(\mu^+) \approx 0,12$. Оказывается, что соотношения между экспериментально определенными дифференциальными сечениями двухмюонных и обычных процессов точно соответствуют соотношению между расчетными дифференциальными сечениями (6.2.15), (6.2.16) и (6.2.19). Для средних значений находим

$$\langle x \rangle^{(\nu)}(\mu^-\mu^+) = 0,24 \pm 0,01, \quad \langle x \rangle^{(\bar{\nu})}(\mu^+\mu^-) = 0,15 \pm 0,02.$$

Таким образом, в случае $(\mu^-\mu^+)$ вклады $q(x)$ и $\bar{q}(x)$ сравнимы по величине, а в случае $(\mu^+\mu^-)$ основной вклад вносит $\bar{q}(x)$.

Распады очарованных частиц. Как видно из табл. 6.4, распады очарованных частиц дают богатый материал для экспериментальной проверки модели с четвертым кварком p' , в которой ток определен формулой (5.4.30). В частности, хотя распады D -мезонов не подчинены никаким особым правилам отбора, согласно табл. 6.4, следует ожидать, что

$$r_2 = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \text{ или } K^+K^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)} \approx \text{tg}^2 \theta_c \approx 6\%,$$

$$r_3 = \frac{\Gamma(D^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)} \approx \text{tg}^4 \theta_c \approx 0,3\%. \quad (6.2.20)$$

Экспериментальные значения этих отношений удовлетворяют неравенствам $r_2 < 7\%$, $r_3 < 5\%$ [8]. Тем самым схема с очарованным кварком получает еще одно подтверждение.

Распады очарованных частиц дают также новые сведения, важные для теории нелептонных слабых взаимодействий (§ 5.5). Сначала рассмотрим проблему усиления, возникшую в связи с изучением распадов каонов (см. (5.5.8)). Возникает ли аналогичная проблема в связи с распадами очарованных частиц? Для ориентировки в вопросе рассмотрим распады D -частиц. Заметим, что экспериментальное значение относительной вероятности лептонных распадов

$$B(D \rightarrow \mu \text{ или } e + X) \approx 10\% \quad (6.2.21)$$

намного превышает аналогичное значение для странных частиц

(менее 0,1%). Для согласования расчетного значения вероятности лептонного распада

$$\Gamma(D \rightarrow \mu \text{ или } e + X) \approx (0,5 \sim 1,0) \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \quad (6.2.22)$$

с экспериментальными данными о соотношении каналов распада надо принять, что полная вероятность распада

$$\Gamma_{\text{полн}}(D) \approx (1 - 2) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}. \quad (6.2.23)$$

Если предположить, что матричный элемент D -распада равен матричному элементу K -распада с учетом усиления, то для полной вероятности D -распада получим выражение

$$\Gamma_{\text{полн}}(D^0) \approx \left[\frac{1}{2} \Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\pi) \right] \cdot \text{ctg}^2 \theta_c \cdot E \cdot S \cdot F^{-1}. \quad (6.2.24)$$

Экспериментальное значение первого сомножителя равно $0,6 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Подставляя коэффициент увеличения фазового объема $E \approx 60$, коэффициент ослабления за счет учета форм-фактора $S \approx 1/10$ и экспериментальное значение относительной вероятности распада $D^0 \rightarrow \bar{K}\pi$ $F \approx (2 \sim 4)\%$, получаем для величины $\Gamma_{\text{полн}}(D^0)$ значение $(1 - 3) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, на порядок превосходящее ее оценку (6.2.23), полученную из вероятности лептонных распадов. Проведенные оценки, конечно, весьма предположительны, но тем не менее их, вероятно, можно рассматривать как указание на отсутствие в случае D -распадов резкого усиления, имеющего место при распадах каонов. Аналогичные оценки можно сделать в рамках КХД (разд. 5.5.6).

Новые проблемы возникают, по-видимому, также в связи с формулировкой правил отбора при распадах D -мезонов. В разд. 5.5.5 мы видели, что в $SU(4)$ -теории гамильтониан нелептонного взаимодействия содержит слагаемые $[20'']$ и $[84]$ и для обоснования правил отбора $\Delta I = 1/2$ и октетных надо потребовать, чтобы $[20''] \gg [84]$. Содержащиеся в слагаемом $[20'']$ члены гамильтониана, изменяющие квантовое число очарование ($\Delta C = \pm 1$), определяются представлением $6 \oplus 6^*$ подгруппы $SU(3)$ (см. (5.5.51) и (5.5.80)); следовательно, при нарушении $SU(4)$ -симметрии и сохранении $SU(3)$ -симметрии для обоснования указанных правил отбора достаточно рассмотреть переходы, определяемые слагаемым гамильтониана $6 \oplus 6^*$. Поскольку D^{+0} - и F^+ -мезоны принадлежат $SU(3)$ -триплетам, возникающие после распадов конечные состояния относятся к представлениям $6 \otimes 3 = 8 \oplus 10$ группы $SU(3)$. В то же время состояния двух одинаковых октетных мезонов принадлежат мультиплетам $1 \oplus 8 \oplus 27$. Следовательно, если разрешенными считать распады, амплитуды которых содержат макси-

мальный угловой множитель ($\cos^2 \theta_C$), то распады D^+ надо признать запрещенными, так как их конечные состояния имеют $I_3 = 3/2$ и принадлежат только 27-плету, а распады частиц D^0, F^+ — разрешенными. Получающиеся таким образом результаты приведены в табл. 6.6. Но экспериментальные данные

$$\frac{B(D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+)}{B(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} = \frac{(1,5 \pm 0,6)\%}{(3,5 \pm 0,9)\%},$$

$$\frac{B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}{B(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-)} = \frac{(2,2 \pm 0,6)\%}{(3,5 \pm 1,1)\%}$$

показывают, что распады $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$ ничем не выделены, иными словами, эксперимент указывает на то, что по крайней мере в случае двухчастичных распадов D -мезонов $SU(3)$ -теория не очень

Таблица 6.6

Переходы, определяемые $\cos^2 \theta_C$ и 6

Распад	Переход 6
$D^+ \rightarrow P_S + P_S, V + V$ $\rightarrow 3 P_S, V + P_S$	запрещен разрешен
$D^0, F^+ \rightarrow$ все каналы	разрешен

эффективна. Полный запрет нелептонных распадов D^+ -мезонов с амплитудой, пропорциональной $\cos^2 \theta_C$, следует также из применения к этим мезонам правила отбора $\Delta n_T = 0$ (5.5.16), которое заменяет правило $\Delta I = 1/2$. Поскольку распады частицы D^0 разрешены, следует ожидать, что между временами жизни D^+ - и D^0 -мезонов имеет место соотношение [9]

$$\tau(D^+) > \tau(D^0). \quad (6.2.25)$$

§ 6.3. Недавно открытые частицы

По мере развития ускорительной техники и прогресса экспериментальных исследований обнаруживалось существование все новых частиц. В их открытии важную роль сыграли эксперименты с e^-e^+ -соударениями, поэтому мы еще раз рассмотрим эти процессы.

6.3.1. Эксперименты с e^-e^+ -столкновениями

При столкновениях электронов с позитронами возможны, например, следующие процессы:

$$e^- + e^+ \rightarrow \begin{cases} e^- + e^+ & (\text{упругое рассеяние}), \\ \mu^- + \mu^+ & (\text{рождение мюон-антимюонных пар}), \\ \text{частицы } h & (\text{множественная генерация адронов}), \\ \text{частицы } l \text{ и } h & (\text{множественная генерация лептонов и адронов}), \\ \dots \end{cases} \quad (6.3.1)$$

О первых двух из этих процессов мы говорили немного в § 6.2; они идут через виртуальный фотон согласно диаграммам рис. 6.2.

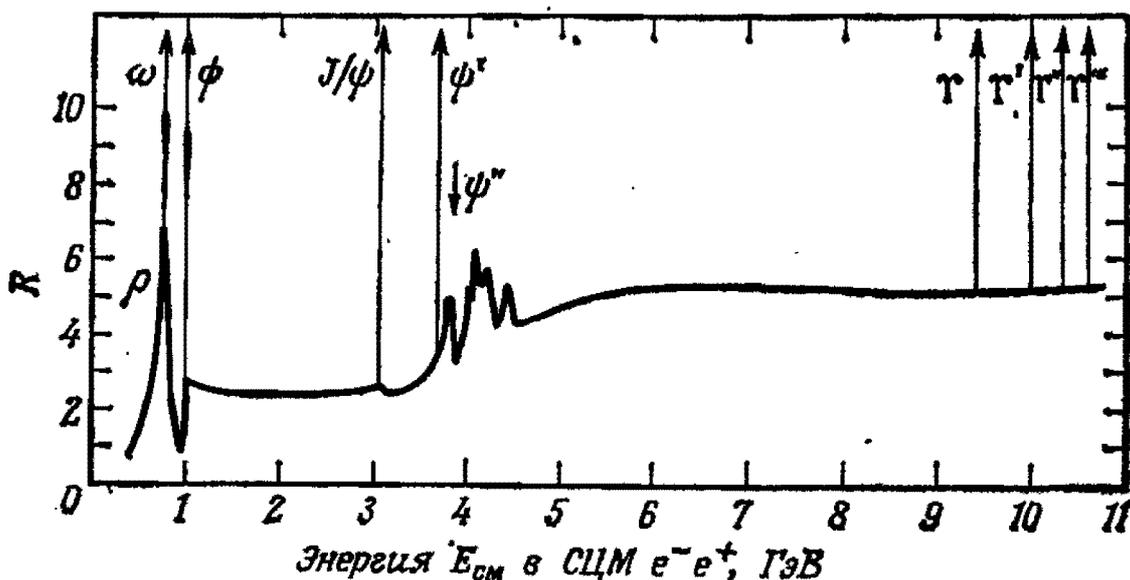


Рис. 6.7. Отношение Дрелла для рождения адронов в e^-e^+ -соударениях.

В частности, сечение столкновения с рождением мюон-антимюонных пар дается формулой

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{2\pi\alpha^2\beta(3-\beta^2)}{3s}, \quad (6.3.2)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, s — квадрат энергии в СЦМ, β — скорость в СЦМ родившихся мюонов. Чтобы избавиться от ошибок измерений, сечения различных процессов при e^-e^+ -соударениях часто выражают в виде отношения, деля их на сечение образования мюон-антимюонных пар. На рис. 6.7 показана такая относительная величина для сечения рождения адронов $R = \sigma(e^-e^+ \rightarrow \text{адроны})/\sigma_{\mu\mu}$ (отношение Дрелла). Слева на рисунке видны пики, соответствующие векторным мезонным резонансам. Высота резонансного пика равна обратному значению относительной вероятности распада соответствующего резонансного состояния на мюон-антимюонную пару

$R = \Gamma_{\text{полн}} / \Gamma_{\mu\mu}$. Справа от мезонных резонансов в области энергий, меньших значения $\sqrt{s} = E_{\text{СМ}} \approx 3,8$ ГэВ, отношение Дрелла почти постоянно и в среднем равно $R = 2,5 \pm 0,3$; после некоторой немонотонности при энергиях 4—5 ГэВ сечение поднимается до значения $R = 4,5$ —5 и затем сохраняет постоянное значение.

Остановимся на интерпретации величины отношения Дрелла R . Виртуальные гамма-кванты, образующиеся при аннигиляции пары e^-e^+ , рождают всевозможные кварковые пары, которые, группируясь в адроны, покидают область столкновения. Принимая во внимание только рождение кварковых пар гамма-квантами, получаем для отношения Дрелла выражение

$$R = 3 \sum_{\alpha} Q_{\alpha}^2, \quad (6.3.3)$$

где Q_{α} — заряд кварка q_{α} с ароматом α , сумма по α распространена на всевозможные адронные пары, содержащие кварк q_{α} , а множитель 3 учитывает цветовые степени свободы. Если в сумме ограничиться только кварками p , n , λ , то отношение Дрелла принимает значение $R = 3\{(2/3)^2 + (-1/3)^2 + (-1/3)^2\} = 2$, которое хотя и меньше приблизительно на 20% величины R в области $\sqrt{s} = 2,7$ —3,8 ГэВ, но с учетом погрешностей измерений не противоречит экспериментальным данным. При $\sqrt{s} \geq 4$ ГэВ величина R становится больше 2. Возрастание R можно связать с рождением очарованных частиц (содержащих кварк p'), но учет очарованного кварка объясняет увеличение R только на $\Delta R = 4/3$, и остается значительное расхождение с экспериментальным значением, которое послужило одним из первых указаний на существование тяжелого лептона (см. следующий раздел).

Процесс множественной генерации адронов имеет в данном случае *струйную структуру*, образование которой можно описать на языке КХД следующим образом. В начальный момент гамма-квант рождает пару кварка и антикварка, импульсы которых в их СЦМ коллинеарны и направлены взаимно противоположно. Кварки рождают глюоны, глюоны рождают другие глюоны и так происходит до тех пор, пока передаваемый импульс не станет малым. На этой стадии теория возмущений более не применима, на рожденные глюонами пары кварков и антикварков начинают действовать силы удержания и происходит множественная генерация адронов — членов $SU(3)_c$ -синглета. Адроны наблюдаются в виде двух пучков (кварковых струй), ориентированных вдоль импульсов рожденных в первый момент кварка и антикварка.

