

образом, единственным неизвестным численным параметром является константа связи пион—нуклон $g_{\text{сильн}}$. Поэтому экспериментальная проверка дисперсионных соотношений (7.158) состоит в установлении того, что существует значение $g_{\text{сильн}}$, для которого эти соотношения выполняются при всех энергиях. Экспериментально дисперсионные соотношения (7.158) проверены в широком диапазоне энергий и оказались хорошо соблюдающимися. «Попутно» была определена константа связи сильных взаимодействий, для которой получилось $g_{\text{сильн}}^2/4\pi = 14,7$, т. е. заметно больше единицы. Опытное несоблюдение дисперсионных соотношений для πN -рассеяния явилось бы прямым указанием на то, что какие-то основные принципы теории нарушаются и тем самым требуют пересмотра.

Дисперсионные соотношения можно выписать и для многих других процессов. К сожалению, однако, лишь для небольшого числа процессов строго доказанные дисперсионные соотношения удается записать в такой форме, чтобы они содержали величины, доступные (хотя бы в принципе) непосредственному измерению.

§ 8. Слабые взаимодействия

1. Из известных сейчас опытных данных следует, что роль слабых взаимодействий в окружающем нас мире в основном сводится к тому, что ими обусловлены распады таких частиц, ядер и других микрообъектов, которые без слабых взаимодействий были бы стабильными. Пока не установлена область явлений, для которой вызываемые слабыми взаимодействиями силы между частицами являлись бы определяющими или хотя бы существенными. За одним, правда, очень важным, исключением (см. гл. XII, § 1, п. 5) то же можно сказать и о реакциях, идущих за счет слабых взаимодействий.

Чтобы представить себе роль слабых взаимодействий более наглядно, попробуем вообразить, каким бы был мир при отсутствии тех или иных взаимодействий. В мире без сильных взаимодействий не претерпели бы существенных изменений квантовая электродинамика и вся физика лептонов. И комpton-эффект, и распад мюона протекали бы так же, как и в обычном мире. Но вот сильно взаимодействующих частиц либо не стало бы вовсе, либо вместо них появились бы совершенно другие частицы. Поэтому мир в целом был бы совершенно иным во всей доступной нам области масштабов. Если бы исчезли электромагнитные взаимодействия, то атомные ядра и сильно взаимодействующие частицы остались бы, хотя и в исковерканном виде (или, если хотите, в виде, не исковерканном электромагнитными взаимодействиями). Протон и нейтрон стали бы совершенно неотличимыми друг от друга. Точно так же одинаковыми стали бы частицы внутри каждого изотопического мультиплета (например, три пиона). Начиная же с атомных масштабов и выше, мир изменился бы до полной неузнаваемости. Не стало бы ни молекул, ни атомов, ни электромагнитного излучения. Тем самым не стало бы и привычных нам микроскопических вещей.

Но если бы исчезли слабые взаимодействия, то из всех частиц исчезли бы только нейтрино, а остальные даже не претерпели бы существенных измене-

ний *). Ядра, атомы, молекулы, кристаллы по-прежнему могли бы существовать. Но стабильных частиц стало бы гораздо больше, и это существенно обогатило бы возможные структурные формы материи на атомном и макроскопическом уровне. Прежде всего число стабильных изотопов возросло бы почти на порядок за счет того, что стали бы стабильными все β^{\pm} -активные изотопы. Далее, стали бы стабильными частицы μ^{\pm} , π^{\pm} , K^{\pm} , K^0 , \bar{K}^0 , Λ , Σ^{\pm} , Ξ^{-} , Ξ^0 , Ω^{-} . Поэтому стабильными стали бы все гиперядра с любым числом Λ -гиперонов. В ядре смогли бы существовать и каоны K^{+} и K^0 , если бы только они притягивались к нуклонам сильными взаимодействиями. Отрицательные мюоны смогли бы заменять частично или полностью электроны в атоме, причем размеры атомов с мюонными оболочками были бы в двести раз меньше обычных (стал бы практически осуществим и ядерный катализ, упомянутый нами в § 6, п. 10). Стали бы стабильными различные водородоподобные системы, такие, как $e^{-}-\pi^{+}$, $e^{-}-\mu^{+}$, $\pi^{-}-\mu^{+}$, $e^{-}-K^{-}$ и т. д. (но, конечно, не $\pi^{-}-p$, $K^{-}-K^{+}$ и даже не $\pi^{+}-K^{-}$, $K^{-}-p$). Мы видим, что с атомной и макроскопической точек зрения отсутствие слабых взаимодействий не изменит существующих структур вещества, но сделает их более разнообразными. Включение слабых взаимодействий «всего лишь» лишает стабильности одни формы вещества, не затрагивая других. Таким образом, основной «профессией» слабых взаимодействий является не создание сил, а осуществление распадов частиц. Но если частица подвержена распаду, то она может и возникнуть в результате подходящей реакции. Однако, если интенсивность взаимодействия мала, то его несравненно легче обнаружить в распаде, чем в реакции. Действительно, масштабом времени жизни для элементарных частиц является характерное время пролета, имеющее порядок $10^{-22}-10^{-23}$ с. И если это время за счет малой интенсивности взаимодействия вырастет даже на 25 порядков, то и тогда оно останется легко доступным наблюдению (несколько часов). Но уменьшение на 20—25 порядков сечения реакции делает наблюдение этой реакции исключительно трудным. Поэтому вызываемые слабыми взаимодействиями распады интенсивно изучались с самого рождения ядерной физики, а первая реакция, происходящая за счет слабых взаимодействий, была зарегистрирована лишь в пятидесятых годах.

2. Посмотрим теперь, в каких ситуациях можно ожидать распада, обусловленные слабыми взаимодействиями. Прежде всего тут действует правило: для того чтобы частица (или ядро) заметным образом распадалась за счет слабых взаимодействий, обычно необходимо, чтобы ее распад под влиянием сильных или электромагнитных взаимодействий был запрещен. Например, у нейтрального пиона равны нулю все заряды и странность. Поэтому он может распадаться за счет электромагнитных взаимодействий либо на два фотона, либо на электрон-позитронную пару. Он и распадается в основном на 2 фотона с временем жизни $2 \cdot 10^{-16}$ с. Быть может, у нейтрального пиона и существуют какие-либо слабые распады, но они происходят столь медленно и тем самым редко, что их практически не удастся наблюдать. Единственным исключением из только что приведенного правила являются β -распадные процессы для очень тяжелых ядер. Все эти ядра нестабильны относительно процессов α -распада и спонтанного деления, обусловленных конкуренцией сильных и электромагнитных взаимодействий (см. гл. VI). Но из-за кулоновского барьера эти процессы настолько подавлены,

*) Если только слабые взаимодействия не становятся на сверхмалых расстояниях столь интенсивными, что начинают сильно влиять на массы и структуру частиц.

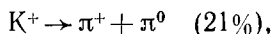
что для многих ядер β -распадные процессы оказываются более вероятными. Во всех остальных случаях (в частности, для всех частиц) правило «распад может идти за счет слабых взаимодействий только тогда, когда за счет сильных или электромагнитных он идти не может» действует безотказно.

Это правило необходимо, но, конечно, не достаточно. Протон не распадается под влиянием сильных и электромагнитных взаимодействий, но и слабые взаимодействия вызвать распад протона не могут. Чтобы слабый распад был возможен, необходимо, чтобы он был разрешен всеми законами сохранения, перечисленными в § 2. Из табл. 7.2, § 2 видно, что законы сохранения а) странности, б) шарма, в) четности и г) зарядовой четности соблюдаются в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушаются в слабых. Поэтому слабые распады будут наблюдаться там, где они запрещены при сохранении странности и разрешены при ее нарушении. Например, Λ -гиперон является самой легкой частицей с барионным зарядом $B = 1$ и странностью $S = -1$. Поэтому сильные и электромагнитные взаимодействия не могут вызвать распад этой частицы. Но масса Λ -частицы больше суммы масс протона и отрицательного пиона — системы, у которой $S = 0$, но все заряды такие же, как и у Λ . Поэтому за счет слабых взаимодействий возможен и действительно идет распад $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$. Заметим, что законы сохранения четности и зарядовой четности не приводят к существованию частиц, нестабильных относительно слабых взаимодействий и стабильных относительно более интенсивных. Действительно, если какой-либо быстрый, т. е. электромагнитный или сильный, распад запрещен только сохранением четности или зарядовой четности, то всегда будет разрешен аналогичный быстрый распад с испусканием дополнительного достаточно мягкого фотона, уносящего отрицательную четность.

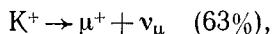
И все же закон сохранения странности не является единственной причиной существования слабых распадов. Второй (и последней) причиной является то, что нейтрино подвержены только слабым (если не считать гравитационных) взаимодействиям. Поэтому, если распад даже с сохранением странности возможен только с участием нейтрино, то он будет слабым. Например, отрицательный пион имеет нулевую странность. Продуктами его распада могут быть только более легкие частицы, т. е. мюоны, электроны, нейтрино и нейтральный пион. Один из продуктов распада должен иметь отрицательный электрический заряд, т. е. быть мюоном или электроном. Обе эти частицы имеют спин половина и тем самым уносят только полущелый момент. Так как спин отрицательного пиона — целый, то наряду с мюоном (или электроном) одним из продуктов его распада должна быть электрически нейтральная частица с полущелым спином. Единственными легкими частицами, удовлетворяющими этому условию, являются нейтрино. Поэтому распад отрицательного

пиона должен быть слабым. И действительно, эта частица живет очень долго ($2,6 \cdot 10^{-8}$ с) и распадается в основном на мюон и мюонное антинейтрино.

Общий вывод: распад является слабым при выполнении хотя бы одного из двух условий: а) нарушение сохранения странности или шарма, б) наличие нейтрино среди продуктов распада. Характерно, что соблюдение обоих условий не делает распад сверхслабым. Так, положительный каон с вероятностью 21% распадается на два пиона:

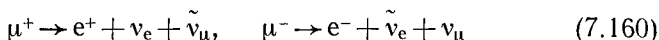


т. е. с нарушением странности и без участия нейтрино, и с вероятностью 63% на мюон и мюонное нейтрино:



т. е. с нарушением странности и с участием нейтрино.

3. Распад мюона



интересен тем, что в нем участвуют только лептоны, т. е. частицы, не подверженные сильным взаимодействиям. Поэтому здесь можно наблюдать слабое взаимодействие в чистом виде без искажений

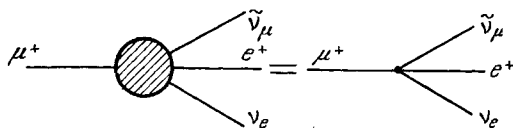


Рис. 7.70. Диаграмма распада мюона в предположении элементарности четырехфермионного узла.