При достаточно большой энергии электрон-позитронного соударения принадлежащий рожденной в момент соударения кварк-антикварковой паре кварк (или антикварк) может испустить высокоэнергичный глюон, формирующий глюонную струю адро-

нов, ориентированную вдоль импульса указанного глюона (рис. 6,8, б). В таком случае должны образоваться три компланарные (лежащие в одной плоскости) струи адронов. В работе [10] сообщается, что, наряду с двумя коллинеарными кварковыми струями, при энергии в СЦМ $\sqrt{s}=30$ ГэВ действительно наблюдаются три компланарные струи. Наблюдения струй лишней раз подчеркивают ту важную роль, которую играют при образовании составной структуры адронов кварки и глюоны, не являющиеся независимыми в силу механизма удержания. Из рис. 6.8, б ясно,

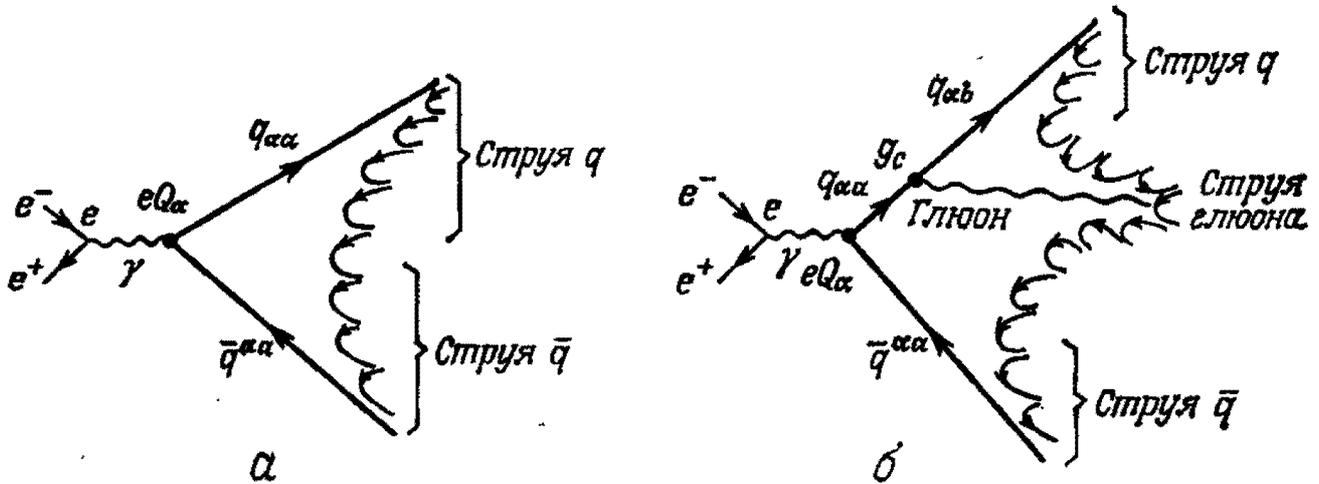


Рис. 6.8. Образование струй.

что по сечению рождения трех струй можно оценить константу связи глюонов $\alpha_s = g_c^2/4\pi$ в данной области передаваемых импульсов; получаемое на основании экспериментальных данных значение $\alpha_s = 0,23 \pm 0,01$ почти совпадает со значением α_s , определенным из расчета энергетических уровней чармония и распадным данным.

В рассматриваемых экспериментах получены также указания на существование некоторых экзотических состояний. Одно из них находится в близкой связи с образующимися при e^-e^+ -соударениях состояниями чармония. На рис. 6.7 виден острый резонансный пик, расположенный при энергии электрон-позитронной пары в СЦМ $\sqrt{s}=4,028$ ГэВ. Соответствующее резонансное состояние $\psi(4028)$ распадается на D - и D^* -мезоны; детальное исследование показывает, что между квадратами матричных элементов перехода имеет место эмпирическое соотношение

$$|M(D^0 \bar{D}^0)|^2 : |M(D^0 \bar{D}^{*0} + \bar{D}^0 D^{*0})|^2 : |M(\bar{D}^{*0} D^{*0})|^2 = \\ = 0,2 \pm 0,1 : 4,0 \pm 0,8 : 128 \pm 40, \quad (6.3.4)$$

из которого видно, что вероятность перехода $\psi(4028) \rightarrow D^{*0} + \bar{D}^{*0}$ необычно велика. Этот факт, по-видимому, надо понимать в том смысле, что рассматриваемое резонансное состояние не образует, подобно ψ и ψ' , структуру типа чармония ($p' \bar{p}'$), а является свя-

занной системой двух мезонов D^{*0} и \bar{D}^{*0} , т. е. представляет собой так называемую мезонную молекулу $(\bar{D}^{*0}D^{*0}) = ((\rho' \bar{\rho}') (\rho' \bar{\rho}'))$. Если это действительно так, то мы встречаемся здесь с экзотическим четырехкварковым состоянием, аналогичным «нуклонной молекуле» — атомному ядру.

6.3.2. Тяжелый лептон

Перл и др. [11] заметили, что если при электрон-позитронных соударениях образуется тяжелый лептон τ , то в результате последовательности рождений и распадов

$$e^- + e^+ \rightarrow \tau^- + \tau^+ \begin{cases} \rightarrow e^+ (\mu^+) + \bar{\nu}_\tau + \nu_e (\nu_\mu) \\ \rightarrow \mu^- (e^-) + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu (\bar{\nu}_e) \end{cases}$$

в конечном состоянии кроме обычных пар e^-e^+ , $\mu^-\mu^+$ должны возникать также пары различных лептонов $e^\pm\mu^\mp$ (нейтрино непосредственно ненаблюдаемы) [11]. Массу τ -лептона можно оценить по пороговому значению $\sqrt{s} = 2m_\tau$. Оказалось, что процесс рождения пар различных лептонов действительно наблюдается при энергии соударения в e^-e^+ -СЦМ около $\sqrt{s} = 3$ ГэВ. При истолковании экспериментальных данных надо учесть, что пары различных лептонов могут образовываться также в результате рождения пар очарованных мезонов D , распадающихся по схеме $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + l^+ + \nu_l$, т. е. в результате процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow D^+ + D^- \begin{cases} \rightarrow K^0 + e^- (\mu^-) + \bar{\nu}_e (\bar{\nu}_\mu) \\ \rightarrow \bar{K}^0 + \mu^+ (e^+) + \nu_\mu (\nu_e) \end{cases}$$

Если K^0 и \bar{K}^0 комбинируют в долгоживущий мезон K_L^0 , то экспериментальная установка регистрирует только заряженные лептоны l и могут наблюдаться пары $e\mu$. Правда, поскольку K^0 и \bar{K}^0 могут смешиваться еще в K_S^0 , с частотой того же порядка (втрое большей) должны наблюдаться также $e\mu$ -процессы, вызываемые парами $\pi^+\pi^-$ или $2\pi^0$, образующимися при распаде $K_S^0 \rightarrow 2\pi$. Далее, среднее число заряженных частиц, образующихся в результате распадов D -мезонов, приблизительно равно 3; следовательно, надо ожидать, что среднее число следов заряженных частиц в конечном состоянии e^-e^+ -процесса, которые могли бы быть интерпретированы как след одного электрона или одного мюона, должно быть больше 3. Эксперимент показывает, что велика доля случаев с двумя следами заряженных частиц, а также,

что лептоны чаще сопровождаются пионами, чем каонами. Эти данные означают, что основная часть процессов с рождением лептонов $e\mu$ не объясняется гипотезой об очарованных частицах (типа D -мезонов) в промежуточном состоянии; в то же время они не противоречат гипотезе о тяжелом лептоне. Таким образом, можно считать, что существование тяжелого лептона почти подтверждено экспериментально.

По современным данным масса тау-лептона $m_\tau = 1784 \pm 4$ МэВ, а масса сопровождающего его нейтрального лептона ν_τ оценивается сверху неравенством $m_{\nu_\tau} \leq 250$ МэВ. Лептонное число тау-частицы может быть выбрано независимо от электронного и мюонного числа. При таком выборе возникает интересная перспектива существования последовательности лептонов, первый член в которой — электрон:

$$\left(\begin{matrix} e \\ \nu_e \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} \mu \\ \nu_\mu \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} \tau \\ \nu_\tau \end{matrix} \right), \dots \quad (6.3.5)$$

Однако современные экспериментальные данные не исключают возможности того, что лептонное число τ равно электронному или мюонному. Если оно равно электронному числу, то соотношение между зарядом и электронным числом для тау-частицы должно быть таким же, как для электрона. Если предположить обратное, т. е. принять, что частица τ^+ имеет электронное число $n_e = 1$, то возможен распад

$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_e,$$

как процесс, сохраняющий электронное число. Поскольку вероятность распада увеличивается вдвое, если в конечном состоянии присутствуют две тождественные частицы, отношение вероятности вышеуказанного распада к вероятности распада $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow \nu_e + \nu_\mu$ должно быть равно $\Gamma(e^+)/\Gamma(\mu^+) = 2$, и для процессов рождения лептонов в e^-e^+ -соударениях с тау-частицей в промежуточном состоянии должны выполняться соотношения

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^-e^+)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^-\mu^+ + e^+\mu^-)} = 1, \quad \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^-\mu^+ + e^+\mu^-)} = \frac{1}{4},$$

не подтверждаемые экспериментально (экспериментальные значения приблизительно равны $1/2$). Следовательно, для тау-лептонов, так же, как для электронов, частицей является τ^- , а античастицей τ^+ . Кроме того, если лептонное число частицы τ равно электронному, то возможен распад

$$\tau \rightarrow e + \gamma,$$

регистрация которого — одна из важных задач на будущее.

С проблемой тяжелого лептона связан имеющий важное значение для понимания лептонов вопрос о массе нейтрино. В разд.

5.4.2 подчеркивалось, что в единой модели лептонов и кварков, объясняющей свойства слабых взаимодействий, нейтрино (ν_e, ν_μ) надо рассматривать как дираковские четырехкомпонентные спиноры и учитывать смешивание состояний (см. 5.4.28))

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \theta_C - \nu_2 \sin \theta_C, \\ \nu_\mu &= \nu_1 \sin \theta_C + \nu_2 \cos \theta_C, \end{aligned} \quad (6.3.6)$$

где θ_C — угол Кабиббо [12, 13]. «Истинные нейтрино» ν_1 и ν_2 могут иметь разные собственные значения массы, а нейтрино ν_e и ν_μ — «осциллировать» подобно K_1 и K_2 [13, 14, 15] (на возможность «осцилляций» за счет смешивания ν и $\bar{\nu}$ указано в работе [15']). Под влиянием начавшихся экспериментов с высокоэнергичными пучками нейтрино были подробно рассчитаны происходящие при посредстве W -бозона распады $\mu \rightarrow e + \gamma, \nu_i \rightarrow \nu_j + \gamma$ ($m_i > m_j$) и оценена величина эффекта [14]. В частности, существование «распада» нейтрино имело бы важное значение для проблем эволюции вселенной.

Рассмотрим подробнее осцилляции нейтрино. Состояния, определяемые токами слабых взаимодействий, обозначим $\nu_\alpha = \{\nu_e, \nu_\mu, \dots\}$, а состояния с собственными значениями масс — $\nu_i = \{\nu_1, \nu_2, \dots\}$. Эти представления связаны унитарным преобразованием, являющимся обобщением преобразования (6.3.6):

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle. \quad (6.3.7)$$

Образованное при слабом взаимодействии в момент $t=0$ состояние ν_α (например $\nu_\alpha = \nu_e$) в последующие моменты времени будет переходить в другие состояния этого типа (в силу зависимости от времени состояний с собственными значениями массы). Поскольку

$$|\nu_\beta : t\rangle = \sum_j U_{\beta j} |\nu_j : t\rangle = \sum_j U_{\beta j} e^{i\varepsilon_j t} |\nu_j : 0\rangle = \sum_{i, \nu} U_{\beta j} U_{\nu j}^* e^{i\varepsilon_j t} |\nu_\nu : 0\rangle,$$

где $\varepsilon_j = \sqrt{p^2 + m_j^2}$ — энергия нейтрино ν_j , вероятность перехода $|\nu_\alpha : 0\rangle \rightarrow |\nu_\beta : t\rangle$ определяется выражением

$$P(\nu_\beta : t | \nu_\alpha : 0) = |\langle \nu_\beta : t | \nu_\alpha : 0 \rangle|^2 = \sum_{i, j} U_{\beta j} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{i(\varepsilon_i - \varepsilon_j)t}. \quad (6.3.8)$$

Предполагая, что импульс нейтрино p гораздо больше их масс m_i , получаем (в естественных единицах)

$$(\varepsilon_i - \varepsilon_j)t \approx 2\pi \frac{L}{\lambda_{ij}}, \quad \lambda_{ij} = \frac{4\pi p}{m_i^2 - m_j^2}, \quad (6.3.9)$$

где L — расстояние, на которое разошлись частицы. Принимая для простоты, что существует всего два вида нейтрино (см. (6.3.6))

и обозначая через θ угол смешивания, найдем, что если в начальной точке имелось состояние ν_e , то вероятности обнаружить на расстоянии L от начала координат состояния ν_e и ν_μ определяются формулами

$$\begin{aligned} P(\nu_e : t | \nu_e : 0) &= 1 - (\sin 2\theta)^2 \sin^2(\pi L/\lambda_{12}), \\ P(\nu_\mu : t | \nu_e : 0) &= (\sin 2\theta)^2 \sin^2(\pi L/\lambda_{12}), \end{aligned} \quad (6.3.10)$$

из которых видно, что в середине отрезка λ_{12} вероятности обнаружить ν_e и ν_μ принимают соответственно минимальное и максимальное значения, а во второй половине этого отрезка частицы возвращаются в исходное состояние, т. е. на отрезке длиной λ_{12} происходит одна осцилляция. Имеются сообщения о попытках обнаружить эффект ослабления солнечных нейтрино (ν_e), достигающих Земли (см. обзор, посвященный проблеме смешивания лептонов и осцилляции нейтрино, [16]).

Недавно группа Рейнеса [17], пользуясь пучком $\bar{\nu}_e$ от ядерного реактора, измерила в пункте на расстоянии 11,2 м от центра реактора отношение частот процессов, обусловленных взаимодействием заряженных и нейтральных токов. Поскольку во втором случае сечения столкновений $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_e$ одинаковы, измеренное отношение позволяет оценить коэффициент ослабления $\bar{\nu}_e$ за счет эффекта осцилляций. При интерпретации экспериментальных данных учтены осцилляции двух видов нейтрино и получен результат

$$\begin{aligned} 0,5 &\leq \sin^2 2\theta \leq 0,8 \quad (22^\circ < \theta < 32^\circ), \\ 0,8 &\leq |m_1^2 - m_2^2| \leq 1,0 \quad (\text{эВ}^2). \end{aligned}$$

Аналогичные эксперименты ставятся и другими группами. Возможно, окончательные результаты получатся другими или придется учитывать смешивание более чем двух видов нейтрино. Как бы то ни было, если окажется, что осцилляции нейтрино действительно существуют, то укоренившееся «суеверие» о равенстве нулю массы нейтрино будет разрушено, а сам эффект осцилляций будет иметь важное значение для единой теории элементарных частиц, например, для модели «великого синтеза» на основе калибровочной теории.

6.3.3. Частица Υ — пятый кварк

Группа Ямаути и др. [18] в Национальном центре ядерных исследований им. Ферми (США), направляя пучок протонов с энергией 400 ГэВ на ядерную мишень, исследовала дифференциальное сечение рождения мюон-антимюонных пар в зависимости от инвариантной массы m (рис. 6.9, а). Очевидно, что при зна-

чении t около 10 ГэВ отмечается резкое возрастание сечения. Показанное на рис. 6.9, а дифференциальное сечение выражено через величину y , получившую название «быстрота» и определяемую формулой

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\epsilon_k + k_{\parallel}}{\epsilon_k - k_{\parallel}} \right), \quad (6.3.11)$$

где ϵ_k — энергия вылетающей частицы, а k_{\parallel} — проекция ее импульса на направление импульса падающей частицы. Значение $y=0$ соответствует в СЦМ углу рассеяния 90° . Чтобы облегчить изучение структуры пика, из сечения рис. 6.9, а был вычтен фон;

Таблица 6.7

Энергетические уровни частицы ипсилон и соответствующие значения сечения рождения

	Масса, ГэВ	Сечение $B d\sigma/dy _{y=0}$, 10^{-38} см ²	Масса, ГэВ («ДЭЗИ»)
Υ	$9,46 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,01$	$9,433 \pm 0,028$
Υ'	$10,034 \pm 0,027$	$0,096 \pm 0,01$	9,994
Υ''	$10,43 \pm 0,05$	$0,039 \pm 0,009$	10,323
Υ'''	—	—	10,548

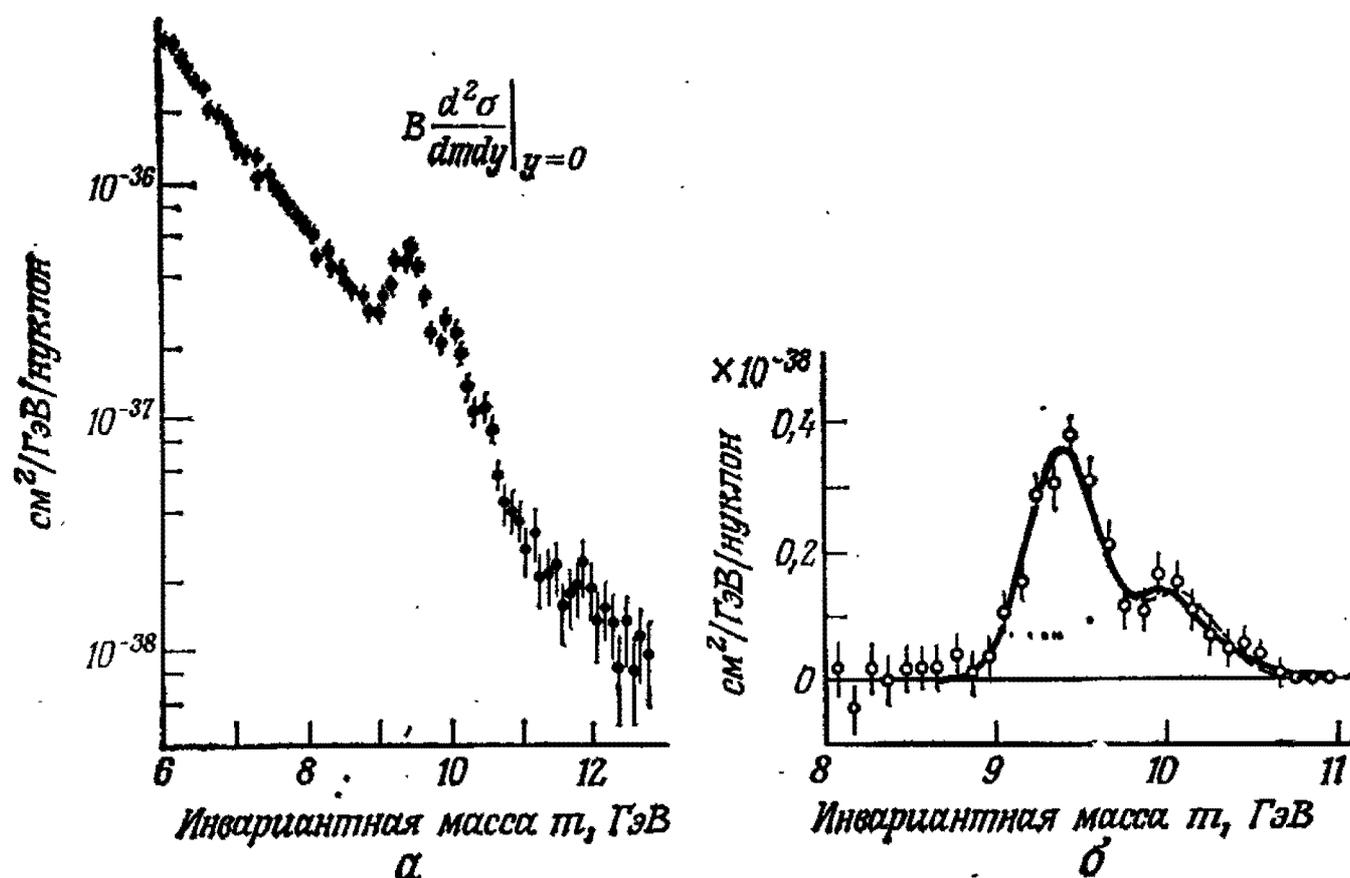


Рис. 6.9. а — зависимость сечения рождения мюон-антимюонных пар от инвариантной массы (Центр им. Ферми, США); б — резонанс Υ .

полученное таким образом сечение показано на рис. 6.9, б. Видно, что сечение имеет два или три максимума.

При интерпретации указанного пика предполагают, что существует резонансная частица Υ (ипсилон) с $J^P = 1^-$ и массой около 10 ГэВ, распадающаяся с образованием мюон-антимюонных пар. Положения трех энергетических уровней частицы ипсилон, лучше всего согласующиеся с экспериментальными данными о массах и сечениях рождения пар, приведены в табл. 6.7, в которой символом B обозначена относительная вероятность распада Υ на мюон-антимюонную пару. Очевидна аналогия между последовательностью состояний $\psi, \psi', \psi'', \dots$ и последовательностью $\Upsilon, \Upsilon', \dots$, из которой следует, что частица Υ должна иметь аналогичную ψ составную структуру. При интерпретации частицы ипсилон как состояния чармония ее пришлось бы рассматривать как очень сильно возбужденное состояние с высоко расположенным энергетическим уровнем, откуда следует оценка $B < 10^{-4}$ (для ψ'' принято $\Gamma_{\text{полн}} = 24 \pm 5$ МэВ), что на четыре порядка ниже реального значения B . Поэтому частицу ипсилон интерпретировали как составную структуру $(b\bar{b})$, где b — новый «боттом-кварк»¹). Применение правила ОЦИ позволяет естественно объяснить небольшие значения вероятности распада.

На электронном синхротроне «ДЭЗИ» (Гамбург, ФРГ) состояния Υ, Υ' и Υ'' идентифицированы как резонансные состояния при e^+e^- -соударениях и обнаружено кроме того состояние Υ''' (экспериментальное значение его массы приведено в табл. 6.7). При помощи потенциала (6.2.7), применявшегося для расчета энергетических уровней чармония, было установлено, что экспериментально наблюдаемые энергетические уровни частицы ипсилон соответствуют состояниям n^3S_1 ($n=1, 2, 3, 4$) системы $b\bar{b}$. По значению вероятности распада Υ на электрон-позитронные пары $\Gamma_{ee} = 1,3 \pm 0,1$ кэВ определена величина заряда красивого кварка $(1/3)e$.

Итак, мы пришли к необходимости выйти за рамки схемы с очарованием и ввести в рассмотрение новый фундаментальный составной элемент — носитель пятого аромата. В калибровочной теории слабых взаимодействий для него уже было заготовлено место: вспомним, что в § 5.8 в качестве одной из возможных CP -неинвариантных схем мы рассмотрели схему (5.8.48), в которой дополнительно к (p, n) и (p', λ) введен третий $SU(2)_W$ -дублет (t, b) . Удастся ли подтвердить существование топ-кварка t с электрическим зарядом $(2/3)e$ путем наблюдения топтония $(t\bar{t})$ ²), объе-

¹) Его называют также «красивый кварк».

²) Современными средствами (позволяющими регистрировать массы до 36 ГэВ) обнаружить топтоний не удастся.

диняются ли кварки t и b в $SU(2)_W$ -дублет (t, b) , — на подобные вопросы могут ответить только будущие исследования. Заметим, однако, что факт существования тяжелого лептона (см. предыдущий раздел), позволяет при формулировке представления о кварк-лептонной симметрии выйти за рамки модели с четырьмя ароматами.

§ 6.4. Заключение

Физика элементарных частиц, исшедшая в 30-е годы из представления о существовании всего шести видов элементарных частиц — электронов, нейтрино, фотонов, протонов, нейтронов и пионов, за последние полвека прошла большой путь развития и в настоящий момент признает, в частности, что частицы семейства адронов (включающего нуклоны и пионы) состоят из более фундаментальных составных частей — кварков. Важнейшие вопросы физики элементарных частиц в наше время — какие силы удерживают кварки внутри адронов и каковы вообще законы движения кварков? Можно сказать, что в этом смысле современная ситуация отчасти напоминает положение в то время, когда Юкава предложил свою мезонную теорию ядерных сил.

В гл. 4 мы видели, что сейчас в качестве поля межкварковых сил активно исследуется калибровочное поле с тремя новыми цветовыми степенями свободы (глюонное поле), дающее возможность объяснить особенности адронов как составных систем. Самая многообещающая теория в наши дни — квантовая динамика глюонного поля (КХД), объясняющая механизм удержания кварков (гл. 4) и масштабную инвариантность, обнаруженную при исследовании глубоко неупругих соударений (гл. 5), и, возможно, имеющая очень важное свойство перенормируемости. КХД обнаружила в понятии поля неизвестное ранее богатое содержание и имеет большие перспективы развития.

Такие необычные особенности адронных процессов, как правило ОЦИ и дуальность (гл. 4), наводят на мысль, что их динамика качественно отличается от динамики, управляющей обычным уровнем организации материи (атомы, ядра). Другая важная нерешенная проблема — какой механизм преобразует движение кварков (описываемое на языке КХД) в движение адронов.

Модели элементарных частиц получили большое развитие в связи с исследованиями слабых взаимодействий (гл. 5), в которых участвуют как адроны, так и лептоны. Обнаружена кварк-лептонная симметрия

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \dots \leftrightarrow \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} p' \\ \lambda \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \dots \quad (6.4.1)$$

(кварк t включен в соответствие (6.4.1) из гипотетических соображений). Впервые идея о такой симметрии возникла еще в рамках модели Сакаты, когда была разработана нагойская модель (5.4.26), в которой источниками слабого взаимодействия считались лептоны, а адроны рассматривались как составные системы, образованные из лептонов и поля вещества \mathbf{b} — источника сильного взаимодействия. В исправленном после обнаружения двух сортов нейтрино ν_e, ν_μ виде нагойская модель сыграла эвристическую роль в предсказании существования четвертого кварка p' . Альтернативная точка зрения на строение вещества успешно развивалась в калибровочной теории Вайнберга и др., нацеленной на объединение слабых и электромагнитных взаимодействий и отвергающей идею о существовании особого вещества — носителя слабого взаимодействия. Но зато в калибровочной теории приходится допускать, что кварк-лептонная симметрия и существование угла смешивания θ_c — случайные обстоятельства, не обусловленные какой-либо фундаментальной физической причиной. Преодоление различий этих точек зрения на формы существования материи — дело будущего. До какого бы уровня организации вещества мы ни дошли, всегда, по-видимому, будут возникать новые вопросы о том, каким образом взаимодействуют соответствующие фундаментальные составляющие. Движение в направлении поиска более фундаментального уровня организации материи происходит, в частности, и в рамках калибровочной теории.