сильным. То, что распад происходит на три, а не на две частицы, можно установить, измеряя энергетический спектр электронов, вылетающих из остановившихся в веществе мюонов. При двухчастичном распаде спектр должен быть монохроматическим, так как в этом случае энергия электрона однозначно определяется законами сохранения энергии и импульса. Реальный спектр энергии размыт (наподобие β -спектра, см. гл. VI, § 4), что явно указывает на распад более чем на две частицы. О слабости взаимодействия, вызывающего распад мюона, свидетельствует колоссальное время его жизни, равное $2,2 \cdot 10^{-6}$ с.

Посмотрим теперь, какую информацию можно получить, изучая распад (7.160). Прежде всего по времени жизни мюона можно определить или по крайней мере оценить величину константы слабого взаимодействия G_{cl} . Определение этой константы таково. Предположим, что процесс распада является элементарным, т. е. описывается диаграммой с одним элементарным четырехфермионным узлом (рис. 7.70). Как мы знаем из § 5, п. 3, элементарный узел

характеризуется одной константой для бесспиновых частиц и некоторым числом констант — для спиновых. Это означает, что существует лишь небольшое число различных вариантов элементарного четырехфермионного узла рис. 7.70. Все варианты сходны в том отношении, что они приводят примерно к одному и тому же значению константы связи. Различаются они в основном соотношениями между поляризациями, т. е. направлениями спинов частиц. Для уточнения нужного варианта узла рис. 7.70 изучались распределение электронов по энергиям, их продольная поляризация (т. е. проекция спина на импульс), а также угловое распределение электронов при распаде поляризованного мюона (нейтрино в распаде мюона до сих пор наблюдать не удавалось, так как они исключительно слабо взаимодействуют с веществом и практически свободно проходят через регистрирующие устройства). Этими трудоемкими и технически сложными измерениями было установлено, что узел рис. 7.70 описывается так называемым $V - A$ -вариантом (читается «вэ минус а», или «вектор минус аксиал»). Физический смысл этого варианта мы поясним ниже в п. 11. Этому узлу соответствует константа связи (см. § 5, п. 5)

$$G_{cl} = 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (7.161)$$

Время жизни τ мюона связано с этой константой связи соотношением

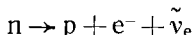
$$\tau = \frac{192\pi^3 \hbar^7}{c^4 m_\mu^5 G_{cl}^2} \text{ с}, \quad (7.162)$$

где m_μ — масса мюона. Такого рода зависимость времени жизни от константы связи следует из нашего диаграммного подхода. Константа связи — это коэффициент при узле (§ 5, п. 5). Амплитуда распада пропорциональна G_{cl} . Вероятность распада пропорциональна квадрату модуля амплитуды, т. е. G_{cl}^2 . А время жизни обратно пропорционально вероятности распада (гл. VI, § 2). Множитель $\hbar^7/c^4 m_\mu^5$ получается из соображений размерности. И только для коэффициента $192\pi^3$ требуется прямое вычисление.

Другим чисто лептонным процессом является лептонный распад τ -лептона. Существующие экспериментальные данные очень неполны. Они не противоречат предположению о том, что диаграммы распадов $\tau^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\tau$ (и сходных распадов τ^+) аналогичны диаграмме рис. 7.70.

4. Перейдем теперь к распадам адронов с сохранением странности. Согласно сказанному в п. 2 одним из продуктов такого распада должно быть нейтрино (ν_e , $\tilde{\nu}_e$, ν_μ или $\tilde{\nu}_\mu$). Лептонные заряды равны нулю для всех адронов. Поэтому для соблюдения сохранения лептонных зарядов нейтрино должно вылетать из адрона в паре с другим лептоном. Примером слабого распада адрона с сохранением странности является β -распад, который мы подробно рассмотрели в гл. VI, § 4. Посмотрим, как связан β -распад с другими

процессами, обусловленными слабыми взаимодействиями. По аналогии с диаграммой рис. 7.70 и для β -распада свободного нейтрона



можно попытаться считать элементарной диаграмму рис. 7.71. Допущение об элементарности узла рис. 7.71 явно неестественно, поскольку нуклон, как мы знаем из § 7, имеет сложную структуру. Более того, даже если и предположить, что элементарное слабое взаимодействие само по себе описывается узлом рис. 7.71, то сильные взаимодействия, казалось бы, должны превратить реальную диаграмму в сумму ряда других. Например, перед испусканием пары $\tilde{\nu}_e - e^-$ нейтрон с

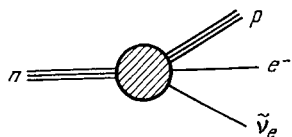


Рис. 7.71. Диаграмма β -распада нейтрона.

вероятностью порядка единицы может испустить виртуальный пион, который затем поглотится протоном (рис. 7.72). Отсюда следует, что порядок времени жизни нейтрона по-прежнему будет определяться слабым узлом рис. 7.71, так как сильные взаимодействия происходят гораздо быстрее слабых. Но относительные ориентации спинов, распределение электронов по энергиям и не-

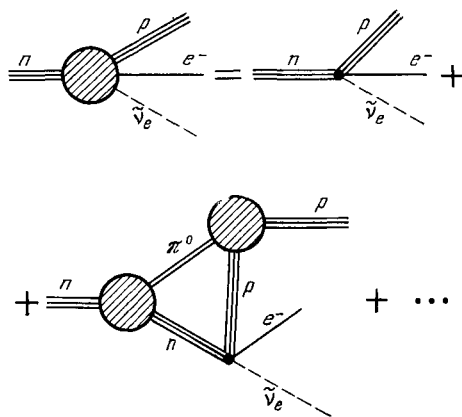


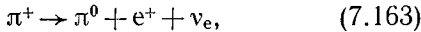
Рис. 7.72. Искажение простейшей диаграммы β -распада нейтрона сильными взаимодействиями.

которые другие характеристики распада, казалось бы, существенно изменятся. Удивительным образом это изменение оказывается крайне незначительным. Именно, если просто принять, что узлы $(\mu e \nu_e \tilde{\nu}_\mu)$ (см. рис. 7.70) и $(\mu e \tilde{\nu}_e)$ (см. рис. 7.71) совершенно одинаковы, т. е. описываются тем же $V - A$ -вариантом с одной и той же константой связи (7.162), то для всех величин, характеризующих β -распад нуклона (время жизни, форма энергетического спектра, взаимная ориентация спинов), получается согласие теории с экспериментом с точностью до 2%.

С точки зрения развитых в § 5 представлений о механизме взаимодействия элементарных частиц изображенное на рис. 7.72 суммирование непременно должно иметь место. Поэтому тот факт, что реально процесс почти полностью описывается первым членом этой суммы, требует объяснений. Мы не можем здесь привести эти объяснения в деталях. Скажем

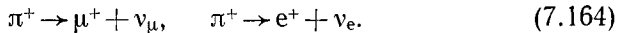
только, что они основаны на использовании изотопической инвариантности сильных взаимодействий («сохранение векторного тока», С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, 1956), и на феноменологической гипотезе, называемой частичным сохранением аксиального тока.

В результате удалось получить такое описание слабых взаимодействий, в котором объяснены и сходства процессов рис. 7.70 и 7.72, и небольшие различия между ними. Более того, в этом описании удалось предсказать и ряд новых эффектов, получивших опытное подтверждение. Так, было предсказано существование β -распада заряженного пиона



причем этот распад (опять-таки несмотря на влияние сильных взаимодействий) должен хорошо описываться количественно элементарной диаграммой рис. 7.73 с той же самой константой

связи $G_{с.л.}$. Наблюдение распада (7.163) крайне сложно и трудоемко, так как его вероятность в 10^8 раз меньше, чем для обычного распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Все же существование распада (7.163) удалось надежно установить (Ю. Д. Прокошкин, 1962), а его вероятность оказалась такой, как предсказали теоретики. Отметим, что из существования β -распада нуклона прямо следуют и другие (кроме (7.163)) способы распада заряженного пиона:



За счет сильных взаимодействий пион может виртуально распасться на нуклон и антинуклон, а нуклон (или антинуклон) уже может подвергнуться β -распаду (рис. 7.74).

Мы видим, что в нейтринных распадах с сохранением странности вырисовывается единство слабых взаимодействий. Все эти распады описываются элементарным узлом одного и того же вида («четырёх-фермионное взаимодействие» — в узле встречаются четыре фермионных линии) с одной и той же константой связи.

5. Посмотрим теперь, что можно сказать о распадах с изменением странности. Эти распады идут как без участия, так и с участием нейтрино. Например,

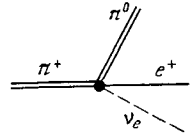
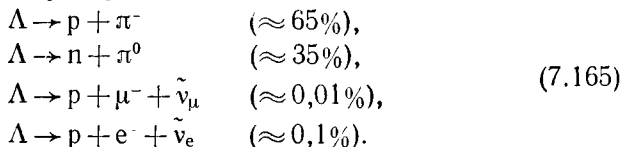


Рис. 7.73. Диаграмма β -распада положительного пиона.

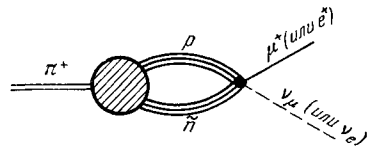


Рис. 7.74. Один из возможных механизмов распада положительного пиона.

Для объяснения последних двух распадов можно попытаться ввести по аналогии с рис. 7.70, 7.71, 7.73 узлы, изображенные на рис. 7.75.

Сравнение расчетных цифр с опытными показывает, что узлы рис. 7.75 хорошо описывают лептонные распады Λ -частицы, но

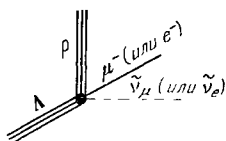


Рис. 7.75. Диаграмма лептонного распада Λ -гиперона

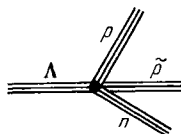


Рис. 7.76. Узел распада Λ -частицы на два нуклона и антинуклон

соответствующие константы связи оказываются примерно в четыре раза меньше $G_{сд}$. Общее, хотя и феноменологическое объяснение этой особенности странных частиц будет дано ниже в п. 11.

Для объяснения безнейтринных распадов Λ -частицы необходимо ввести еще один узел, например, соответствующий виртуальному распаду Λ на антинуклон и два нуклона (рис. 7.76). С помощью этого узла и с участием сильных взаимодействий возможны оба безнейтринных распада (7.165), как это указано на рис. 7.77. Конечно, существует много других диаграмм, приводящих к тем же распадам, что и на рис. 7.77, но имеющих большее число узлов сильных взаимодействий. Роль этих диаграмм может и не быть малой. Поэтому точные расчеты распадов $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$; $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ не удастся провести. Качественные оценки дают время жизни Λ -частицы, близкое к опытному по порядку величины.