Остановимся на вопросах, связанных с электрическим зарядом. Со времен опытов Милликена мы привыкли к существованию элементарного электрического заряда, т. е. такой «единицы заряда», которой кратны заряды всех частиц. Однако успех модели кварков указывает на то, что заряд фундаментальных составных частей адронов является дробной величиной. Вопрос о целочисленности или дробности заряда фундаментальных составляющих имеет отношение к проблеме удержания кварков. Неудачу попыток найти кварки в свободном состоянии обычно связывают с дробностью их электрического заряда, но если заряд фундаментальных составляющих целочисленный, то вопрос надо ставить по-другому. В гл. 3 рассказано о модели фундаментальных составляющих с целочисленными электрическими зарядами, в которой составные части адронов могут находиться в свободном состоянии и проблема удержания вообще не возникает. Аналогичные идеи развиваются в четырехцветной модели с четырьмя ароматами Пати — Салама [19], в основу которой положен постулат о кварк-лептонной симметрии. В качестве фундаментальных составляющих F в этой модели на равных основаниях рассматриваются трехцветные кварки с четырьмя ароматами (фундамен-

тальные составные части адронов) и лептоны:

$$F = \begin{pmatrix} p_1^0 & p_2^+ & p_3^+ & \nu_e \\ n_1^- & n_2^0 & n_3^0 & e^- \\ \lambda_1^- & \lambda_2^0 & \lambda_3^0 & \mu^- \\ c_1^0 & c_2^+ & c_3^+ & \nu_\mu \end{pmatrix}. \quad (6.4.2)$$

В результате взаимодействия составных элементов F с соответствующими калибровочными полями образуются адроны, а слабые и электромагнитные взаимодействия получаются как следствие более фундаментальных взаимодействий [19]. В гл. 5 (см. мелкий шрифт после формулы (5.7.39)) показано, что экспериментальные данные по глубоко неупругому рассеянию и определяемые в e^-e^+ -соударениях отношения Дрелла одинаково хорошо объясняются как моделью с дробными, так и моделью с целочисленными зарядами фундаментальных составляющих, но из анализа распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta' \rightarrow 2\gamma$ следует все же, что первая из этих моделей предпочтительнее [20]. Однако оказывается, что сопоставление кваркам дробного, а лептонам — целочисленного электрических зарядов приводит к затруднениям при попытках выяснения смысла как кварк-лептонной симметрии, так и самого электрического заряда [21].

Частицы (6.4.1) являются самыми фундаментальными из всех изученных до сих пор фермионов. Кроме них предполагают существование глюонного поля, минимум двух калибровочных полей Вайнберга — Салама, а также, возможно, хиггсова поля, индуцирующего массы кварков. Не достигли ли мы здесь самого глубокого предела, дальше которого продвинуться в изучении структуры вещества невозможно? А может быть, кварк-лептонная симметрия (6.4.1) и существование угла смешивания θ_c в слабых взаимодействиях указывают скорее на то, что кварки и лептоны имеют более глубокую внутреннюю структуру? Идея об уровнях организации вещества со времен модели Сакаты непрерывно развивалась, последние попытки в этом направлении приняты в работах [22].

В данной книге совершенно не затрагивались проблемы расходимостей в теории поля. Возникающая уже в классической теории трудность с расходимостью собственной электромагнитной энергии точечного электрического заряда наследуется квантовой электродинамикой, где она обходится методом перенормировок. В так называемых перенормируемых теориях трудность с расходимостями обходится так же, как в квантовой электродинамике, путем перенормировки конечного числа физических величин, но обойти ее невозможно, если число требующих перенормировки

величин бесконечно велико. Преодолению указанной трудности посвящены многочисленные работы, в частности работы по нелокальной теории, в которой элементарные частицы считаются протяженными [23]. В последнее время центр тяжести работ по нелокальности переместился с проблемы расходимостей на вопросы, близкие к исследованию составных моделей адронов, в результате чего эти работы наполнились новым конкретным содержанием. В частности, изучаются внутреннее движение протяженных объектов, число степеней свободы и энергетический спектр которых совпадают с соответствующими характеристиками какой-либо группы элементарных частиц, и нелокальные объекты, воспроизводящие характерное для адронных процессов свойство дуальности (гл. 4); примером такого объекта является одномерная струна [24]. Исследования протяженных в пространстве-времени объектов позволяют лучше понять составную структуру элементарных частиц и постепенно приобретают все большее значение.

Выше показано, к каким большим качественным изменениям в понимании составной структуры адронов привело развитие физики элементарных частиц; надо ожидать, что будущие совместные экспериментальные и теоретические исследования приведут к еще более глубокому пониманию природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Niu K. et al.*, Prog. Theor. Phys., **46**, 1644 (1971).
2. *Hayashi T. et al.*, Prog. Theor. Phys., **47**, 280 (1972).
3. *Aubers J. J. et al.*, Phys. Rev. Letters, **33**, 1404 (1974);
Augustin J. E. et al., Phys. Rev. Letters, **33**, 1406 (1974).
4. Particle Data Group., Phys. Letters, **75B**, 1 (1978);
Rev. Mod. Phys., **52**, 51 (1980);
Berkelman K., Talk at the 20th International Conference on High Energy Physics, Madison, 1980.
5. *Eichten E., Gottfried K., Kinoshita T., Kogut J., Lane K. D., Yan T. M.*, Phys. Rev. Letters, **34**, 369 (1975);
Quigg C., Rosner J. L., Phys. Letters, **71B**, 153 (1977);
Bhanot G., Rudaz S., Phys. Letters, **72B**, 119 (1978).
6. *Hayashi T., Kobayashi M., Nakagawa M., Nitto H.*, Prog. Theor. Phys., **46**, 1944 (1971).
7. *Cazzoli E. G. et al.*, Phys. Rev. Letters, **34**, 1125 (1975).
8. *Piccolo M. et al.*, Phys. Letters, **70B**, 260 (1977).
9. *Hayashi T., Nakagawa M., Nitto H., Ogawa S.*, Prog. Theor. Phys., **49**, 351 (1973).
10. TASSO Collaboration, Phys. Letters, **86B**, 243 (1979);
PLUTO Collaboration, Phys. Letters, **86B**, 418 (1979);
Barber D. P. et al., Phys. Letters, **89B**, 139 (1979).
11. *Perl M. L., Rapidus P.*, SLAC-PUB-1496, 1974.
12. *Katayama Y., Matumoto K., Tanaka S., Yamada E.*, Prog. Theor. Phys., **28**, 675 (1962).
13. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.*, Prog. Theor. Phys., **28**, 870 (1962).
14. *Nakagawa M., Okonogi H., Sakata S., Toyoda A.*, Prog. Theor. Phys., **30**, 727 (1963).

15. *Pontecorvo B.*, ЖЭТФ, **33**, 549 (1957); **34**, 247 (1958); **53**, 1717 (1967).
16. *Bilenky S. M., Pontecorvo B.*, Phys. Report, **41C**, 225 (1978).
17. *Reines E., Sobel H. W., Pasierb E.*, Preprint UCI-10 P 19-144, April 1980.
18. *Herb S. W. et al.*, Phys. Rev. Letters, **39**, 252 (1977).
19. *Pati J. C., Salam A.*, Phys. Rev., **D8**, 1240 (1973); **D10**, 275 (1974).
20. *Ohnishi K., Teshima T., Umemura I.*, Prog. Theor. Phys., **53**, 1145 (1975).
21. *Коикуэ К.*, Сорюсирон кэнкю, **53**, 233 (1976).
22. *Matumoto K.*, Prog. Theor. Phys., **52**, 1973 (1974);
Tanaka S., Prog. Theor. Phys., **56**, 1922 (1976);
Terazawa H., Chikashige Y., Akama K., Phys. Rev., **D15**, 480 (1977).
23. *Yukawa H.*, Phys. Rev., **77**, 219 (1950).
24. *Nambu Y.*, Proc. of the International Conf. Held at Wayne State Univ., 1969;
Susskind L., Nuovo Cimento, **69A**, 457 (1970);
Takabayashi T., Prog. Theor. Phys., **46**, 1528, 1924 (1971).

ПРИЛОЖЕНИЯ

А. Обозначения и единицы

В книге использованы так называемые естественные единицы, т. е. принято, что постоянная Планка

$$\hbar = h/2\pi = 1,0545 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с} \quad (\text{А.1})$$

и скорость света c равны единице:

$$\hbar = c = 1. \quad (\text{А.2})$$

Все физические величины в этих единицах имеют размерности степеней длины. Например, время имеет размерность длины, а энергия и масса — размерность обратной длины. Вместо длины часто удобно пользоваться размерностью энергии.

Удобная единица энергии в атомной физике — электронвольт (эВ). В системе СГС

$$1 \text{ эВ} = 1,6021 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}. \quad (\text{А.3})$$

В физике элементарных частиц вместо электронвольта используют в 10^3 , 10^6 , 10^9 и 10^{12} раз бóльшие единицы энергии, называемые соответственно килоэлектронвольт (кэВ), мегаэлектронвольт (МэВ), гигаэлектронвольт (ГэВ) и тераэлектронвольт (ТэВ). Например, энергии покоя электрона и протона равны $m_e c^2 = 0,5110 \text{ МэВ}$, $M_p c^2 = 0,9383 \text{ ГэВ}$.

В естественных единицах

$$1 \text{ ГэВ} = 1,6021 \cdot 10^{-3} \text{ эрг} \rightarrow 1,6021 \cdot 10^{-3} \text{ эрг}/\hbar c = \\ = 0,5068 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}. \quad (\text{А.4})$$

Эта же величина, выраженная в единицах времени, равна

$$1 \text{ ГэВ}/\hbar = 1,5190 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-1}. \quad (\text{А.5})$$

Формулу (А.5) можно рассматривать как соотношение неопределенностей между энергией и измеренным интервалом времени.

В качестве единицы измерения сечения столкновений элементарных частиц обычно используют

$$1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2. \quad (\text{А.6})$$

Пользуются также единицами миллибарн (мбарн), микробарн

(мкбарн), нанобарн (нбарн) и пикобарн (пбарн), равными соответственно 10^{-27} см², 10^{-30} см², 10^{-33} см² и 10^{-36} см².

При записи четырехмерных пространственно-временных координат x_μ ($\mu=1, 2, 3, 4$) принято, что $x_4 = ix_0 = ict$. Интервал определяется формулой

$$x^2 = x_\mu x_\mu \equiv \sum_{\mu=1}^4 x_\mu x_\mu = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - x_0^2, \quad (\text{A.7})$$

а квадрат 4-импульса p_μ ($p_1, p_2, p_3, iE = i\sqrt{p^2 + m^2}$) — формулой

$$p^2 = p_\mu p_\mu = p^2 - E^2 = -m^2. \quad (\text{A.8})$$

Матрицы Дирака γ , выраженные через двумерные матрицы Паули σ_k ($k=1, 2, 3$), имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma_k &= \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_k \\ i\sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \\ \gamma_5 &= \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Они удовлетворяют соотношению

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu} \quad (\nu, \mu = 1, 2, 3, 4), \quad (\text{A.10})$$

где $\delta_{\mu\nu}$ — символ Кронекера.

Б. Отношение D/F в лагранжиане взаимодействия октетных барионов и мезонов

Для $SU(3)$ -инвариантного лагранжиана взаимодействия барионов и мезонов можно составить два независимых выражения (рис. Б.1)

$$\bar{B}^\delta [\beta\gamma] B_\alpha [\beta\gamma] M_\delta^\alpha, \quad (\text{Б.1})$$

$$\bar{B}^\beta [\gamma\delta] B_\beta [\gamma\alpha] M_\delta^\alpha, \quad (\text{Б.2})$$

где $B_{\alpha[\beta\gamma]}$ — матрица состояний октетных барионов (3.2.76), а M_δ^α ($M_\alpha^\alpha = 0$) — матрица состояний октетных мезонов¹⁾. В формуле (Б.1) антисимметризация произведена по степеням свободы кварков, входящих в состав барионов, а в формуле (Б.2) — кварков, входящих в состав мезонов.

Величина $B_{\alpha[\beta\gamma]}$ связана с B_α^β (3.1.42) соотношением

$$B_{\alpha[\beta\gamma]} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{\beta\gamma\delta} B_\alpha^\delta, \quad (\text{Б.3})$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — символ Леви-Чевиты, компоненты которого равны

¹⁾ Надо учитывать, что $\bar{B}_{\alpha[\beta\gamma]}$ и $B_{\alpha[\beta\gamma]}$ удовлетворяют соотношению (3.2.8).

1 (—1), когда индексы α, β, γ образуют четную (нечетную) подстановку 1, 2, 3, и нулю в остальных случаях. Подставляя (Б.3) в (Б.1) и (Б.2), получаем

$$\bar{B}^{\delta [\beta\gamma]} B_{\alpha [\beta\gamma]} M_{\delta}^{\alpha} = B_{\alpha}^{\lambda} \bar{B}_{\lambda}^{\delta} M_{\delta}^{\alpha} = \text{Tr} (B \bar{B} M), \quad (\text{Б.4})$$

$$\bar{B}^{\beta [\gamma\delta]} B_{\beta [\gamma\alpha]} M_{\delta}^{\alpha} = -\bar{B}_{\alpha}^{\gamma} B_{\gamma}^{\delta} M_{\delta}^{\alpha} = -\text{Tr} (\bar{B} B M). \quad (\text{Б.5})$$

Поскольку

$$H = f \text{Tr} (B \bar{B} M - \bar{B} B M) + d \text{Tr} (B \bar{B} M + \bar{B} B M), \quad (\text{Б.6})$$

где f и d — константы связи взаимодействий типа F и D , находим

$$H = (f + d) \bar{B}^{\delta [\beta\gamma]} B_{\alpha [\beta\gamma]} M_{\delta}^{\alpha} - (f - d) \bar{B}^{\beta [\gamma\delta]} B_{\beta [\gamma\alpha]} M_{\delta}^{\alpha} = \\ = g \{ \bar{B}^{\delta [\beta\gamma]} B_{\alpha [\beta\gamma]} M_{\delta}^{\alpha} - (2F - 1) \bar{B}^{\beta [\gamma\delta]} B_{\beta [\gamma\alpha]} M_{\delta}^{\alpha} \}, \quad (\text{Б.7})$$

где

$$g = f + d, \quad F = f / (f + d). \quad (\text{Б.8})$$

Формула (Б.7) представляет собой обобщение на случай произвольной $SU(N_F)$ -симметрии взаимодействий типа F и D , введенных в $SU(3)$ -теории. Легко убедиться, что если, полагая $\alpha = \delta = 3$, рассмотреть M_3^3 как определяющий разность масс шпур-ион, то параметры массовых членов лагранжиана (3.1.44) будут

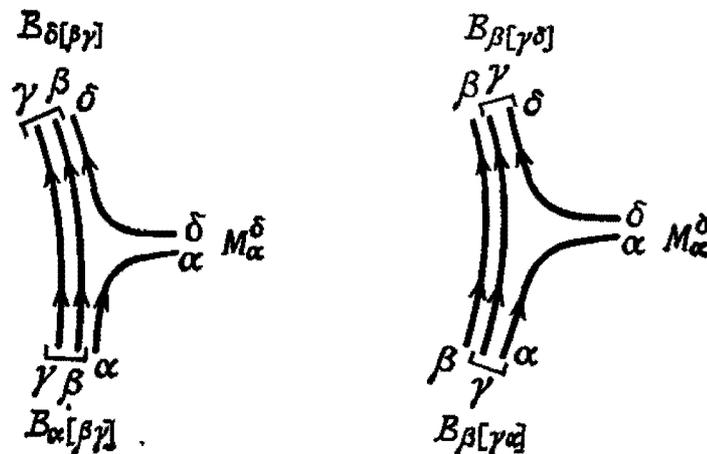


Рис. Б. 1.

определяться разностью масс для λ -кварка. Взаимодействия D -типа часто определяют, вычитая из третьего члена лагранжиана (3.1.44) синглет:

$$\bar{B}_{\beta}^{\delta} B_{\alpha}^{\beta} + \bar{B}_{\alpha}^{\gamma} B_{\gamma}^{\delta} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha}^{\delta} \bar{B}_{\beta}^{\gamma} B_{\gamma}^{\beta}. \quad (\text{Б.9})$$

В случае $N_F = 4$ лагранжиан взаимодействия барионов выражается не через $B_{\alpha[\beta\gamma]}$, а через величины

$$B_{\alpha}^{[\rho\sigma]} = \frac{1}{2} \epsilon^{\rho\sigma\beta\gamma} B_{\alpha [\beta\gamma]}, \quad (\text{Б.10})$$

где $\epsilon^{\rho\sigma\beta\gamma}$ — символ Леви-Чевиты (см. (5.5.78)).

В. Волновые функции в $SU(6)$ -теории

Мезоны

35-плет

$$\begin{aligned}
 |\pi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{n}\downarrow - p\downarrow\bar{n}\uparrow), \\
 |\pi^0\rangle &= \frac{1}{2} (p\uparrow\bar{p}\downarrow - p\downarrow\bar{p}\uparrow - n\uparrow\bar{n}\downarrow + n\downarrow\bar{n}\uparrow), \\
 |K^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{\lambda}\downarrow - p\downarrow\bar{\lambda}\uparrow), \quad |K^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (n\uparrow\bar{\lambda}\downarrow - n\downarrow\bar{\lambda}\uparrow), \\
 |\eta_8\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (p\uparrow\bar{p}\downarrow - p\downarrow\bar{p}\uparrow + n\uparrow\bar{n}\downarrow - n\downarrow\bar{n}\uparrow - 2\lambda\uparrow\bar{\lambda}\downarrow + 2\lambda\downarrow\bar{\lambda}\uparrow), \\
 |\rho^+, +1\rangle &= p\uparrow\bar{n}\uparrow, \quad |\rho^+, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{n}\downarrow + p\downarrow\bar{n}\uparrow), \\
 |\rho^0, +1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{p}\uparrow - n\uparrow\bar{n}\uparrow), \\
 |\rho^0, 0\rangle &= \frac{1}{2} (p\uparrow\bar{p}\downarrow + p\downarrow\bar{p}\uparrow - n\uparrow\bar{n}\downarrow - n\downarrow\bar{n}\uparrow), \\
 |\omega, +1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{p}\uparrow + n\uparrow\bar{n}\uparrow), \\
 |\omega, 0\rangle &= \frac{1}{2} (p\uparrow\bar{p}\downarrow + p\downarrow\bar{p}\uparrow + n\uparrow\bar{n}\downarrow + n\downarrow\bar{n}\uparrow), \\
 |K^{*+}, +1\rangle &= p\uparrow\bar{\lambda}\uparrow, \quad |K^{*+}, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (p\uparrow\bar{\lambda}\downarrow + p\downarrow\bar{\lambda}\uparrow), \\
 |K^{*0}, +1\rangle &= n\uparrow\bar{\lambda}\uparrow, \quad |K^{*0}, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (n\uparrow\bar{\lambda}\downarrow + n\downarrow\bar{\lambda}\uparrow), \\
 |\varphi, +1\rangle &= \lambda\uparrow\bar{\lambda}\uparrow, \quad |\varphi, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda\uparrow\bar{\lambda}\downarrow + \lambda\downarrow\bar{\lambda}\uparrow)
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

(состояние $| \ , -1\rangle$ для проекции спина $J_z = -1$ легко получить из состояния $| \ , +1\rangle$ заменой \uparrow на \downarrow и частицы на античастицу $q \leftrightarrow \bar{q}$).

Синглет 1

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (p\uparrow\bar{p}\downarrow - p\downarrow\bar{p}\uparrow + n\uparrow\bar{n}\downarrow - n\downarrow\bar{n}\uparrow + \lambda\uparrow\bar{\lambda}\downarrow - \lambda\downarrow\bar{\lambda}\uparrow). \tag{B.2}$$

Барионы

(Порядок расположения слагаемых определяет пространственные координаты кварков, например, $p\uparrow p\uparrow n\downarrow \equiv p\uparrow(r_1)p\uparrow(r_2)n\downarrow(r_3)$.)

56-плет

$$\begin{aligned}
|P, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{18}} (2p\uparrow p\uparrow n\downarrow - p\uparrow n\uparrow p\downarrow - n\uparrow p\uparrow p\downarrow + 2p\uparrow n\downarrow p\uparrow - p\uparrow p\downarrow n\uparrow - \\
&\quad - n\uparrow p\downarrow p\uparrow + 2n\downarrow p\uparrow p\uparrow - p\downarrow p\uparrow n\uparrow - p\downarrow n\uparrow p\uparrow), \\
|\Lambda, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{12}} (p\uparrow \lambda\uparrow n\downarrow - n\uparrow \lambda\uparrow p\downarrow - \lambda\uparrow n\uparrow p\downarrow + \lambda\uparrow p\uparrow n\downarrow + p\uparrow n\downarrow \lambda\uparrow - \\
&\quad - n\uparrow p\downarrow \lambda\uparrow + \lambda\uparrow n\downarrow p\uparrow - \lambda\uparrow p\downarrow n\uparrow + n\downarrow \lambda\uparrow p\uparrow - p\downarrow \lambda\uparrow n\uparrow - p\downarrow n\uparrow \lambda\uparrow + n\downarrow p\uparrow \lambda\uparrow), \\
|\Sigma^+, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{18}} (2p\uparrow p\uparrow \lambda\downarrow - p\uparrow \lambda\uparrow p\downarrow - \lambda\uparrow p\uparrow p\downarrow + 2p\uparrow \lambda\downarrow p\uparrow - p\uparrow p\downarrow \lambda\uparrow - \\
&\quad - \lambda\uparrow p\downarrow p\uparrow + 2\lambda\downarrow p\uparrow p\uparrow - p\downarrow p\uparrow \lambda\uparrow - p\downarrow \lambda\uparrow p\uparrow), \\
|\Sigma^0, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{6} (2p\uparrow n\uparrow \lambda\downarrow + 2n\uparrow p\uparrow \lambda\downarrow - p\uparrow \lambda\uparrow n\downarrow - n\uparrow \lambda\uparrow p\downarrow - \lambda\uparrow n\uparrow p\downarrow - \\
&\quad - \lambda\uparrow p\uparrow n\downarrow + 2p\uparrow \lambda\downarrow n\uparrow + 2n\uparrow \lambda\downarrow p\uparrow - p\uparrow n\downarrow \lambda\uparrow - n\uparrow p\downarrow \lambda\uparrow - \lambda\uparrow p\downarrow n\uparrow - \\
&\quad - \lambda\uparrow p\downarrow n\uparrow + 2\lambda\downarrow n\uparrow p\uparrow + 2\lambda\downarrow p\uparrow n\uparrow - p\downarrow n\uparrow \lambda\uparrow - n\downarrow p\uparrow \lambda\uparrow - p\downarrow \lambda\uparrow n\uparrow - n\downarrow \lambda\uparrow p\uparrow), \\
|\Xi^0, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{18}} (2\lambda\uparrow \lambda\uparrow p\downarrow - \lambda\uparrow p\uparrow \lambda\downarrow - p\uparrow \lambda\uparrow \lambda\downarrow + 2\lambda\uparrow p\downarrow \lambda\uparrow - \lambda\uparrow \lambda\downarrow p\uparrow - \\
&\quad - p\uparrow \lambda\downarrow \lambda\uparrow + 2p\downarrow \lambda\uparrow \lambda\uparrow - \lambda\downarrow \lambda\uparrow p\uparrow - \lambda\downarrow p\uparrow \lambda\uparrow), \quad (\text{B.3}) \\
|\Delta^{++}, \frac{3}{2}\rangle &= p\uparrow p\uparrow p\uparrow, \quad |\Delta^{++}, \frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (p\uparrow p\uparrow p\downarrow + p\uparrow p\downarrow p\uparrow + p\downarrow p\uparrow p\uparrow), \\
|\Delta^+, \frac{3}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} (p\uparrow p\uparrow n\uparrow + p\uparrow n\uparrow p\uparrow + n\uparrow p\uparrow p\uparrow), \\
|\Delta^+, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{3} (p\uparrow p\uparrow n\downarrow + p\uparrow p\downarrow n\uparrow + p\downarrow p\uparrow n\uparrow + p\uparrow n\uparrow p\downarrow + p\uparrow n\downarrow p\uparrow + \\
&\quad + p\downarrow n\uparrow p\uparrow + n\uparrow p\uparrow p\downarrow + n\uparrow p\downarrow p\uparrow + n\downarrow p\uparrow p\uparrow), \\
|\Sigma^{*0}, \frac{3}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}} (p\uparrow n\uparrow \lambda\uparrow + n\uparrow \lambda\uparrow p\uparrow + \lambda\uparrow p\uparrow n\uparrow + n\uparrow p\uparrow \lambda\uparrow + \\
&\quad \lambda\uparrow n\uparrow p\uparrow + p\uparrow \lambda\uparrow n\uparrow), \\
|\Sigma^{*0}, \frac{1}{2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{18}} (p\uparrow n\uparrow \lambda\downarrow + p\uparrow n\downarrow \lambda\uparrow + p\downarrow n\uparrow \lambda\uparrow + n\uparrow \lambda\uparrow p\downarrow + n\uparrow \lambda\downarrow p\uparrow + \\
&\quad + n\downarrow \lambda\uparrow p\uparrow + \lambda\uparrow p\uparrow n\downarrow + \lambda\uparrow p\downarrow n\uparrow + \lambda\downarrow p\uparrow n\uparrow + n\uparrow p\uparrow \lambda\downarrow + n\uparrow p\downarrow \lambda\uparrow + n\downarrow p\uparrow \lambda\uparrow + \\
&\quad + \lambda\uparrow n\uparrow p\downarrow + \lambda\uparrow n\downarrow p\uparrow + \lambda\downarrow n\uparrow p\uparrow + p\uparrow \lambda\uparrow n\downarrow + p\uparrow \lambda\downarrow n\uparrow + p\downarrow \lambda\uparrow n\uparrow), \\
|\Omega^-, \frac{3}{2}\rangle &= \lambda\uparrow \lambda\uparrow \lambda\uparrow, \quad |\Omega^-, \frac{1}{2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (\lambda\uparrow \lambda\uparrow \lambda\downarrow + \lambda\uparrow \lambda\downarrow \lambda\uparrow + \lambda\downarrow \lambda\uparrow \lambda\uparrow).
\end{aligned}$$

(волновые функции частиц Σ^{*+} и Ξ^{*0} получаются из волновых функций Δ^+ заменами $n \rightarrow \lambda$ и $p \rightarrow \lambda$, $n \rightarrow p$. Состояния с противоположными по знаку I_3 или J_z определяются заменами $p \leftrightarrow n$ или $\uparrow \leftrightarrow \downarrow$).

Г. Доказательства формул (5.6.10) — (5.6.12) и (5.6.16) — (5.6.18)

1. Доказательство формул (5.6.10) — (5.6.12)

Если отвлечься от особых случаев, то матрица масс (5.6.4) приводится к диагональному виду некоторым, вообще говоря, неунитарным преобразованием. Заметим, что получаемые при такой диагонализации новые собственные состояния φ_1 (ниже о нем говорится как о состоянии с малым временем жизни φ_S) и φ_2 (состояние с большим временем жизни φ_L), вообще говоря, взаимно не ортогональны (исходные состояния $K_a (=K^0)$ и $K_b (=K^0)$ по определению взаимно ортогональны).