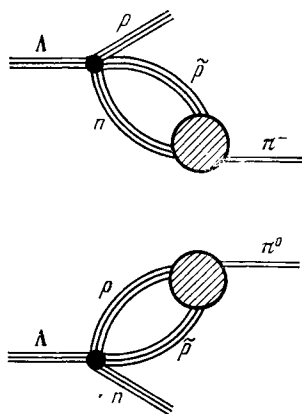
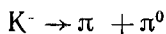


Рис. 7.77. Диаграммы возможных способов распада Λ -частицы.

Надо ли вводить новые узлы для объяснения распадов других странных частиц? Ответ на этот вопрос труден, из-за того, что все эти распады искажаются сильными взаимодействиями, влияние которых никто не умеет учитывать. Можно лишь сказать, что необходимости в новых узлах уже нет в том смысле, что любой известный распад можно выразить через один из приведенных выше узлов слабых взаимодействий и через какие-то узлы сильных взаимодействий. Например, распад



может произойти следующим образом. Сначала сильным взаимодействием каон виртуально расщепится на антипротон и Λ -гиперон, которые за счет слабого узла рис. 7.76 перейдут в антипротон и нейтрон. Последние две частицы путем сильного взаимодействия

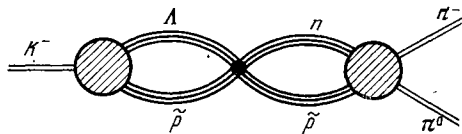


Рис. 7.78 Возможная диаграмма распада $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$.

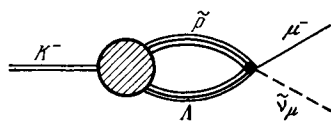


Рис. 7.79. Возможная диаграмма распада $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

превращаются в два пиона. На рис. 7.78 изображена соответствующая диаграмма. Нейтринный распад

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

может идти, например, по диаграмме рис. 7.79, содержащей «слабый» узел рис. 7.75.

Для распада Ξ^- -гиперона

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

можно предложить цепочку процессов, выражаемую диаграммой рис. 7.80. И здесь весь процесс состоит из сильных взаимодействий и одного слабого узла рис. 7.76.

Напомним, что в узле можно менять ориентацию концов во времени, заменяя при этом соответствующую частицу античастицей (§ 5, п. 8). К сожалению, все эти картинки носят чисто иллюстративный характер. В лучшем случае по ним можно оценивать порядки времен жизни частиц. Эти оценки подтверждают, что константы связи узлов рис. 7.75 и 7.76 имеют порядок $G_{с.л.}$. Ниже в пп. 10, 11 мы увидим, что вопрос об элементарных узлах для слабых взаимодействий имеет более глубокую и общую трактовку.

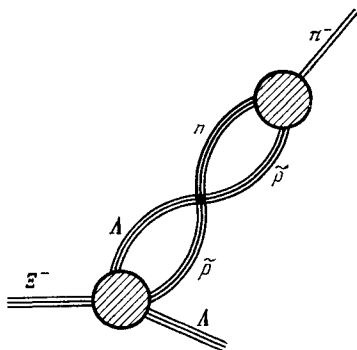


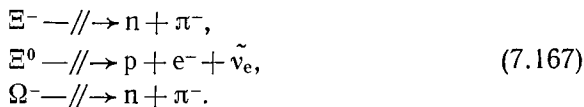
Рис. 7.80. Возможная диаграмма распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$.

6. Для слабых распадов с изменением странности удалось отметить три интересных правила отбора.

Первое из этих правил состоит в том, что абсолютное значение странности при распаде может меняться не более чем на единицу:

$$|\Delta S| = 0, 1. \quad (7.166)$$

Для распадов каонов и гиперонов Λ , Σ^\pm это правило выполняется тривиально, так как здесь $|S| = 1$ для распадающейся частицы и $S = 0$ для всех продуктов распада. Нетривиальным следствием правила (7.166) является запрет распадов гиперонов со странностями $S = -2$ и $S = -3$ сразу на нестранные частицы. Например,



Все эти и им подобные распады до сих пор не наблюдались. Другое подтверждение этого правила мы приведем ниже в п. 8 при рассмотрении свойств нейтральных каонов. Если принять, что распады с изменением странности обусловлены элементарными диаграммами рис. 7.75 и 7.76, то правило $|\Delta S| = 1$ будет выполняться автоматически, поскольку для распада $|\Delta S| = 2$ потребуется два слабых узла, так что соответствующая вероятность получится ничтожно малой. Но это — не столько объяснение правила отбора, сколько принятие его во внимание.

Второе правило отбора состоит в том, что изотопический спин при распаде с изменением странности меняется только на $1/2$:

$$|\Delta T| = 1/2. \quad (7.168)$$

Это правило отбора подсказывается соотношением (7.21), согласно которому из (7.167) следует, что проекция T_z изотопического спина должна меняться на $1/2$:

$$|\Delta T_z| = 1/2. \quad (7.169)$$

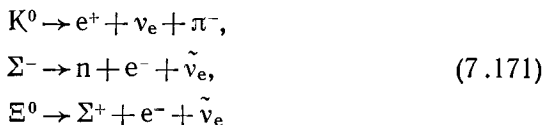
Но из (7.169) получается, что сам изотопический спин может измениться не только на $1/2$, но и, например, на $3/2$. Поэтому (7.168) является ограничением, дополнительным к (7.169). Правилom отбора (7.168) предсказывается ряд соотношений между вероятностями w различных распадов. Из табл. 7.9 видно, что эти правила довольно хорошо выполняются.

Наконец, третьим заслуживающим упоминания правилом отбора является соотношение

$$\Delta Q = \Delta S \quad (7.170)$$

для распадов с участием лептонов. Здесь через ΔQ обозначено изменение при распаде суммарного электрического заряда адронов (полный электрический заряд всех частиц измениться не может).

Этим правилом разрешаются распады



и запрещаются сходные распады:

$$\begin{aligned} K^0 & \text{---} // \text{---} \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+, \\ \Sigma^+ & \text{---} // \text{---} \rightarrow p + e^+ + \nu_e, \\ \Xi^0 & \text{---} // \text{---} \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e. \end{aligned} \quad (7.172)$$

Опытные данные хорошо согласуются с запретами (7.172) и им подобными. О происхождении этих интересных правил отбора см. ниже п. 11.

Таблица 7.9. Сравнение рассчитанных теоретически с учетом правила $|\Delta T| = 1/2$ и экспериментальных отношений вероятностей распадов

	Теория	Эксперимент
$\frac{\omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0)}{\omega(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)}$	0	$2 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\omega(\Lambda \rightarrow p + \pi^-)}{\omega(\Lambda \rightarrow n + \pi^0)}$	2	≈ 2
$\frac{\omega(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)}{\omega(K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-)}$	1/3	$\approx 1/3$
$\frac{\omega(K^+ \rightarrow 2\pi^+ + \pi^-)}{\omega(K^+ \rightarrow 2\pi^0 + \pi^+)}$	4	≈ 3
$\frac{\omega(K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0)}{\omega(K^+ \rightarrow \pi^+ + 2\pi^0)}$	2	≈ 2

7. Ярким проявлением или, если угодно, сильным аргументом в пользу единства взаимодействий, ответственных за слабые распады, является то, что во всех этих распадах имеет место несохранение четности. Физический смысл несохранения четности и его проявление в β -распаде поляризованных ядер мы уже подробно рассматривали в гл. VI, § 4. Напомним, что несохранение четности указывает на то, что частица не обладает зеркальной симметрией, т. е. не переходит сама в себя при зеркальном отражении. Поэтому при несохранении четности два подобных опыта, проведенных на двух установках, одна из которых является зеркальной копией другой, приводят к результатам, не являющимся зеркальной копией один другого.

Несохранение четности при распаде (7.160) мюона может быть установлено опытом, принцип (но не техническое решение) которого тот же, что и положенный в основу опыта Бу (гл. VI, § 4). Именно, если измерять угловое распределение электронов, вылетающих при распаде покоящегося поляризованного мюона, то оно оказывается несимметричным относительно плоскости, перпендикулярной

спину мюона. Существует и другой способ установления несохранения четности, применимый к любым процессам с участием частиц со спином. Этот способ основан на следующем простом правиле: если при распаде неполяризованной частицы или в результате реакции с неполяризованными частицами вылетают продольно поляризованные частицы, то четность не сохраняется. Продольной называется поляризация (т. е. степень ориентированности спина, см. гл. V, § 5, п. 5) вдоль направления импульса частицы. Это правило легко пояснить на при-

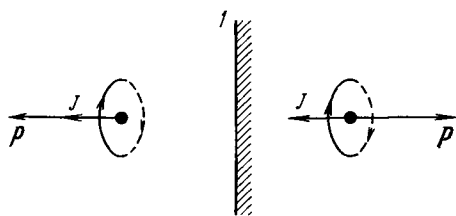


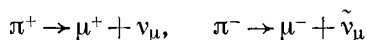
Рис. 7.81. Иллюстрация различного поведения импульса и момента количества движения при отражении в зеркале I .

J — собственный момент количества движения, p — импульс частицы.

мере легко пояснить на примере некантовых макроскопических частиц (рис. 7.81).

Из этого рисунка видно, что если ось вращения частицы направлена вдоль импульса, то отдельные точки частицы движутся по винтовым линиям определенной, скажем правой, ориентации. При зеркальном отражении ориентация траекторий частицы меняется. Они становятся левовинтовыми. Это и есть несохранение четности. Для

квантовых микрочастиц классические представления о траекториях становятся чересчур наивными, но вывод о том, что наличие продольной поляризации свидетельствует о несохранении четности, остается в силе. Действительно, наличие продольной поляризации означает, что для частицы не равно нулю скалярное произведение ее спина J на импульс p . Но при отражении в зеркале, показанном на рис. 7.81, импульс изменит знак, а момент не изменится. Поэтому знак продольной поляризации изменится, т. е. опыт, рассматриваемый через зеркало, будет отличаться от реального. Например, установлено, что при пионных распадах



мюон вылетает полностью продольно поляризованным. Значит, и при этом распаде четность не сохраняется.