Собственные значения z_i матрицы M (5.6.4), вычисляемые как корни уравнения

$$\det |M - z_i \mathbf{1}| = 0, \quad (\Gamma.1)$$

выражаются формулой

$$z_{1(2)} = \frac{1}{2} \{ M_{aa} + M_{bb} \pm \sqrt{(M_{aa} - M_{bb})^2 + 4M_{ab}M_{ba}} \}, \quad (\Gamma.2)$$

где, по определению, знаки $+$ ($-$) соответствуют корням z_1 (z_2). Если условиться, что наблюдаемые на опыте короткоживущий и долгоживущий каоны K_S и K_L соответствуют собственным состояниям $\varphi_1 \equiv \varphi_S$, $\varphi_2 \equiv \varphi_L$, принадлежащим собственным значениям z_1 и z_2 , то собственные значения масс m_S , m_L и полных вероятностей распада γ_S , γ_L частиц K_S , K_L определяется формулами

$$z_1 = m_S - \frac{i}{2} \gamma_S, \quad z_2 = m_L - \frac{i}{2} \gamma_L, \quad (\Gamma.3)$$

которые, с учетом (Г.2), переписываются в виде соотношений

$$M_{aa} + M_{bb} = m_S + m_L - \frac{i}{2} (\gamma_S + \gamma_L), \quad (\Gamma.4)$$

$$\sqrt{(M_{aa} - M_{bb})^2 + 4M_{ab}M_{ba}} = m_S - m_L - \frac{i}{2} (\gamma_S - \gamma_L). \quad (\Gamma.5)$$

В случае CPT -инвариантной теории ($M_{aa} = M_{bb}$, см. (5.6.5)) соотношения (Г.4)—(Г.5) переходят в (5.6.10) — (5.6.11).

Займемся теперь собственными состояниями, определяемыми как решения уравнения

$$M |\varphi_i\rangle = z_i |\varphi_i\rangle, \quad (i = 1, 2). \quad (\Gamma.6)$$

Умножая его слева на $\langle \bar{K}^0 |$ и разлагая по полной ортогональной системе функций, приходим к уравнению

$$\langle K^0 | M | K^0 \rangle \langle K^0 | \varphi_i \rangle + \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle \langle \bar{K}^0 | \varphi_i \rangle = z_i \langle K^0 | \varphi_i \rangle,$$

которое можно переписать в виде

$$\langle \bar{K}^0 | \varphi_i \rangle = \frac{1}{M_{ab}} (z_i - M_{aa}) \langle K^0 | \varphi_i \rangle, \quad (\Gamma.7)$$

где $M_{aa} \equiv \langle K^0 | M | K^0 \rangle$, $M_{ab} \equiv \langle K^0 | M | \bar{K}^0 \rangle$ (считается, что $M_{ab} \neq 0$). Если повторить проделанное преобразование, умножая (Г.6) слева на $\langle \bar{K}^0 |$, то получится уравнение, совпадающее с (Г.7), откуда следует, что из уравнения (Г.6) невозможно определить обе величины $\langle K^0 | \varphi_i \rangle$ и $\langle \bar{K}^0 | \varphi_i \rangle$ (одну из них можно выбрать произвольно). С учетом (Г.2) из (Г.7) получаем

$$\frac{\langle \bar{K}^0 | \varphi_i \rangle}{\langle K^0 | \varphi_i \rangle} = \{ \xi \pm \sqrt{1 + \xi^2} \} \sqrt{\frac{M_{ba}}{M_{ab}}} \begin{pmatrix} \text{знак «+» при } i=1, \\ \text{знак «-» при } i=2 \end{pmatrix}, \quad (\Gamma.8)$$

где

$$\xi = \frac{M_{bb} - M_{aa}}{2 \sqrt{M_{ab} M_{ba}}}.$$

Из определений (5.6.5) — (5.6.7) ясно, что в CPT -инвариантной теории $\xi=0$, а если теория кроме того CP - или T -инвариантна, то правая часть (Г.8) равна ± 1 . Следовательно, вместо формулы (Г.8) можно написать

$$\frac{\langle \bar{K}^0 | \varphi_1 \rangle}{\langle K^0 | \varphi_1 \rangle} = \frac{1 - \varepsilon_S}{1 + \varepsilon_S}, \quad \frac{\langle \bar{K}^0 | \varphi_2 \rangle}{\langle K^0 | \varphi_2 \rangle} = -\frac{1 - \varepsilon_L}{1 + \varepsilon_L}, \quad (\Gamma.9)$$

где ε_S ($i=1$) и ε_L ($i=2$) — параметры, характеризующие нарушение инвариантности. Нормированные собственные состояния φ_1 , φ_2 определяются формулами

$$\begin{aligned} |\varphi_1\rangle (=|\varphi_S\rangle) &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_S|^2)}} \{ (1 + \varepsilon_S) |K^0\rangle + (1 - \varepsilon_S) |\bar{K}^0\rangle \}, \\ |\varphi_2\rangle (=|\varphi_L\rangle) &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_L|^2)}} \{ (1 + \varepsilon_L) |K^0\rangle - (1 - \varepsilon_L) |\bar{K}^0\rangle \}. \end{aligned} \quad (\Gamma.10)$$

В пределе $\varepsilon_S, \varepsilon_L \rightarrow 0$ имеем $\varphi_1 \rightarrow K_1^0$, $\varphi_2 \rightarrow K_2^0$. Поскольку в CPT -инвариантной теории $\xi=0$, величины ε_S и ε_L в формулах (Г.9), (Г.10) равны друг другу. Обозначая через ε их общее значение, имеем

$$\frac{1 - \varepsilon_S}{1 + \varepsilon_S} = \frac{1 - \varepsilon_L}{1 + \varepsilon_L} = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} = \sqrt{\frac{M_{ba}}{M_{ab}}}, \quad (\Gamma.11)$$

откуда следует (5.6.12).

2. Доказательство формул (5.6.16) — (5.6.18)

Определим матричные элементы слабых распадов каонов K^0 и \bar{K}^0 на 2π с учетом сильного взаимодействия пионов в конечном состоянии (рассеяния пионов друг на друге за счет сильного взаи-

модействия). Расходящиеся волны конечного состояния обозначим $\Phi_{\alpha}^{(+)}$, где α — квантовые числа системы 2π , сохраняющиеся в сильном взаимодействии (изоспин I , момент количества движения l). Вводя так же сходящиеся волны $\Phi_{\alpha}^{(-)}$ и учитывая, что системы функций $\{\Phi_{\alpha}^{(\pm)}\}$ полны, приходим к соотношению

$$\langle \Phi_{\alpha}^{(+)} | = \sum_{\beta} \langle \Phi_{\beta}^{(+)} | \Phi_{\beta}^{(-)} \rangle \langle \Phi_{\beta}^{(-)} | = \sum_{\beta} S_{\alpha\beta} \langle \Phi_{\beta}^{(-)} |, \quad (\text{Г.12})$$

где $S_{\alpha\beta} \equiv \langle \Phi_{\alpha}^{(+)} | \Phi_{\beta}^{(-)} \rangle$ — матрица рассеяния (S -матрица). Поскольку при распадах каонов энергия в конечном состоянии не очень велика, в S -матрице системы 2π учтем только упругий канал рассеяния; тогда

$$S_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} e^{2i\delta_{I,l}} (\alpha, \beta = (I, l), (I', l')),$$

где $\delta_{I,l}$ — фазы рассеяния при определенных значениях изоспина I и момента количества движения l системы 2π . В действительности при распадах $K \rightarrow 2\pi$ система 2π находится в S -состоянии, поэтому ниже вместо $\delta_{I,0}$ будем писать просто δ_I . Применяя к матричным элементам процессов $K \rightarrow (2\pi)_I$ соотношение (Г.12), найдем

$$\langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle = e^{2i\delta_I} \langle (2\pi)_I^{(-)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle. \quad (\text{Г.13})$$

Дальше рассмотрим по отдельности случаи T -, CP - и CPT -инвариантной теории.

1. *T-инвариантная теория.* При обращении времени меняются местами начальное и конечное состояния, т. е. входящая и выходящая волны ($\Phi_{\alpha}^{(+)} \leftrightarrow \Phi_{\alpha}^{(-)}$). Следовательно, при обращении времени матричные элементы правой части (Г.13) преобразуются по формулам

$$\begin{aligned} \langle (2\pi)_I^{(-)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle & \stackrel{(T)}{=} \langle K^0 (\bar{K}^0) | H_W | (2\pi)_I^{(+)} \rangle = \\ & = \langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle^*, \end{aligned} \quad (\text{Г.14})$$

а само соотношение (Г.13) приобретает вид

$$\langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle = e^{2i\delta_I} \langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle^*. \quad (\text{Г.15})$$

Таким образом, величина

$$e^{-i\delta_I} \langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle = \{ e^{-i\delta_I} \langle (2\pi)_I^{(+)} | H_W | K^0 (\bar{K}^0) \rangle \}^* \quad (\text{Г.16})$$

вещественна (утверждение (5.6.18) доказано).

2. *CP-инвариантная теория.* В данном случае состояния $(2\pi)_I^{(\pm)}$ имеют определенную CP -четность ($CP = +1$), а кроме того, при CP -преобразовании $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (доказательство см. в под-

строчном примечании после формулы (5.5.2)). Следовательно,

$$\langle (2\pi)_{I^+} | H_W | K^0 \rangle = \langle (2\pi)_{I^+} | H_W | \bar{K}^0 \rangle \quad (\Gamma.17)$$

(утверждение (5.6.17) доказано; в данном случае соотношение (Г.13) не потребовалось).

3. *CPT-инвариантная теория.* Рассуждая аналогично случаю (1) находим, что при *CPT*-преобразовании правая часть (Г.13) принимает вид

$$\langle (2\pi)_{I^+} | H_W | K^0(\bar{K}^0) \rangle = e^{2i\delta_I} \langle (2\pi)_{I^+} | H_W | \bar{K}^0(K^0) \rangle^*, \quad (\Gamma.18)$$

откуда следует

$$e^{-i\delta_I} \langle (2\pi)_{I^+} | H_W | K^0 \rangle = \{ e^{-i\delta_I} \langle (2\pi)_{I^+} | H_W | \bar{K}^0 \rangle \}^* \quad (\Gamma.19)$$

(утверждение (5.6.16) доказано).

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

К главам 1, 2 и книге в целом

Общий обзор физики элементарных частиц

1. Основы современной физики, т. 10, Физика элементарных частиц, 2-е изд., Иванами, Токио, 1978 (на японском языке).

Исторические обзоры и справочные руководства по методам физики элементарных частиц

2. Такэтами М., Саката С., Накамура С., Сущность элементарных частиц, Иванами, Токио, 1963 (на японском языке).
3. Юкава Х., Саката С., Такэтами М., Поиски элементарных частиц, Кэйсо сёбо, Токио, 1965 (на японском языке).
4. Саката С., Методы физики, Иванами, Токио, 1972 (на японском языке).
5. Philosophical and methodological problems in Physics, Suppl. Prog. Theor. Phys., No. 50, 1971.

Обзоры первых составных моделей

6. Structures of elementary particles. Suppl. Prog. Theor. Phys., No. 19, 1961.
7. Sakata S., Maki Z., Ohnuki Y., Remarks on a new concept of elementary particles and the method of the composite model. Suppl. Prog. Theor. Extra No., 1965.

Руководство по структуре элементарных частиц и составным моделям (приведена подробная библиография)

8. Танака М., Исиды С., Протяженность элементарных частиц и их модели, Нихон буцури гаккай, Токио, 1975 (на японском языке).

Обзорные монографии по теории поля

9. Ёдзима К., Релятивистская квантовая механика, Байфукан, 1973 (на японском языке).
10. Наканиси Н., Квантовая теория поля, Байфукан, 1975 (на японском языке).
11. Ёкояма К., Квантовая электродинамика, Иванами, Токио, 1978 (на японском языке).

К главе 3

12. Gell-Mann M., Ne'eman Y., The eightfold way, Benjamin, 1964.
13. Kokkedee J. J. J., The quark model, Benjamin, 1969. [Имеется перевод: Коккедэ Я. Теория кварков.— М.: Мир, 1971.]

Обзор, содержащий изложение $SU(6)$ -теории

14. Sakita B., Higher symmetries of hadrons (Advances in Particle Physics, Vol. 1), Interscience, 1968, p. 219.

К главе 4

Ядерные силы

15. Suppl. Prog. Theor. Phys. No. 3, 1956;
Нисимура К., Рассеяние нуклонов на нуклонах, Нихон буцури гаккай, Токио, 1963 (на японском языке).

- Модель обмена одним адроном
16. *Suppl. Prog. Theor. Phys.* No. 39, 1967; No. 42, 1968.
- Обзор применений теории S -матрицы к описанию сильных взаимодействий, в частности πN -рассеяния, по состоянию на 1960 г.
17. *Chew G. F.*, *S-matrix theory of strong interaction*, Benjamin, 1962.
- Модель полюсов Редже
18. *Squires E. J.*, *Complex angular momenta and particle physics.*, Benjamin, 1963;
- Frautschi S. C.*, *Regge poles and S-matrix theory*, Benjamin, 1963;
- Hara Y.*, *Suppl. Prog. Theor. Phys.* No. 51, 1972, p. 96.
- Феноменологический подход к описанию дуальности
19. *Fukugita M.*, *Igi K.*, *Phys. Reports*, 31C, No. 4, 1977.
- Введение в теорию дуальных резонансов
20. *Frampton P. H.*, *Dual resonance model*, Benjamin, 1974.
- Нелокальные модели элементарных частиц, в частности струнная модель (приведена подробная библиография)
21. *Goto T.*, *Протяженные элементарные частицы*, Иванами, Токио, 1978 (на японском языке).
- Применение правила ОЦИ и моделей с перегруппировкой кварков к исследованию адронных процессов.
22. *Okubo S.*, *A survey of quark-line rule*, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, No. 63, 1978, p. 1.
23. *Igarashi Y.*, *Imachi M.*, *Matsuoka T.*, *Ninomlya K.*, *Otsuki S.*, *Sawada S.*, *Toyoda F.*, *Constituent rearrangement model and hadron reactions*, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, No. 63, 1978, p. 49.