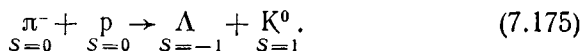
Несохранение четности присуще и нелептонным распадам. Рассмотрим, например, пионные распады заряженных каонов. Здесь все участвующие частицы — бесспиновые, поэтому поляризационные опыты невозможны. Несохранение четности здесь было установлено следующим образом. Каоны могут распадаться как на два, так и на три пиона. Например,



Теперь применим к этим двум реакциям приведенные в гл. IV, § 2 правила отбора по четности. Четность двухпионной системы равна произведению внутренних четностей обоих пионов на $(-1)^l$, где l — их относительный момент количества движения. Так как спины каонов и пионов равны нулю, то из закона сохранения момента следует, что $l = 0$. А поскольку четности обоих пионов отрицательны (см. гл. IV, § 2, п. 5), то для правой части (7.173) получается положительная четность. В трехпионном распаде (7.174) выделяется сравнительно небольшая энергия (75 МэВ). Поэтому распад в основном должен идти в состояние с нулевыми относительными орбитальными моментами пионов. Тем самым четность в правой части (7.174) равна просто произведению внутренних четностей пионов, т. е. отрицательна. (Этот аргумент может показаться недостаточно убедительным, так как энергия 75 МэВ не так уж мала. Не вникая в детали, добавим, что подробный анализ относительных углов разлета пионов подтверждает заключение об отрицательной четности правой части (7.174).) Таким образом, мы видим, что положительный каон распадается как на четную, так и на нечетную системы. Это и значит, что закон сохранения четности нарушается.

Исторически именно распады типа (7.173), (7.174) явились первым указанием на несохранение четности в слабых взаимодействиях. Понимание крушения закона сохранения четности пришло не сразу. Сначала к сосуществованию двух- и трехпионных распадов относились с недоверием. Потом их стали приписывать разным частицам — четному θ -мезону и нечетному τ -мезону. Но массы этих мезонов оказывались поразительно близкими друг к другу. Кроме того, отношение вероятностей распадов (7.173), (7.174) получалось всегда одинаковым, например, не менялось после рассеяния пучка. Наконец, теоретики Ц. Ли и Ч. Янг (1956) решительно заявили, что θ - и τ -частицы тождественны и что в слабых взаимодействиях не сохраняется четность. Для проверки они предложили опыт, вскоре осуществленный Ц. Ву (гл. VI, § 4). Несохранение четности в различных слабых распадах является одним из самых убедительных доказательств единства слабых взаимодействий всех видов.

8. Свообразными свойствами обладает пара нейтральных каонов K^0 и \bar{K}^0 . Это своеобразие обусловлено тем, что эти частицы имеют резко различные свойства по отношению к сильным взаимодействиям и вместе с тем почти не различаются в отношении слабых взаимодействий. Поясним, в чем тут дело. С одной стороны, странности K^0 - и \bar{K}^0 -частиц отличны от нуля и противоположны по знаку. Поэтому, например, при столкновении пиона с нуклоном может возникнуть пара K^0 — гиперон, но не \bar{K}^0 — гиперон:



По той же причине частицы K^0 и \tilde{K}^0 по-разному рассеиваются на различных мишенях. Словом, сильные взаимодействия всегда легко различают, где нейтральный каон, а где антикаон. Если бы слабых взаимодействий не было, то эти частицы являли бы собой нормальную пару частица — античастица. С другой стороны, в слабых взаимодействиях закон сохранения странности нарушается. А так как никаких сохраняющихся зарядов у K^0 -мезонов нет, то они оказываются истинно нейтральными частицами. За счет слабых взаимодействий эти частицы могут переходить друг в друга, причем не только виртуально, но и реально, так как препятствий со стороны законов сохранения энергии и импульса здесь нет:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \tilde{K}^0. \quad (7.176)$$

Под влиянием такого рода переходов между состояниями K^0 и \tilde{K}^0 возникает небольшое взаимодействие. Чтобы понять, к чему это взаимодействие приведет, надо принять во внимание, что если некоторая величина не сохраняется, то она меняется со временем. Поэтому, если в начальный момент у нас был мезон K^0 , так что странность точно равнялась $+1$, то через какое-то время это состояние частично перейдет в \tilde{K}^0 (вспомним, что в квантовой механике возможна суперпозиция, т. е. наложение различных состояний). Этот процесс удобно пояснить аналогией с двумя маятниками, имеющими одинаковые собственные частоты и слабо связанными друг с другом. Если один из маятников (K^0) раскачать, то через некоторое время начнет раскачиваться и второй маятник (\tilde{K}^0), отбирая энергию у первого. Возникает вопрос, существует ли такая суперпозиция состояний K^0 и \tilde{K}^0 , квантовые числа которой не меняются со временем. Если принять (до осени 1964 г. в этом не сомневался никто), что сохраняется CP -четность (см. § 2, п. 9), то эти суперпозиции найти нетрудно. Каон при зарядовом сопряжении C переходит в антикаон, а при инверсии P его волновая функция (при нулевом импульсе) меняет знак (каон нечетен). Обозначая через K^0 и \tilde{K}^0 волновые функции соответствующих частиц, действие операций C и P можно записать в виде

$$CK^0 = \tilde{K}^0, \quad (7.177)$$

$$PK^0 = -K^0, \quad (7.178)$$

откуда

$$CPK^0 = -\tilde{K}^0. \quad (7.179)$$

Очевидно, что состояния K_S^0 и K_L^0 , где

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0), \quad (7.180)$$

$$K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \tilde{K}^0),$$

будут под действием операции CP переходить сами в себя:

$$CPK_S^0 = K_S^0, \quad (7.181)$$

$$CPK_L^0 = -K_L^0. \quad (7.182)$$

Из (7.181), (7.182) видно, что состояние K_S^0 является CP -четным ($CP = +1$), а состояние K_L^0 , напротив, CP -нечетное ($CP = -1$). Если комбинированная инверсия CP сохраняется, то состояния K_S^0 и K_L^0 не могут сами по себе переходить друг в друга. В нашей аналогии с двумя слабо связанными одинаковыми маятниками состояниями K_S^0 и K_L^0 соответствуют два собственных колебания: одно, в котором оба маятника качаются с одинаковыми амплитудами синфазно, и другое, в котором маятники качаются в противофазе (рис. 7.82). Из теории колебаний известно, что собственные частоты

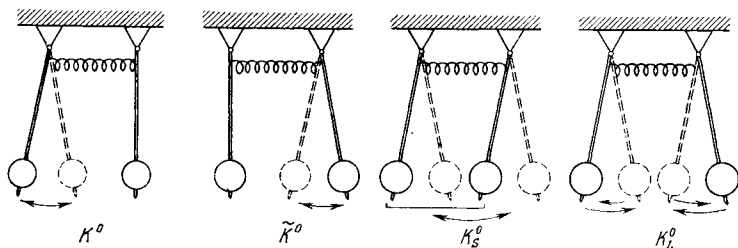


Рис. 7.82. Колебания двух одинаковых слабо связанных маятников.

системы из двух одинаковых связанных колебаний несколько отличаются от частоты свободного колебания. В нашем случае частоте соответствует энергия покоящегося каона, т. е. его масса. Мы приходим к важному результату: в отсутствие слабых взаимодействий массы K^0 и \tilde{K}^0 совпадают (как массы частицы и античастицы), но под влиянием слабых взаимодействий массы частиц K_S^0 и K_L^0 становятся чуть-чуть отличающимися друг от друга. Но главное отличие частиц K_S^0 и K_L^0 состоит в том, что они по-разному распадаются. Это видно из того, что двухпионные системы $\pi^0 - \pi^0$ и $\pi^+ - \pi^-$ при нулевом относительном орбитальном моменте CP -четны:

$$CP = +1 \quad \text{для} \quad \pi^0 - \pi^0 \quad \text{и} \quad \pi^+ - \pi^-. \quad (7.183)$$

Поэтому (опять-таки, если CP сохраняется; из следующего пункта станет ясно, почему мы все время об этом напоминаем) K_L^0 -частица распадаться на 2 пиона не может и вынуждена распадаться более сложными способами, например на три пиона. Поэтому время τ_L жизни K_L^0 -частицы должно значительно превышать время τ_S жизни K_S^0 . И действительно, оказалось, что

$$\tau_S = 0,89 \cdot 10^{-10} \text{ с}, \quad \tau_L = 5,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \quad (7.184)$$

так что $\tau_L = 600 \tau_S$.

То, что нейтральные каоны в сильных взаимодействиях разделяются по состояниям K^0 и \tilde{K}^0 , а в слабых — по состояниям K_S^0 и K_L^0 , приводит к очень своеобразным эффектам — макроскопическому действию принципа суперпозиции. Например, наблюдался следующий эффект (рис. 7.83), названный опытом Пайса — Пиччиони по именам предложивших его физиков. Пластинка 1 обстреливается пучком отрицательных пионов. В ней образуются K^0 -частицы по реакции (7.175). Частицы \tilde{K}^0 не образуются, так как у них $S = -1$. Изучаются те каоны, которые вылетают из мишени

направо в пустой промежуток между пластинками 1 и 2. Обратив соотношения (7.164), мы получим, что состояние K^0 является суперпозицией K_S^0 и K_L^0 :

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_S^0 + K_L^0). \quad (7.185)$$

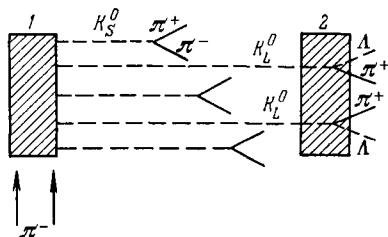
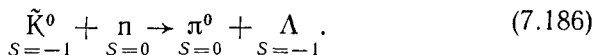


Рис. 7.83. Схема опыта Пайса — Пиччиони.

Расстояние между пластинками подбирается так, что на нем распадается вся короткоживущая компонента K_S^0 . Поэтому в слой 2 вещества попадают частицы K_L^0 , т. е. уже суперпозиция состояний K^0 и \tilde{K}^0 . Таким образом, за счет слабого распада на пути 1—2 в пучке появились каоны противоположной странности. Их можно обнаружить по реакции



Компонента K^0 в этой реакции участвовать не может. Следовательно, при прохождении через слой 2 в пучке уменьшается процент компоненты \tilde{K}^0 и тем самым опять появляется короткоживущая компонента K_S^0 . Такая регенерация частиц за счет только процессов поглощения является типично волновым свойством. Тут есть простая аналогия с оптикой: пусть идет луч света, поляризованный в вертикальной плоскости (K^0). Пропустим этот свет через николю, ориентированный под углом 45° к вертикали (распад K_S^0 -компоненты). Луч станет поляризованным в плоскости под углом 135° к вертикали (K_L^0). В этом луче поляризация имеет как вертикальную (K^0), так и горизонтальную (\tilde{K}^0) составляющие и т. д.

Другим интересным макроскопическим волновым эффектом являются биения в пучке нейтральных каонов, обусловленные разностью масс K_S^0 и K_L^0 -частиц. Эти биения состоят в том, что пучок, состоящий сначала из чистых частиц K^0 , путем процесса (7.176) и ему обратного периодически обогащается и обедняется компонен-

той \tilde{K}^0 . Эти колебания процентного содержания K^0 вокруг равновесного значения постепенно затухают с распадом компоненты K_S^0 . На языке аналогии с маятниками (см. рис. 7.82) эти биения состоят в том, что если первоначально раскачать один маятник (K^0), то со временем сильно раскачается другой (\tilde{K}^0), после чего начнется обратный процесс передачи энергии от второго маятника к первому. Аналогию можно сделать еще более полной, если ввести разные декременты затухания для синфазного (K_S^0) и противофазного (K_L^0) собственных колебаний. Тогда биения (передача энергии от одного маятника к другому) будут постепенно затухать, и система будет стремиться к состоянию собственного колебания с меньшим декрементом затухания (K_L^0). Так как пучок каонов движется, то биения проявляются в том, что процент K^0 осциллирует вдоль пучка. По длине волны этих осцилляций была определена разность масс Δm (т. е. частот) K_S^0 и K_L^0 . Эта разность оказалась очень малой:

$$\Delta m \approx 10^{-5} \text{ эВ} \approx 10^{-38} \text{ г.}$$

Заметим, что эта масса того же порядка, что и ширина размазанности массы K_S^0 -частицы за счет ее нестабильности. Действительно, согласно (2.44)

$$\Gamma_S = \frac{\hbar}{\tau_S} = \frac{10^{-27}}{10^{-10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ эВ} \approx 10^{-5} \text{ эВ.} \quad (7.187)$$

Это совпадение не случайно, а прямо указывает на то, что и распад, и разность масс обусловлены одной и той же причиной — слабыми взаимодействиями. Кстати, если бы не выполнялось приведенное в п. 6 правило отбора $|\Delta S| = 1$, то взаимодействие между K^0 и \tilde{K}^0 (здесь $|\Delta S| = 2$) было бы гораздо более интенсивным, и разность масс Δm оказалась бы больше на много порядков.

9. В экспериментах с нейтральными каонами было сделано одно из фундаментальных и неожиданных открытий шестидесятых годов — несохранение CP -четности. Результаты опыта (Дж. Кристенсон, Дж. Кронин, В. Фитч, Р. Турлей, 1964) заключались в том, что был открыт двухпионный распад K_L^0 -частицы



Этот распад довольно редок. Таким путем распадается лишь 0,2% частиц K_L^0 . В дальнейшем был обнаружен и распад на два нейтральных пиона



Как мы уже объяснили в предыдущем пункте, из существования распадов (7.188), (7.189) прямо следует несохранение CP . Для понимания фундаментальности этого открытия вспомним (гл. VI, § 4), что дало открытие несохранения четности (обычной, т. е. P). С открытием несохранения P выяснилось, что частицы не обладают

зеркальной симметрией. Однако зеркальную симметрию самого пространства удалось спасти допущением о том, что при отражении в зеркале частица переходит в античастицу. Это и означало сохранение CP . Но если CP тоже не сохраняется, зеркальную симметрию самого пространства приходится считать утерянной. Если для опытов с обнаружением процессов (7.188), (7.189) не будет найдено какого-то пока ускользающего от всех объяснения, то придется признать, что мир в зеркале отличается от мира, рассматриваемого непосредственно.

Много труда было потрачено на то, чтобы установить, за счет каких взаимодействий происходит нарушение CP . Из сравнения интенсивностей процессов (7.188) и (7.189) возникает подозрение, что в них нарушается правило $|\Delta T| = 1/2$ (см. п. 6), потому что спин каона равен половине, а в двухпионной системе, получающейся при распаде, велика доля состояния с $T = 2$. Поэтому похоже, что вызывающее этот распад взаимодействие не является чисто слабым. Многие склоняются к тому, что за нарушение CP ответственны электромагнитные взаимодействия. Но и здесь есть трудность, состоящая в том, что такое нарушение привело бы к существованию электрического дипольного момента у нейтрона. Между тем тщательные измерения показали, что с точностью до 10^{-23} см (в единицах элементарного заряда) этот момент равен нулю. Так что вопрос о происхождении нарушения CP пока остается открытым.

Пытались искать нарушение CP и в других процессах. К сожалению, возможности опытов в этом направлении сильно ограничены, так как величина CP имеет определенное значение только в истинно нейтральных системах. Группе Дж. Стейнбергера (1967) удалось установить нарушение CP в лептонных распадах K_L^0 . Оказалось, что распад

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e \quad (7.190)$$

идет чуть-чуть более интенсивно, чем распад

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e. \quad (7.191)$$

Именно, отношение вероятностей этих распадов равно

$$\frac{w(\pi^- + e^+ + \nu_e)}{w(\pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e)} = 1 + 5 \cdot 10^{-3}. \quad (7.192)$$

Несмотря на то, что процессы (7.190) и (7.191) очень редки, удалось зарегистрировать 16 миллионов таких распадов, так что цифру (7.192) можно считать вполне надежной. Очевидно, что различие вероятностей прямо указывает на несохранение CP , так как операция CP переводит систему $\pi^- - e^+ - \nu_e$ в $\pi^+ - e^- - \tilde{\nu}_e$.

Открытие несохранения CP стимулировало обсуждение возможности несохранения и других отражений: T (отражение времени), CPT и др. Прямых экспериментов в этом направлении пока не было.

Сохранение CPT следует из общих положений квантовой теории поля. Если же CPT сохраняется, то из несохранения CP следует несохранение T .

10. Изложенный в предыдущих пунктах четырехфермионный вариант теории слабых взаимодействий не является единственным. Приведем более глубокую и получившую наибольшее распространение теорию, основанную на гипотезе существования *промежуточных векторных бозонов*. Основные положения этой теории таковы:

а) Переносчиками слабых взаимодействий являются промежуточные векторные бозоны (т. е. частицы со спином единица). Имеются два заряженных векторных бозона, обозначаемых через W^+ , W^- , и один нейтральный, обозначаемый через Z^0 . Эти бозоны имеют ничтожно малые размеры (так же как лептоны и кварки), очень большие массы (десятки ГэВ) и не подвержены сильным взаимодействиям.

б) Лептоны и кварки подразделяются на левоспиральные дублеты

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L. \quad (7.193)$$

Индекс L означает левоспиральность, т. е. то, что при ультрарелятивистских энергиях (для нейтрино — при всех энергиях) в дублет входит только состояние, в котором спин направлен против импульса. Штрихи у кварков d и s означают, что в дублет входят не сами кварки, а их линейные квантовые суперпозиции

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c. \quad (7.194)$$

Здесь θ_c — подгоночный параметр, называемый углом Каббиво. Из опытных данных следует, что $\theta_c = 0,26$. Не исключено, что существует еще один дублет, содержащий сверхтяжелый Υ -кварк.

в) Каждому дублету (7.193) соответствует элементарный узел слабого взаимодействия, в котором два фермиона связаны с W -бозоном: $\{\nu_e e^- W^-\}$, $\{\nu_\mu \mu^- W^-\}$ и т. д. Эти узлы изображены на рис. 7.84. Все они имеют одну и ту же константу связи g_{cl} .

Разумеется, в соответствии с правилами алгебры реакций § 4, п. 4 и с кроссинг-симметрией узлов (см. § 5, п. 8) задание узлов рис. 7.84 определяет и все узлы, получающиеся из исходных изменением ориентации линий с одновременным изменением знаков всех зарядов частиц, относящихся к этим линиям. Например, из первого узла рис. 7.84, соответствующего элементарному процессу $e^- \rightarrow W^- + \nu_e$, получают узлы элементарных процессов

$$e^- + \tilde{\nu}_e \rightarrow W^-, \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$

(см. рис. 7.85). Все эти узлы, конечно, имеют ту же константу связи g_{cl} . Кроме того, из сохранения CP (или из сохранения T) следует, что каждому из узлов рис. 7.85 идентичен узел, получающийся

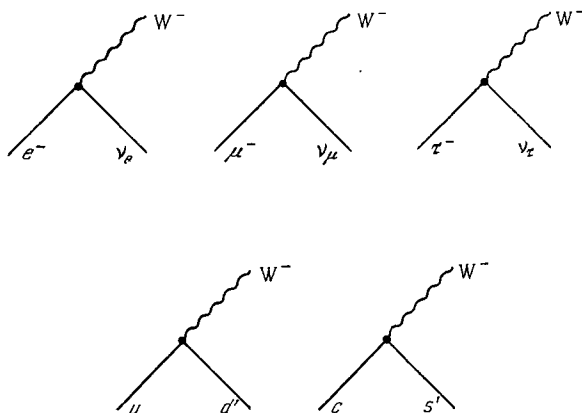


Рис. 7.84. Элементарные узлы слабых взаимодействий, содержащие W^- -бозон.

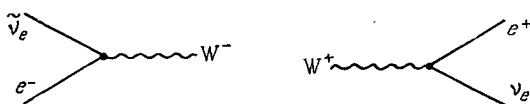


Рис. 7.85. Узлы, получающиеся из первого узла рис. 7.84 изменением ориентации линий.

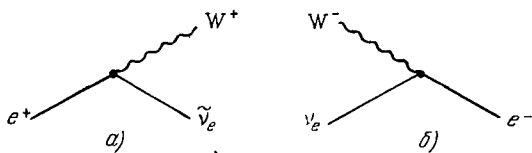


Рис. 7.86. Узлы, получающиеся из первого узла рис. 7.84 действием операций CP (а) и T (б).

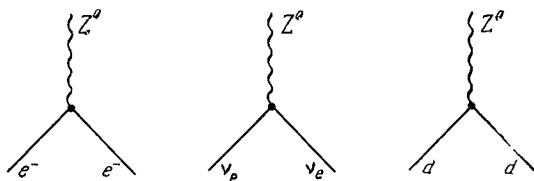


Рис. 7.87. Элементарные узлы слабого взаимодействия, содержащие нейтральный векторный бозон.

из исходного либо изменением направлений всех линий, либо изменением знаков всех зарядов на линиях. И в том, и в другом случае возникают все узлы типа изображенных на рис. 7.86.

г) Нейтральный промежуточный векторный бозон Z^0 связан с каждым лептоном (l) и с каждым кварком (q) элементарным узлом типа $\{lZ^0l\}$, $\{qZ^0q\}$. Примеры таких узлов изображены на рис. 7.87. Примеры соответствующих кроссинг-симметричных узлов приведены на рис. 7.88. Все элементарные узлы с Z^0 -бозоном имеют одну и ту же константу связи $g'_{сл}$. Константа $g'_{сл}$ не совпадает с $g_{сл}$, но имеет тот же порядок величины. Явления, обусловленные узлами, содержащими Z^0 -бозон, получили собирательное название процессов с *нейтральными слабыми токами*.

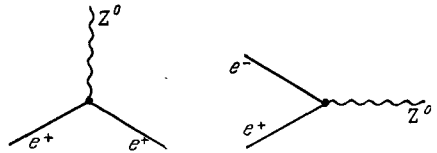


Рис. 7.88. Узлы, получающиеся из 1-го узла рис. 7.87 операциями кроссинг-симметрии.