К главе 5

- В следующих двух книгах можно найти подробную библиографию, начиная с первой статьи Ферми и кончая работами, посвященными калибровочным моделям и модели с четырьмя ароматами
24. *Онума М.*, *Накагава М.*, *Слабые взаимодействия элементарных частиц*, *Нихон буцури гаккай*, Токио, 1972 (на японском языке).
25. *Marshak R. E.*, *Riazuddin*, *Ryan C. P.*, *Theory of weak interactions in particle physics*, Wiley-Interscience, 1969.
- Обзоры ранних исследований слабых взаимодействий, основанных на модели Сакаты
26. *Nakagawa M.*, *Oneda S.*, *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, No. 19, 1961, p. 125.
27. *Окунь Л. Б.* *Слабое взаимодействие элементарных частиц*, Физматгиз, М., 1965.
- Элементарные введения в физику бета-распада и нейтрино
28. *Ямада К.*, *Морита М.*, *Фудзии А.* *Бета-распад и слабые взаимодействия*, Байфукан, 1973.
29. *Марков М. А.*, *Физика нейтрино*, 1972.
30. *Bilenky S. M.*, *Pontecorvo B.*, *Lepton mixing and neutrino oscillations*. *Phys. Reports*, 41, No. 4, 1978.
- Алгебра токов, теория ЧСАТ
31. *Adler S. L.*, *Dashen R. F.*, *Current algebra*, Benjamin, 1968. [Имеется перевод: *Адлер С.*, *Дашен Р.* *Алгебры токов и их применение в физике.*— М.: Мир, 1970.]
- Глубоко неупругие соударения, партонная модель
32. *Feynman R. P.*, *Photon-hadron interaction*, Benjamin, 1972. [Имеется перевод: *Фейнман Р.* *Взаимодействие фотонов с адронами.*— М.: Мир, 1975.]

33. *Llewellyn Smith C. H.*, Parton models of inelastic lepton scattering (Springer Tracts in Modern Physics 62), Springer-Verlag, 1972, p. 51.
34. *Kogut J., Susskind L.*, The Parton picture of elementary particles, Phys. Reports, 8С, No. 2, 1973.
- Нейтринные процессы
35. *Llewellyn Smith C. H.*, Neutrino reactions at accelerator energies, Phys. Reports, 3С, No. 5, 1972.
36. *Barish B. C.*, Experimental aspects of high energy neutrino physics, Phys. Reports, 39С, No. 4, 1978.
- Калибровочные модели, перенормируемость
37. *Abers E. S., Lee B. W.*, Gauge theories, Phys. Reports, 9С, No. 1, 1973.
- Модели с четырьмя (очарованный кварк) и многими ароматами
38. *Appelquist T., Barnett M., Lane K.*, Charm and beyond, Ann. Rev. of Nucl. and Particle Sci. Vol. 28, 1978, p. 387.

К главе 6

- Общий обзор современного развития физики элементарных частиц
39. Proceedings of the 19th International Conference on High Energy Physics, Tokyo, 1978.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА ¹⁾

Монографии

1. *Андреев И. В.* Квантовая хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях.— М.: Наука, 1981.
2. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки.— М.: Наука, 1981.
3. *Тейлор Дж.* Калибровочные теории слабых взаимодействий.— М.: Мир, 1978.
4. *Фейнман Р.* Теория фундаментальных процессов.— М.: Мир, 1978.

Обзорные статьи

1. *Азимов Я. И. и др.*— УФН, 1980, т. 132, с. 443.
2. *Вайнштейн А. И. и др.*— УФН, 1977, т. 123, с. 217.
3. *Вайнштейн А. И. и др.*— УФН, 1980, т. 131, с. 537.
4. *Вайсенберг А. О.*— УФН, 1981, т. 135, с. 3.
5. *Дремин И. М.*— УФН, 1970, т. 131, с. 715.
6. *Илиопулос Дж.*— УФН, 1977, т. 123, с. 565.
7. *Киржниц Д. А.*— УФН, 1978, т. 125, с. 169.
8. *Кронин Дж. В.*— УФН, 1981, т. 135, с. 195.
9. *Лезерман Л.*— УФН, 1979, т. 128, с. 693.
10. *Матинян С. Г.*— УФН, 1980, т. 130, с. 3.
11. *Намбу Й.*— УФН, 1978, т. 124, с. 147.
12. *Окунь Л. Б.*— УФН, 1981, т. 134, с. 3.
13. *Перл М.*— УФН, 1979, т. 129, с. 671.
14. *Рихтер Б.*— УФН, 1978, т. 125, с. 201.
15. *Тинг С.*— УФН, 1978, т. 125, с. 227.
16. *Фитч В. Л.*— УФН, 1981, т. 135, с. 185.
17. *'т Хоофт Г.*— УФН, 1981, т. 135, с. 479.

¹⁾ Составлена редактором перевода.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адронизация 216
 Адроны 30, 81, 88, 89, 92, 94, 98, 103
 — масса 37
 — разности масс 76
 Алгебра токов 186
 Амплитуда *Венециано* 114
 — перегруппировки кварков 126
 — рассеяния
 — — на большие углы 140
 — — поведение реджевское 138
 — — — степенное 140
 Амплитуды октетные 182
 Античастица 11
 Асимптотическая свобода 137, 144
 «Атомы» 81

Барнионий 137
 Барions 26, 30, 48, 57, 61, 135
 — возбужденные состояния 69
 — декуплет 52, 57, 60, 61
 — октет 50, 61, 67, 73
 — октетные 72, 73
 — очарованные 252
 — разности масс 75
 Бета-распад барионов 169
 — нуклонов 21
 Бозон векторный заряженный W^\pm 171, 173, 178
 — — нейтральный W^0 226
 — синглетный ($SU(2)_W$), B 232
 — хиггсов 234
 Бозоны 30, 89
 — хиггсовы 233
 Боттом-кварк 223

Вакуум истинный 134
 — физический 234
 Взаимодействие антисимметричное 193
 — бета- 151
 — вида (ток) \times (ток) 170, 183, 188
 — вида (цветовой октетный ток) \times (цветовой октетный ток) 79
 — между унитарными спинами 70
 — миллслабое 210
 — нейтральных токов 226, 237
 — обменное 97, 108
 — с $(V+A)$ -током 197
 — сверхслабое 207
 — сильное 14, 28, 29, 30
 — слабое 28, 29, 30, 147, 170
 — — единое фундаментальное 29
 — — нелептонное 175
 — — универсальное Ферми 21, 159
 — — универсальность 153, 156, 158, 161
 — спин-орбитальное LS 66, 70, 71
 — спин-спиновое 66, 70
 — типа D 50, 185, 280
 — типа F 50, 72, 185, 280
 — типа *Юкавы* 79
 — электромагнитное 28, 30
 — эффективное двухчастичное 197
 Восьмеричный путь 49
 Вырождение обменное 100
 — — снятие 131

Генераторы 41, 44, 70, 72, 77, 134, 157
 ГИМ 175
 Гиперзаряд 49
 — слабый 232

Гипероны 169
 Гипотеза нейтринная 10
 — о частичном сохранении аксиального тока (ЧСАТ) 162, 184
 — сохранения векторного тока (СВТ) 155, 157
 Глюоны 79, 117, 133, 134, 135, 137, 143, 223, 256
 Группа калибровочная *Вайнберга* — *Са-лама* 240
 — $SU(2)$ 189
 — $SU(3)$ 49, 57, 189
 — — декуплет 51, 57, 62
 — — ионет 51, 57
 — — октет 51, 57, 63
 — — синглет 51, 57, 63
 — — триплет 61
 — — 27-плет 51, 57
 — $SU(3)_c$ 77
 — $SU(4)$ 190
 — $SU(6)$ 65, 67
 — $U(3)$ 43
 — — регулярное представление 47
 — — структурные постоянные 44, 45
 Группы калибровочные 240

Дейтон, квадрупольный момент 85
 Декуплет барионный 52
 Дуальность 101, 114, 115, 124
 — парадокс *Рознера* 126

Закон подобия 139, 141
 — *Серджента* 9
 — сохранения A -тока 164
 — — барионного числа 39
 — — заряда 23, 39
 — — импульса 23
 — — лептонного числа 23
 — — — — нарушение 228
 — — момента количества движения 23
 — — нуклонного числа 23
 — — странности 39
 — — энергии 10, 23
 Заряд аксиальный 184
 — очарованного кварка 259
 — приведенный 184
 — слабый 232
 — цветовой 134
 — электрический 71, 155, 232
 Зарядовая независимость 18, 40

Изовектор 54
 Изосинглет 46
 Изоскалярная мишень 219, 230
 Изоспин 16, 18, 31, 41, 94
 Изотриплет 46
 Инвариантность гамильтониана относительно дискретного преобразования 150
 — зарядовая 18, 26, 28, 31, 39, 40, 53
 — изотопическая 17
 — калибровочная глобальная 133
 — — локальная 79, 133
 — киральная 164
 — — спонтанное нарушение 164
 — масштабная 214, 224, 225
 — — нарушение 225
 — P , нарушение 152
 — CP 151, 176, 205, 206
 — — нарушение 176, 177, 204, 207, 210, 211

- Инвариантность *CPT* 205, 206
 — — нарушение 210
 — R 183
 — $SU(2)_W \times U(1)_Y$ 232
 — T 151, 205, 206
 — — нарушение 211
 Инстантон 134
- Каоны 48, 164, 165, 168, 175, 207, 268
 — нейтральные 175, 176
 Квантовая хромодинамика (КХД) 132, 134, 200, 265
 — электродинамика 133, 134
 Кварк боттом (красивый) 223
 — очарованный 173, 238
 — странный 100
 Кварки 58, 59, 60, 61, 76, 100, 117, 130, 133
 — активные 126
 — валентные 223
 — комбинаторика 117
 — наблюдателя 127
 — обменываемые 127
 — очарованные 101
 — перегруппировка 121, 126
 — — диаграммы 122
 — рекомбинация 143
 — струн 266
 — удержание 75
 Константа связи безразмерная 29
 — — взаимодействия *Юкавы* 85, 87
 — — голая 155, 156
 — — перенормированная 155
 — — бета-взаимодействия 151
 Константы связи нейтральных токов (таблица) 236
- Лептон тяжелый 265, 267
 Лептоны 29, 30, 146
- Магнитный момент, аномальный 157
 Массовая формула *Гелл-Манна — Окубо* 50, 75
 — — *Окубо* 51, 52, 55
 Матрица масс 205
 — — векторных мезонов 56
 Матрицы изоспина 16
 Матричный элемент барионный одночастичный 198
 — — *Гамова — Теллера* 159
 Мезон скалярный 66, 93
 — A_2 67
 — g 67
 — h 67
 — K^+ 147
 — η 46, 48
 — η' 46
 — ρ 67, 93, 110, 112, 114, 120
 — ϕ 55, 118, 119, 120, 130, 131
 — ω 55, 93, 118, 119, 131
 Мезонная молекула 267
 Мезоны 30, 45, 60, 61, 69, 100, 135
 — векторные 53, 54, 64, 66, 89, 93, 99
 — — нонет 56, 66, 119
 — октет 45, 57
 — псевдоскалярные 64, 65, 66, 119
 — разности масс 76
 — синглет 45, 57
 — тензорные 99
 — экзотические второго типа 65
 Механизм *Глешоу — Иллиопулоса — Майани* (ГИМ) 175
 — *Хиггса* 234
 Множественная генерация 140, 211
 — — струнная структура 265
- Модели со многими ароматами 238
 — элементарных частиц (таблица) 59
 Модель адронного мешка 134
 — адронов партонная 215
 — атомного ядра *Гейзенберга* 9
 — *Голдхабера* 35
 — дуальная, резонансная 115
 — изобарная 87
 — интерференционная 111
 — калибровочная *Вайнберга — Салама* 231, 235, 236
 — кварков *Цвейга, Гелл-Манна* 58, 62, 78, 116, 117
 — — партонная 138, 142
 — *Маркова* 35
 — нагойская 172
 — обмена одним адроном 88, 89, 92
 — — бозоном 89
 — *Пайса* 39
 — партонная 215
 — полюсов *Редже* 94
 — *Сакаты* 35, 36
 — сверхслабого взаимодействия 207
 — струнная 116, 135
 — с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование) 250
 — трехцветная с тремя ароматами 58, 76, 132
 — шнуровки (ядерная демократия) 39, 95
 — *Ферми и Янга* 35, 37
 — $SU(6)$ 194
 «Молекулы» 81
 Момент количества движения 94, 95, 98, 99
 — цветовой кварка 255
 Мультиплет в пространстве изоспина 42
 — изотопический 26
 — мезонный 54, 55
 — спиновый 67
 — $U(3)$ 67
 Мюон 20
- Нейтрино 10
 — истинные 269
 — масса 268
 — мюонное 20
 — — пучки 211, 228
 — осцилляции 269
 — электронное 20
 Несохранение четности 237
 Нонет 56, 99, 100, 118
 Нуклоны 9, 34, 38, 169
 — внутренняя структура 211
 — промежуточные 87
- Оператор изоспина 44
 — *Казимира* 70, 71, 80
 — — собственные значения 80
 — проектирования 152
 — спиральности 44
 — странности 44
 — числа античастиц 152
 — — барионов 45
 — — частиц 152
 — $SU(2)_W$ -спина 232
 Операторы унитарного спина 44
 Отношение *Дрелла* 264
 ОЦИ 118
 Очарование 173, 192, 257
- Парадокс *Рознера* 126, 129
 Парастатистика 76
 Партоны 215, 220