Рассмотрим теперь, какой вид имеют диаграммы конкретных слабых распадов в теории слабых взаимодействий с промежуточными векторными бозонами W^\pm , Z^0 .

Достижимые в настоящее время энергии столкновений лежат ниже порога рождения этих бозонов. Тем самым сейчас можно исследовать только такие процессы, в которых W^\pm - или Z^0 -частицы участвуют виртуально. На диаграммном языке это соответствует

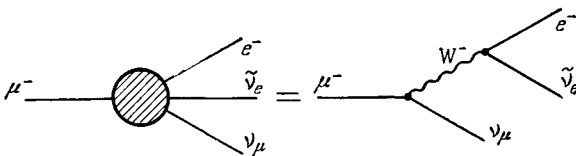


Рис. 7.89. Диаграмма распада мюона с участием векторного бозона.

тому, что бозонная линия должна быть внутренней, т. е. промежуточной (отсюда термин — промежуточный бозон). Поэтому ниже порогов рождения W^\pm , Z^0 -бозонов процессы слабых взаимодействий описываются четырехфермионными диаграммами типа изображенных на рис. 7.70, 7.71, составленными из трех элементарных узлов: $\{llll\}$, $\{llqq\}$ и $\{qqqq\}$. Каждая такая четырехфермионная диаграмма содержит внешние линии частиц двух (одинаковых или разных) дублетов (7.193). Например, распад мюона описывается диаграммой рис. 7.89. Аналогично, узел β -распада нейтрона (рис. 7.71) расписывается в виде диаграммы рис. 7.90.

Выше в пп. 3, 4 отмечалось, что четырехфермионные узлы $\{\nu_\mu\nu_e e\}$, $\{\text{пр}e_e\}$ и др. с большой точностью можно считать элемен-

тарными. Это обстоятельство объясняется тем, что для всех наблюдаемых слабых распадов масса M распадающейся частицы намного меньше массы бозона: $M \ll M_W$. Действительно, согласно соотношению неопределенностей наличие структуры у четырехфермионного узла начнет проявляться лишь при переданных импульсах порядка $M_W c$ и выше, в то время как импульсы продуктов распада всегда значительно меньше $M c$.

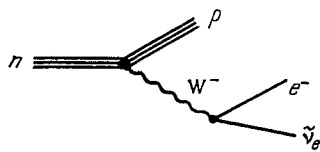


Рис. 7.90. Диаграмма β -распада нейтрона с участием векторного бозона.

Очевидно, что константа связи G_{cl} четырехфермионного узла рис. 7.70, трактуемого как элементарный, пропорциональна g_{cl}^2 . Без доказательства приведем множитель пропорциональности:

$$G_{cl} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{\hbar^2 g_{cl}^2}{M_W^2 c^2}. \quad (7.195)$$

Отметим, что четырехфермионные диаграммы 2-го порядка с виртуальной линией Z^0 -бозона никаких распадов не описывают. О проявлении процессов, соответствующих таким диаграммам, см. ниже в п. 12.

11. Проследим, насколько правильно и полно теория с промежуточными бозонами описывает свойства слабых процессов.

Начнем с правил отбора. Эти правила обеспечиваются прежде всего принятым допущением о том, что W -частица не подвержена сильным взаимодействиям. Это обстоятельство нетривиально, поскольку W -бозон не обладает ни странностью, ни лептонными зарядами. Правило $|\Delta S| = 0, 1$ (7.166) соблюдается ввиду того, что в элементарном узле $\{qqW\}$ странность либо не меняется, либо меняется на единицу в определенную сторону. Так, при рождении W^+ -бозона странность может только возрасти на единицу (например, $\tilde{s} \rightarrow W^+ + \tilde{d}$, $d \rightarrow W^+ + s$ и др.), а при его поглощении, наоборот, только на единицу уменьшиться.

Правило $|\Delta T| = 1/2$ из изложенной теории строго не следует. Приблизительно его можно объяснить так: распад с изменением странности идет через элементарный узел $\{usW\}$, в котором только u -кварк имеет ненулевой изотопический спин, равный как раз $1/2$. Тем самым в этом узле происходит рождение или поглощение изотопического спина $1/2$, что и дает требуемое правило отбора. Следует, однако, учесть, что дополнительное изменение изотопического спина может произойти во втором элементарном узле (например, $\{udW\}$) полного четырехфермионного узла. Реально небольшая доля распадов с $\Delta T = 3/2$ действительно наблюдается. Укажем, что для распадов шармированных мезонов будет $\Delta T = 0$, поскольку изотопический спин равен нулю как для s -, так и для c -кварка.

Правило отбора (7.170) $\Delta Q = \Delta S$ выполняется по той простой причине, что W -бозон заряжен. Поэтому изменение странности

кварка при испускании или поглощении W должно сопровождаться изменением его заряда.

Перейдем к несохранению четности в слабых взаимодействиях. Это явление описывается выбором левоспиральных дублетов в (7.193). Действительно, спиральность частицы меняет знак при отражении P . Поэтому взаимодействию W -бозона в элементарном узле с частицами только одной спиральности (в пределе больших импульсов) как раз и означает несохранение четности, причем максимальное. Отметим, что отбор левоспиральных дублетов в элементарном узле слабого взаимодействия приводит к $V - A$ -варианту четырехфермионного узла (см. п. 3). Отметим еще, что для W -бозона не имеет смысла понятие внутренней P -четности, поскольку эта величина не сохраняется при его участии во взаимодействии.

Ответ на вопрос о степени несохранения четности в Z^0 -бозонном узле в момент написания этих строк неясен. Ясно только, что это несохранение, если оно существует, не может быть максимальным (см. ниже п. 12).

Рассмотрим теперь вопрос об интенсивностях различных распадов. Прежде всего без пояснений укажем, что в теории с промежуточным бозоном сохраняют силу упомянутые в п. 4 соображения, согласно которым учет сильных взаимодействий мало меняет константу связи (теперь уже $g_{c,l}$) для распадов барионов. Поэтому такие опытные факты, как совпадение с высокой точностью констант взаимодействия $G_{c,l}$ для узлов $\{\mu\nu_\mu e\nu_e\}$ и $\{\text{пр}e\nu_e\}$ в предположении их элементарности, сохраняют силу.

Наличие угла Каббиво в дублете (ud') приводит к тому, что константа связи $g_{c,l} \sin \theta_c$ для элементарного узла $\{usW\}$ оказывается в четыре раза меньше константы связи $g_{c,l} \cos \theta_c$ элементарного узла $\{udW\}$, поскольку $\sin \theta_c = 0,26$. Как отмечено в п. 5, именно такое подавление распадов странных частиц наблюдается на опыте. Введение угла Каббиво объясняет универсальность этого эффекта, но, конечно, не его происхождение.

Наличие угла Каббиво в узле (cs') приводит к тому, что для шармированных частиц при прочих равных условиях наиболее вероятными должны быть распады с возникновением одной странной частицы. И действительно, для шармированных D -мезонов преобладающими являются каналы с одним каоном в продуктах распада.

Из других вопросов, связанных с интенсивностями, приведем объяснение наблюдающегося на опыте подавления $e\nu_e$ -канала распада заряженных пионов и каонов. Из таблицы приложения IV видно, что это подавление очень сильное. По сравнению с $\mu\nu_\mu$ -распадом оно составляет четыре порядка для пиона и пять порядков для каона.

Диаграммы распадов пиона и каона приведены на рис. 7.91. Из них прежде всего видно, что процесс невозможен, если вирту-

альный W -бозон имеет точно такой же спин (единица), как и реальный, поскольку пион (или каон), имеющий нулевой спин, даже виртуально может превращаться только в частицу того же спина. Здесь, однако, приходит на помощь отмеченное в § 5, п. 3 свойство виртуальных частиц со спином $J \geq 1$ принимать с некоторой вероятностью значения $J - 1$ и т. д. до нуля (или $1/2$). Поэтому виртуальный W -бозон имеет заметную вероятность возникнуть в состоянии со спином нуль. Только через это состояние и может идти лептонный распад.

Левоспиральность дублетов (7.193) по определению означает, что у вылетающего антинейтрино спин направлен строго по импульсу, а у вылетающего электрона — почти строго против импульса. Поэтому в СЦИ суммарный спин системы $e\bar{\nu}_e$ будет равен

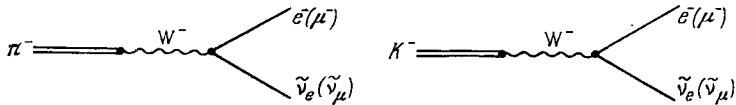


Рис. 7.91. Диаграммы лептонных распадов пионов и каонов.

единице. Тем самым распад $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ может идти либо при вылете пары $e^-\bar{\nu}_e$ с относительным орбитальным моментом единица, либо при вылете электрона с противоположной спиральностью, т. е. со спином по импульсу. Но первый процесс подавлен из-за малости размеров W -бозона, а второй — из-за ультрарелятивистского характера движения электрона $m_e c^2 \ll E_e$. Это и приводит к подавлению распада. У мюона масса в двести раз больше, чем у электрона. Поэтому его движение не является ультрарелятивистским, так что доля состояния с противоположной спиральностью оказывается немалой. Отношение вероятностей распадов $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ может быть точно рассчитано, поскольку оно не зависит от хотя и неподдающегося расчету, но одинакового для обоих распадов узла $\pi^- \rightarrow W^-$. Расчетное отношение прекрасно согласуется с опытным. Столь же хорошее согласие получается для распадов $K^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Резюмируя, можно сказать, что теория с промежуточным W -бозоном полностью согласуется с опытными данными и дает возможность делать уверенные предсказания во всей области распадных явлений физики слабых взаимодействий.

12. До сих пор мы говорили только о том, как слабые взаимодействия производят распады частиц. Но слабые взаимодействия должны вызывать также реакции рождения и превращения частиц. Обнаружение таких реакций технически крайне трудно, так как из-за малости константы связи соответствующие сечения очень малы. Поэтому наблюдать такие процессы если и можно, то только

в тех случаях, когда они не подавляются конкуренцией сильных и электромагнитных взаимодействий. Другими словами, реакцию, обусловленную слабым взаимодействием, можно надеяться наблюдать только тогда, когда она запрещена для иных взаимодействий. Это условие соблюдается для всех реакций с участием нейтрино или антинейтрино, так как эти частицы участвуют только в слабых взаимодействиях. Соответствующие сечения очень малы, но растут с энергией. Так, для инклюзивных сечений нейтрино-нуклонных столкновений $\nu_{\mu}N$ и $\bar{\nu}_{\mu}N$ с вылетом мюона в интервале энергий 1—10 ГэВ опытные данные таковы:

$$\begin{aligned}\sigma_t(\nu_{\mu}N) &= (0,74 \pm 0,02) E_{\nu_{\mu}} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}, \\ \sigma_t(\bar{\nu}_{\mu}N) &= (0,28 \pm 0,01) E_{\bar{\nu}_{\mu}} \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ},\end{aligned}\quad (7.196)$$

где $E_{\nu_{\mu}}$, $E_{\bar{\nu}_{\mu}}$ — энергия нейтрино (антинейтрино) в ГэВ. Малостью нейтринных сечений объясняется крайне медленный прогресс в нейтринных экспериментах. Рост этих сечений с энергией объясняет ускорение развития нейтринных экспериментов с ростом энергии ускорителей и позволяет предсказать еще большее усиление роли нейтринных исследований в будущем.

Реакции под действием нейтрино интересны главным образом в следующих отношениях:

а) регистрация реакций, вызванных нейтрино, является прямым доказательством существования этих частиц;

б) наблюдения реакций под действием нейтрино дают возможность проверить сохранение лептонных зарядов и, в частности, показать, что нейтрино отличаются от антинейтрино, а электронные нейтрино отличаются от мюонных;

в) только в нейтринных реакциях можно установить существование слабых нейтральных токов, т. е. процессов, идущих через виртуальный Z^0 -бозон;

г) только в нейтринных реакциях можно исследовать поведение слабых взаимодействий при больших (порядка 1 ГэВ/с и выше) переданных импульсах.

В будущем нейтринные реакции могут оказаться полезными и в других отношениях, например для поисков новых частиц.

Изложим теперь основные результаты по направлениям а) — г). В 1956 г. Ф. Райнес и К. П. Коуэн провели труднейший опыт (гл. IX, § 4, п. 5), в котором они зарегистрировали реакцию



С другой стороны, Р. Дэвис показал, что аналогичная реакция с превращением нейтрона в протон не идет, т. е. что



В соответствии с теорией сечение реакции (7.197) оказалось равным 10^{-43} см², т. е. примерно на 20 порядков меньше сечений, нормальных для ядерной физики. Чтобы погибнуть в результате такой реакции, нейтрино в среднем должно пройти, например, в свинце расстояние порядка 10^{15} км! Описание этого опыта мы приведем в гл. IX. Регистрация реакции (7.197) является прямым доказательством существования антинейтрино, а отсутствие реакции (7.198) доказывает закон сохранения лептонного заряда.

Вопрос о различии мюонного и электронного нейтрино возник сравнительно поздно. Долгие годы мюонные и электронные нейтрино считались тождественными и тем самым обладающими одинаковыми лептонными зарядами. Соответственно одинаковые лептонные заряды приписывались электрону и отрицательному мюону. Но если так, то все квантовые числа мюона и электрона совпадают, и ничто не препятствует мюону распадаться на электрон и γ -квант. Но, несмотря на усилия экспериментаторов, этот распад не наблюдался:

$$\mu^- - // \rightarrow e^- + \gamma. \quad (7.199)$$

Наконец, следуя принципу «все, что не происходит в микромире, запрещено законами сохранения», разные авторы стали обсуждать гипотезу о различии мюонного и электронного нейтрино и о существовании двух сохраняющихся лептонных зарядов. Проверка этой гипотезы возможна только с помощью реакции. Надо убедиться в том, что нейтрино, вылетающие при мюонном распаде пиона

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (7.200)$$

способны рождать мюоны

$$\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu^- \quad (7.201)$$

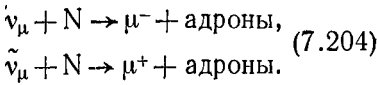
и не способны рождать электроны,

$$\nu_\mu + p - // \rightarrow p + e^-. \quad (7.202)$$

Практическое осуществление такого эксперимента сначала казалось совершенно фантастичным. Действительно, электронное антинейтрино с трудом удалось зарегистрировать, воспользовавшись мощным потоком этих частиц от ядерного реактора. Но мюонные нейтрино в ядерных реакторах не рождаются. Тем не менее и эту задачу удалось решить, воспользовавшись новыми более эффективными методами регистрации и тем, что нейтринные сечения, как и все сечения реакций, обусловленных слабыми взаимодействиями, быстро (линейно в ЛС, см. (7.196)) растут с энергией. О самом опыте мы расскажем в гл. IX, § 4, п. 11. Здесь же отметим, что опыт подтвердил наличие реакции (7.201) и отсутствие реакции (7.202). Тем самым было установлено различие электронного и мюонного нейтрино:

$$\nu_e \neq \nu_\mu. \quad (7.203)$$

В семидесятых годах техника нейтринных экспериментов продвинулась настолько, что различные реакции, возникающие при столкновении нейтрино с нуклонами, стали эффективным средством исследования динамических свойств нуклонов. Так, для инклюзивных сечений были получены соотношения (7.196). Исходные опытные данные приведены на рис. 7.92. Измерялись сечения инклюзивных реакций



Соответствующие диаграммы приведены на рис. 7.93. Из этих диаграмм следует, что величины $\sigma_t(\nu_{\mu}N)$, $\sigma_t(\bar{\nu}_{\mu}N)$ пропорциональны инклюзивному сечению рассеяния виртуального W -бозона на адроне.

Прямолинейность графиков рис. 7.92 свидетельствует о выполнении скейлинга (см. § 7, п. 11) и налагает ограничения на нижнее возможное значение массы W -бозона (см. ниже п. 14).

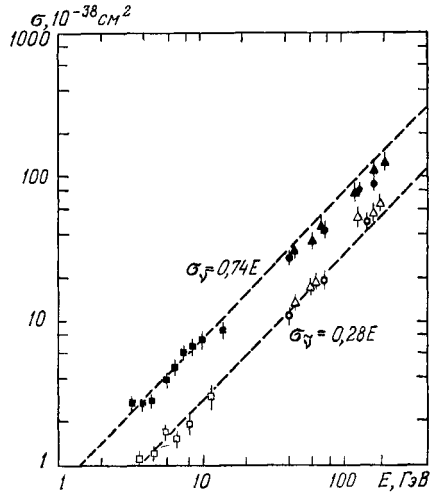


Рис. 7.92. Энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия $\nu_{\mu}N$ и $\bar{\nu}_{\mu}N$.

Темные обозначения относятся к ν_{μ} -реакциям, светлые — к $\bar{\nu}_{\mu}$ -реакциям. Точки разных типов получены разными группами экспериментаторов.

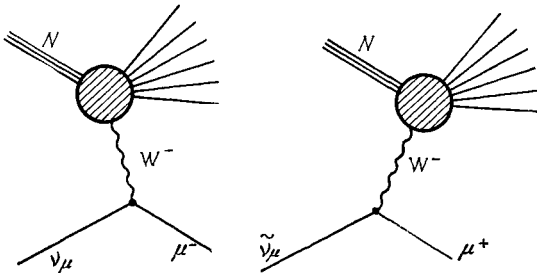
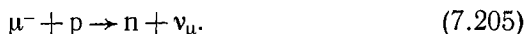


Рис. 7.93. Диаграммы процессов (7.204).

Несмотря на малость нейтринных сечений и даже благодаря этой малости, не исключено, что нейтринные процессы играют существенную роль в балансе энергии звезд и даже Вселенной в целом (см. гл. XII, § 1, п. 12).

13. Упомянем еще об одной реакции, вызываемой слабыми взаимодействиями, а именно, о захвате отрицательных мюонов ядрами. Такой мюон, попадая в вещество, легко (ему не мешает принцип Паули) проникает сквозь электронные оболочки атома и «садится» на свою собственную K -оболочку, радиус которой в двести раз меньше радиуса соответствующей электронной оболочки за счет большей массы мюона. В результате мюон оказывается в непосредственной окрестности ядра и проводит внутри него заметную долю своего времени. Это делает весьма вероятной реакцию μ^- -захвата:



Такая реакция наблюдалась в водороде по энергичным нейтронам отдачи. Наблюдались и процессы мюонного захвата на других ядрах, например,



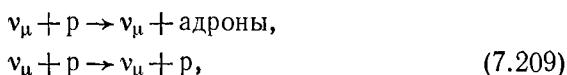
Эти реакции позволили дополнительно проверить некоторые выводы универсальной теории слабых взаимодействий. Например, из сравнения вероятности реакции (7.205) и периода полураспада ядра бора



были получены значения констант связи β -распадного узла рис. 7.71 и родственного ему мюонного узла рис. 7.70. Эти константы оказались совпадающими с точностью до 20%.

14. Перейдем к вопросу о нейтральных слабых токах. Прежде всего легко убедиться, что четырехфермионные узлы, составленные из элементарных узлов типа изображенных на рис. 7.87, 7.88, не описывают никаких распадов, если не считать экзотических и практически недоступных наблюдению процессов превращения нейтрального мезона в пару нейтрино—антинейтрино. Поэтому нейтральные слабые токи, т. е. процессы, идущие через виртуальный Z^0 -бозон, можно обнаружить только в реакциях с участием нейтрино (или антинейтрино). Для однозначного заключения о существовании слабых токов необходимо, чтобы наблюдаемый процесс не мог идти через виртуальный W -бозон.

Таких «чисто нейтральных» процессов довольно много. Например, наблюдались такие столкновения:



а также аналогичные процессы с участием $\tilde{\nu}_{\mu}$ вместо ν_{μ} , например:



Соответствующие диаграммы приведены на рис. 7.94. Экспериментальное наблюдение этих процессов дополнительно затруднено тем, что нейтрино (или антинейтрино) присутствует не только в начальном, но и в конечном состоянии. Поэтому только в 1973 г. был зарегистрирован первый из процессов (7.209).

Установлены такие свойства нейтральных токов.

а) Эффективная константа связи $G_{сл}^{нейтр}$ слабого четырехфермионного узла имеет тот же порядок, что и $G_{сл}$, но немного меньше последней:

$$G_{сл}^{нейтр} = \beta G_{сл}, \quad \beta \leq 1. \quad (7.211)$$

Об этом свидетельствует, например, тот факт, что отношения сечений процессов $\nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + p \rightarrow \mu^- (\mu^+) + \text{адроны}$ к сечениям $\nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + p \rightarrow \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) + \text{адроны}$ имеют порядок 3 в исследованной области энергий.

б) В процессах с нейтральными токами четность также не сохраняется, но ее нарушение, видимо, не является максимально возможным. Считается, что выполняется смешанный $V - 0,8A$ -вариант взаимодействия. Это означает, что Z^0 -бозон с вероятностью, пропорциональной 1^2 , является векторным и с вероятностью, пропорциональной $(0,8)^2$, — псевдовекторным.