- Партоны валентные 218
 — заряд 220
 — кварковая модель 220
 — море пар 218
 — спин 220
 Перенормируемость 240
 Пионы 14, 34, 38, 39, 48, 53, 55, 84, 87, 94, 147, 164, 175, 268
 — пучки 31, 87
 — фоторождение 30
 Подавление 178, 192, 200
 Поле адронов 158
 — глюон (глюонное) 79, 134
 — калибровочное абелево 134
 — — неабелево 134
 — — Янга — Миллса 234
 — кварков 134, 158
 — материи фундаментальное (Гейзенберга) 39
 — мезонное 15
 — цветное, силовые линии 134
 Полюса Редже 96, 98, 106, 107
 Померон 109
 Постоянная тонкой структуры 28
 Потенциал обмена двумя пионами 85, 86
 — — одним пионом 84
 — обменных сил 98
 — отталкивания, жесткая сердцевина 87, 89
 Правило Моррисона 104, 127, 128
 — Окубо — Цвейга — Иидзуки (ОЦИ) 118, 120, 249
 — — нарушение 130
 — отбора октетное 181
 — — $\Delta I = 1/2$ 178
 — сумм для конечной энергии 111
 — — Ли — Сугавара 183
 — ФВР 126
 — — обобщенное 137
 Предел Бьёркена 214
 — жестких пионов 164
 — мягких пионов 163, 164
 Представление инвариантное 43
 — трехмерное с равным нулю следом 43
 — фундаментальное 43
 Преобразование зарядового сопряжения (замены частицы на античастицу) C 53, 149, 150
 — калибровочное 133
 — обращения времени T 53, 149, 150
 — пространственной инверсии P 53, 148
 — унитарное двумерное $U(2)$ 40
 — — генераторы 41
 — — трехмерное $U(3)$ 43, 44
 — — генераторы 44
 — — частное SU 77
 — C 54
 — G 53, 54
 — R 182
 Преобразования перекрестные 91, 124
 Пространственная инверсия 148
 Пространство изоспина (изотопическое) 16, 17, 18, 40, 43
 — Лоренца 18
 Процессы адронные 101, 102
 — — амплитуда 127
 — барион-антибарионные 125
 — — парадокс дуальности (Рознера) 126
 — инклюзивные 140, 212
 — нейтринные 257
 — неупругие 110
 — перекрестные 91
 — с большими поперечными импульсами 138
 Псевдоскаляр 18
 Радиус действия ядерных сил 13
 Распады очарованных частиц 261
 — — — правила отбора 262
 — — слабые нелептонные 175
 — — с изменением странности 165
 Рассеяние вперед 104, 108, 109, 118, 128
 — глубокое неупругое 229
 — дифракционное 104
 — назад 105, 116, 118, 128, 129
 — нуклонов на нуклонах 85, 93
 — пионов на нуклонах 87, 92
 Реджевское поведение 138, 140
 Резонанс 30, 53, 136
 — упругость 32
 — ширина 32
 — $3-3$ 32, 38, 51, 87, 88
 — $M_4 \equiv (qq\bar{q}\bar{q})$ 126
 — Z_0 58
 — Z_1 57
 — Υ 239
 Резонансы 102, 111, 254
 — мезонные 89
 Рождение пар
 — — мюонов 259
 — — различных лептонов 267
 СВТ 154
 Связь 136
 Семейство адронов 25
 Сечение инклюзивное 212
 — рассеяния дифференциальное 104
 — — сужение пика 104, 109
 Сечения полные 222
 Сигнатура 108
 Силы спин-орбитальные 86, 89
 — тензорные 86
 — электромагнитные 13, 14
 — ядерные 13, 14
 Симметрия барион-лептонная 171
 — глобальная 39
 — кварк-лептонная 171, 173, 240
 — киральная 164
 — — нарушение 164
 — перекрестная 90
 — спонтанное нарушение 234
 — унитарная, нарушение 52
 — — частный случай (SU) 43, 77
 — $SU(2)$ 43
 — $SU(2)_W$ 231
 — $SU(3)$ 49, 50, 192
 — $SU(3)_c$ 77
 — $SU(4)$ 194, 201, 250
 — $SU(6)$ 64, 67, 159
 — $U(2)$ 40
 — $U(3)$ 40
 — — нарушение 100
 Сиглет изоспиновый 42, 43
 — спиновый 86
 — цветовой, $SU(3)_c$ 77, 78, 160
 — η_1 46
 Скейлинг 214, 215
 — нарушение 218, 225
 — ранний 215, 216
 Слабое взаимодействие 28, 29, 30, 147, 170
 Слабый магнетизм 156
 Соотношение Гольдбергера — Треймана 162
 — Каллана — Гросса 219
 — Колемана — Глешоу 75
 — унитарности 208
 Соотношения между полными сечениями 103
 — перекрестные 91
 Состояние, близкое к резонансному 94
 — зарядовое 31

- Состояние резонансное 30, 32, 51, 94, 125
 — экзотическое 57, 82, 125, 266
 Состояния барионные 100
 — резонансные, спектр 115
 Спины 9, 64
 — унитарный 44, 62, 70, 71, 92
 Спин-четность J^P 18, 27, 51, 53
 Степени свободы аромата 77, 120
 — спиновые 69, 70
 — унитарного спина 120
 — цветовые 77, 78, 160, 177
 — $U(3)$ -спина 69
 Столкновения глубоко неупругие 211
 — пион-нуклонные 30
 — электронов с позитронами (e^-e^+) 264
 Странность 26, 36, 37, 94
 Струя адронов глюонная 265
 — — кварковая 143, 265
 Субкварки 241
 Супермультиплет 65, 67, 68
 СЦМ 31
- Тахионы 110
 Теорема Лемана — Симанзика — Циммермана 166
 — Намбу — Голдстоуна 164
 — Померанчука 102
 — СРТ 150
 Теория бета-распада Ферми 10
 — единая, $SU(2)_W$ -инвариантная 232
 — калибровочная 238
 — мезонная ядерных сил Юкавы 13
 — пионов 87, 88
 — $SU(6)$ 64, 67, 74, 159
 — — супермультиплет 65
 — $SU(N)$ 189
 Тождество Уорда — Такахаши 240
 — Фирца 177
 Ток адронный векторный 155, 154, 158
 — аксиально-векторный (А-ток) 161, 164
 — бета-распада аксиально-векторный 158, 159
 — векторный (V-ток) 154, 164
 — второго класса 156, 157, 159
 — левый 153
 — нуклонный, тензорный член 156
 — цветовой октетный 79
 — электромагнитный 155
 Токи адронов 146
 — заряженные 226
 — нейтральные 226
 Траектории Редже 96, 99
 — — барионов 101
 — — ведущие 115
 — — векторные 99, 100
 — — дочерние 115
 — — мезонов 99, 101
 — — тензорные 99, 100
 Траектория вакуумная 109
 — Померанчука (померон) 109
 Триплет изоспиновый 42, 43
 — спиновый 86
- Угол Кабиббо 165, 166
 Удержание кварков в адроне 75, 76, 83, 117, 132, 226
- Универсальность 153, 156, 158, 161, 166, 171, 203
 — амплитуд 203
 — мюон-электронная ($\mu-e$) 24, 161
 Унитарный спин 44, 62, 70, 71, 92
 — — нормированные волновые функции 62
 Уравнение Гейзенберга для фундаментального поля материи 39
 Урбарнон 60
 Уровни резонансные 70
 — энергий (массы) 70
 Усиление 178, 184, 192, 199, 200, 261, 262
- ФВР 126
 Фермионный минимизм 36
 Фермионы 30
 Физическая область 92
 Формулы для масс барионов 50, 74
 Фотоны 30
 Фундаментальные составляющие 37, 58, 60, 82
 — частицы 35, 60
 Функции масштабные 214
 — структурные 213, 222
 — — масштабная инвариантность 214
- Чармоний 253
 — энергетические уровни 255
 Частица N^* 70
 — Δ 32, 51
 — Δ^* 70
 — Λ 35, 44
 — Λ^* 70, 71
 — Ξ 37, 38
 — Ξ^* 51
 — Σ 38
 — Σ^* 51
 — Υ 132, 270, 272
 — Ψ (J/Ψ) 120, 130, 132, 247, 248
 — Ω^- 52
 Частицы очарованные 193, 245
 — странные 28
 — экзотические 57
 — элементарные 27
 Четность изотопическая 100
 — натуральная 65, 101
 — ненатуральная 101
 — пространственная (P-четность) 64, 148
 — — несохранение 147, 148
 — C 54, 55, 64
 — G 54, 55
 Число барионное 18, 26, 60
 — лептонное 23, 24
 — мюонное 23
 — нуклонное 18
 — электронное 23
 ЧСАТ 160, 162
- Шпурнон 196
- Ядерная демократия 39
 Ядерные силы 13
 — — пионная теория 84

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие	7
Глава 1. Первые шаги физики элементарных частиц	9
§ 1.1. Бета-распад атомных ядер	9
§ 1.2. Теория Ферми	10
§ 1.3. Мезонная теория Юкавы	13
§ 1.4. Развитие мезонной теории	16
1.4.1. Изоспин	16
1.4.2. Распад пионов	19
1.4.3. Гамма-распад π^0 -мезона	19
§ 1.5. Теория двух мезонов и универсальное взаимодействие Ферми	20
1.5.1. Бета-распад нуклонов	21
1.5.2. Лептонное число	23
Глава 2. Семейства элементарных частиц и классификация взаимодействий	25
§ 2.1. Правило Накано — Нишиджимы — Гелл-Манна	25
§ 2.2. Классификация адронных взаимодействий	28
§ 2.3. Обнаружение резонансных состояний	30
Литература	33
Глава 3. Составные модели адронов	34
§ 3.1. Модель Сакаты и $U(3)$ -симметрия	34
3.1.1. Модель Сакаты	35
3.1.2. Унитарная симметрия	40
3.1.3. Барионы и восьмеричный путь	48
3.1.4. 9-плет векторных мезонов	53
§ 3.2. Фундаментальные составляющие	58
3.2.1. Фундаментальные составляющие — кварки	58
3.2.2. Теория $SU(6)$ -симметрии — мезоны	64
3.2.3. Теория $SU(6)$ -симметрии — барионы	67
3.2.4. Возбужденные состояния барионов	69
3.2.5. Электромагнитные свойства адронов	71
3.2.6. Трехцветная модель со многими ароматами	76
Литература	83
Глава 4. Сильные взаимодействия адронов	84
§ 4.1. Пределы применимости мезонной теории	84
§ 4.2. Модель обмена одним адроном	88
§ 4.3. Модель полюсов Редже	94
4.3.1. Полюса Редже	95
4.3.2. Адроны и полюса Редже	98

4.3.3. Особенности адронных процессов при высоких энергиях	101
4.3.4. Обмен полюсами Редже	106
§ 4.4. Дуальность в адронных процессах	111
§ 4.5. Адронные процессы и модель кварков	117
4.5.1. Комбинаторика кварков	117
4.5.2. Правило Окубо — Цвейга — Иидзуки	118
4.5.3. Перегруппировки кварков	121
4.5.4. Амплитуды перегруппировки кварков	126
4.5.5. Нарушения правила ОЦИ	130
§ 4.6. Механика кварков и структура адронов	132
4.6.1. Механика кварков — квантовая хромодинамика (КХД)	132
4.6.2. Глюоны и струнная модель	135
§ 4.7. Рассеяние на большие углы и процессы с большими поперечными импульсами	138
4.7.1. Рассеяние на большие углы	138
4.7.2. Процессы при больших p_T	140
Литература	144
Глава 5. Слабые взаимодействия	146
§ 5.1. Несохранение четности и $V - A$ -взаимодействие	147
5.1.1. Преобразования P, C, T	147
5.1.2. Характеристики бета-взаимодействия	151
§ 5.2. От адронных токов к токам фундаментальных составляющих	153
5.2.1. Универсальность	153
5.2.2. Гипотеза СВТ	154
5.2.3. Токи кварков	158
§ 5.3. Гипотеза о частичном сохранении аксиального тока	160
§ 5.4. Кварк-лептонная симметрия. Модель с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование)	165
5.4.1. Введение угла Кабиббо θ_C	165
5.4.2. Модель с четырьмя ароматами и новым квантовым числом — очарованием	171
5.4.3. Механизм Глешоу — Иллиопулоса — Майани	173
§ 5.5. Нелептонные взаимодействия	175
5.5.1. Возникновение проблемы	175
5.5.2. Правило $\Delta I = 1/2$	178
5.5.3. Октетное правило	181
5.5.4. Применение гипотезы о частичном сохранении аксиального тока	184
5.5.5. Трансформационные свойства взаимодействия $j \times j^\dagger$	188
5.5.6. Проблемы усиления и подавления	192
§ 5.6. Нарушение CP -инвариантности	204
§ 5.7. Внутренняя структура нуклонов	211
§ 5.8. Взаимодействие нейтральных токов	226
5.8.1. Свойства нейтральных токов	226
5.8.2. Калибровочная модель Вайнберга — Салама	231
5.8.3. Модели со многими ароматами и калибровочная теория	238
5.8.4. Модели фундаментальных составляющих и слабые взаимодействия	240
Литература	242

Глава 6. Новые частицы и новые степени свободы	245
§ 6.1. Открытие очарованных частиц	245
6.1.1. Путь к новым частицам	245
6.1.2. Частица J/ψ	247
§ 6.2. Модель с четырьмя ароматами (четвертое квантовое число — очарование)	250
6.2.1. Мультиплеты и энергетические уровни	250
6.2.2. Чармоний	253
6.2.3. Слабые взаимодействия очарованных частиц	257
§ 6.3. Недавно открытые частицы	263
6.3.1. Эксперименты с e^-e^+ -столкновениями	264
6.3.2. Тяжелый лептон	267
6.3.3. Частица Υ — пятый кварк	270
§ 6.4. Заключение	273
Литература	276
Приложения	278
А. Обозначения и единицы	278
Б. Отношение D/F в лагранжиане взаимодействия октетных барионов и мезонов	279
В. Волновые функции в SU(6)-теории	281
Мезоны	281
Барионы	281
Г. Доказательства формул (5.6.10)—(5.6.12) и (5.6.16)—(5.6.18)	283
1. Доказательство формул (5.6.10)—(5.6.12)	283
2. Доказательство формул (5.6.16)—(5.6.18)	284
Рекомендуемая литература	287
Предметный указатель	290

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, Москва, И-110, ГСП, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».