Отметим, что на ускорителях высоких энергий получают пучки только ν_μ и $\tilde{\nu}_\mu$, но не ν_e и $\tilde{\nu}_e$ (см. гл. IX, § 3). Поэтому процессы под действием $\tilde{\nu}_e$ исследуются только при низких энергиях на реакторах. В частности, обнаружен процесс $\tilde{\nu}_e e^-$ -рассеяния (Ф. Райнес и др., 1976)

$$\tilde{\nu}_e + e^- \rightarrow \tilde{\nu}_e + e^-. \quad (7.212)$$

К сожалению, этот процесс может идти не только через Z^0 -бозон, но и через W . Поэтому существование этого процесса не дает сведений о взаимодействии $\nu_e, \tilde{\nu}_e$ через Z^0 -бозон.

Через Z^0 -бозон может осуществляться слабое взаимодействие между двумя электронами, а также между электроном и нуклоном. Это взаимодействие ничтожно по сравнению с электромагнитным, но может проявиться в несохранении четности в процессах испускания и поглощения света атомами. Это несохранение четно-

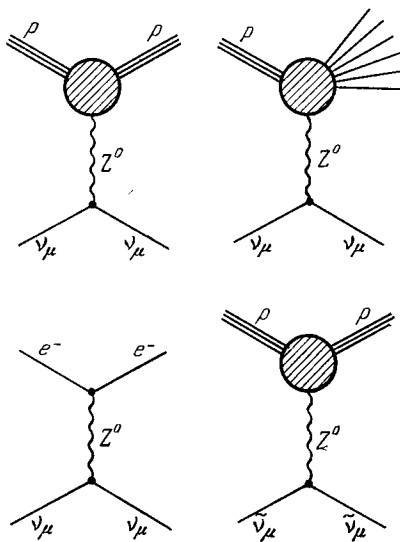


Рис. 7.94. Диаграммы процессов, идущих только с участием нейтральных токов.

сти должно приводить к тому, что, например, в магнитном дипольном (MI , см. гл. VI, § 6) излучении появляется небольшая когерентная примесь электрического дипольного (EI). В тяжелых атомах, в частности для двух линий (6476 и 8755 Å) спектра атома висмута эта примесь должна быть сравнительно большой. Именно, по оценкам отношение амплитуд EI/MI должно составлять $(3-4) \cdot 10^{-7}$. Эта примесь EI -излучения может быть замечена по повороту плоскости поляризации при прохождении поляризованного излучения той же длины волны через пары висмута. Соответствующий тонкий эксперимент был проделан в 1978 г. в Новосибирске и подтвердил теорию Вайнберга — Салама, излагаемую в следующем пункте.

15. В настоящее время существует тенденция рассматривать различные типы взаимодействий не изолированно, а как различные проявления общего единого взаимодействия. Теория таких единых взаимодействий еще находится в процессе становления, а по своей сложности далеко выходит за рамки настоящей книги. Однако эта теория позволила сделать оправдавшиеся предсказания, поразительные по их глубине, общности и абстрактности исходных идей. Поэтому дадим понятие об этих исходных идеях и перечислим главные предсказания.

Теорию слабых взаимодействий можно строить на трех уровнях глубины и сложности.

На первом, самом простом, уровне элементарными считаются четырехфермионные узлы типа $\{\mu e \nu_e \nu_\mu\}$ (см. рис. 7.71) и т. п. Именно на этом уровне проведено изложение в первых девяти пунктах настоящего параграфа. Соответствующая теория называется четырехфермионной. Достоинство четырехфермионной теории состоит в том, что можно установить такой набор четырехфермионных узлов, что получится полное согласие с имеющимися опытными данными. Недостатки этой теории:

а) Для подбора узлов, дающих согласие теории с опытом, нет общего руководящего принципа (другими словами, исходная теория в выборе системы элементарных узлов допускает большой произвол, устраняемый лишь путем подгонки под опытные данные).

б) Теоретические сечения неограниченно растут с энергией.

в) Теория неперенормируема, т. е. вычисления для всех диаграмм с замкнутыми петлями приводят к таким бессмысленным бесконечным выражениям, которые не удастся сделать конечными с помощью техники перенормировок, разработанной для квантовой электродинамики (см. § 6, п. 8).

На втором уровне принимается гипотеза о заряженном промежуточном векторном бозоне W . Здесь уже элементарными считаются узлы типа изображенных на рис. 7.84. Достоинства этой теории таковы:

а) Элементарные узлы уже не подбираются из сравнения с опытными данными, а получаются из общего принципа: каждый узел

имеет три линии, из которых одна W -бозонная, а две фермионные от одного из дублетов (7.193). При этом для составных четырехфермионных узлов (таких как на рис. 7.90) автоматически получается $V-A$ -вариант.

б) При достаточно большой массе W -бозона теория прекрасно согласуется с опытными данными по слабым распадам.

в) Рост сечения прекращается при переданных импульсах $\Delta q \approx M_W c$.

Недостатки этой теории:

а) Свойство неперенормируемости остается, хотя и ослабляется: при $M_W = 0$ теория уже перенормируема.

б) Нейтральные токи (т. е. Z^0 -бозон) могут быть введены в теорию, но не являются для нее необходимыми; точно так же не является необходимым дублет с шармированным кварком. Главным предсказанием теории с промежуточным W -бозоном является само существование этой частицы.

На третьем уровне теория слабых взаимодействий объединяется с теорией электромагнитных взаимодействий (С. Вайнберг и А. Салам, 1967). В этой объединенной теории принимается глубокая фундаментальная гипотеза калибровочной инвариантности.

Поясним это понятие. Калибровочная инвариантность — это такая симметрия уравнений движения, в которой преобразование симметрии определено в каждой точке пространства и в каждый момент времени, причем преобразования в разных точках и в разные моменты времени могут быть различными. Конкретно калибровочная симметрия слабых взаимодействий состоит в следующем. Для дублетов (7.193) существует симметрия типа изотопической инвариантности (см. гл. V, § 6). Именно уравнения движения инвариантны по отношению к преобразованиям типа (5.34), в которых состояния дублетов заменяются на их линейные суперпозиции. Например,

$$\psi'_e = \alpha\psi_e + \beta\psi_{e-}, \quad \psi'_\mu = \alpha\psi_\mu + \beta\psi_{\mu-}, \quad (7.213)$$

где коэффициенты α , β подчинены тем же условиям нормировки, что и в (5.34), но могут быть функциями координат и времени:

$$\alpha = \alpha(x, y, z, t), \quad \beta = \beta(x, y, z, t). \quad (7.214)$$

Условие (7.214) и отражает свойство калибровочной инвариантности. Очевидно, что калибровочная инвариантность является существенно более высокой симметрией, чем обычная, поскольку калибровочных преобразований симметрии гораздо больше, чем обычных. Действительно, обычной симметрии изотопического типа соответствует частный случай не зависящих от времени функций α и β в (7.213). Из-за сходства инвариантности (7.213) с изотопической дублеты (7.193) часто называют *слабыми изотопическими дублетами*. Употребляется также термин *слабый изотопический спин*.

Чем выше симметрия, тем больше ограничений она накладывает на возможную форму теории. А чем меньше произвол в теории, тем больше ее предсказательная мощь. Поэтому неудивительно, что принятие существования калибровочной инвариантности довольно жестко фиксирует теорию и тем самым позволяет сделать ряд сильных предсказаний.

В объединенной калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий принимаются следующие исходные допущения:

- а) существует калибровочная инвариантность по отношению к преобразованиям типа (7.213) для слабых изотопических дублетов;
- б) существует калибровочная инвариантность электромагнитных взаимодействий (одно из проявлений этой инвариантности — возможность добавления произвольного четырехмерного градиента к четырехмерному векторному потенциалу электромагнитного поля);
- в) величины $g_{с.л.}$, $g'_{с.л.}$ имеют тот же порядок, что и $g_{э.л.}$;
- г) имеет место спонтанное нарушение симметрии вакуума, приводящее к несимметрии свойств компонент дублетов (7.193); спонтанным нарушением обусловлено все различие электромагнитных и слабых взаимодействий;
- д) все векторные бозоны, кроме одного (фотона), обладают массой.

Теория, построенная на основе этих допущений, приводит к таким предсказаниям:

- а) существование не менее трех массивных векторных бозонов W^{\pm} , Z^0 и соответственно существование нейтральных токов;
- б) из существования слабого изотопического дублета $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ следует существование шармированного кварка и дублета $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$;
- в) существование нейтрального скалярного бозона, называемого *хиггсовским*; масса хиггсовского бозона может быть очень велика, например, несколько сотен ГэВ, так что вопрос о его опытным обнаружении еще долго не будет актуальным. Открытия нейтральных токов и шармированных частиц явились сильнейшими аргументами в пользу единой калибровочной теории. Другим важным достоинством калибровочной теории является ее перенормируемость. Недостатком единой калибровочной теории является ее громоздкость, соединенная с серьезными математическими трудностями последовательной квантовой трактовки.

Ключевым вопросом как для второго, так и для третьего уровней теории является существование W^- - и Z^0 -бозонов. Оценка их массы получается, если подставить $g_{с.л.} = g_{э.л.}$ в (7.195), и приводит к величине M_W примерно 70 ГэВ. Более точная оценка дает

$$M_W = \frac{37,5}{\sin \theta_W} \text{ ГэВ}, \quad M_{Z^0} = \frac{75,0}{\sin 2\theta_W} \text{ ГэВ}, \quad (7.215)$$

где величина θ_W , называемая углом Вайнберга, является одной из немногих произвольных констант теории. По оценкам из других опытных данных $\sin^2 \theta_W = 0,3$, так что $M_W = 68$ ГэВ, $M_{Z^0} = 82$ ГэВ. W -бозон будет быстро распадаться на пару частиц одного из дублетов (7.193), а Z^0 -бозон — на пару частица—античастица. Экспериментально массы W - и Z^0 -бозонов должны прежде всего проявиться в отклонениях от линейности для нейтринных инклюзивных сечений типа изображенных на рис. 7.92. Экспериментальная точность линейности этих сечений такова, что должно быть $M_W, M_{Z^0} > 20 - 30$ ГэВ. Следующее поколение ускорителей даст возможность достигнуть гипотетического порога рождения векторных бозонов и проверить гипотезу о их существовании.

16. В заключение всей главы об элементарных частицах отметим, что существует заманчивая идея объединить в единую калибровочную теорию три взаимодействия — сильное, электромагнитное и слабое, так, чтобы все различие между ними было обусловлено спонтанным нарушением симметрии вакуума. Предпосылкой к такому объединению служит глубокое сходство основных элементарных частиц и элементарных узлов всех теорий — в каждой теории элементарный узел содержит две фермионные линии и одну векторную бозонную. Проведение этой идеи в жизнь наталкивается на очень серьезные трудности, как математические, так и физические. Основная физическая трудность состоит в неизбежном появлении многих «лишних» частиц, не укладывающихся в совокупность имеющихся опытных данных. Эти «лишние» частицы, как правило, могут иметь массы, намного превышающие массы известных частиц.

Можно надеяться, что появление новых ускорителей более высоких энергий приведет к качественно новому этапу познания фундаментальных свойств микромира.