

Глава IV

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Место слабого взаимодействия в физике

Изучив электромагнитное и сильное взаимодействия, мы перейдем теперь к изучению третьего фундаментального взаимодействия — слабого взаимодействия элементарных частиц. Ему подвержены адроны и лептоны, но не фотон. Слабое взаимодействие вызывает многие распады адронов, в частности, распад нейтрона на протон, электрон и антинейтрино, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ ($\bar{\nu}$ — символ антинейтрино), в результате чего нейтрон становится нестабильным со временем жизни 10^3 с, и превращение пиона в мюон, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Слабое взаимодействие приводит также к распаду мюона, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$ со временем жизни $2 \cdot 10^{-6}$ с.

В ядерной физике благодаря слабому взаимодействию происходит β -распад ряда ядер, при котором ядра испускают электроны либо позитроны. В атомной физике это взаимодействие проявляется в специфических свойствах оптических спектров атомов. Оно играет важнейшую роль в ядерных реакциях, происходящих на Солнце и на звездах, и, наконец, в структуре Вселенной. И все это происходит, несмотря на чудовищную малость интенсивности этого взаимодействия: если сечения электромагнитных процессов в мире элементарных частиц достигают значения 10^{-25} см² (например, для комптоновского рассеяния $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$ при энергиях γ -кванта порядка нескольких МэВ), сечения процессов, обусловленных сильным взаимодействием, имеют порядок 10^{-27} см², то сечения слабых процессов характеризуются величиной порядка 10^{-38} см² (для рассеяния нейтрино нуклонами, $\nu + N \rightarrow \nu + N$), но могут быть и еще меньшие величины — 10^{-45} см² (для рассеяния нейтрино на электронах).

С малостью сечений слабых процессов связаны большие времена распадов, обусловленных слабым взаимодействием. Если характерные времена электромагнитных распадов заключены в интервале 10^{-16} (распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) — 10^{-21} с (распад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$), сильных — в интервале 10^{-23} (распад $\rho \rightarrow \pi + \pi$, $\Delta \rightarrow N + \pi$) — 10^{-20} с (распады ψ -мезонов), то характерные времена для слабых процессов заключены в интервале 10^{-13} (распады очарованных частиц) — 10^3 с (распад нейтрона). Столь широкий интервал возможных скоростей распадов, обусловленных слабым взаимодействием, связан с различием энергovyделения при распаде: чем меньше энергии выделяется в распаде, тем большее время жизни характерно для распада.

К слабому взаимодействию в полной мере применима поговорка: мал золотник, да дорог. И действительно, начало исследований слабого взаимодействия было ознаменовано кажущимся нарушением законов сохранения энергии и момента импульса. Затем, когда эта проблема была решена, выяснилось, что, в отличие от всех других фундаментальных взаимодействий, в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, нарушается симметрия по отношению к пространственному отражению, т. е. не сохраняется P -четность, а также нарушается симметрия между частицей и античастицей, т. е. не сохраняется C -четность (в частности, нарушается симметрия между электроном и позитроном).

После того как были осмыслены эти нарушения «обычных» законов симметрии, началось триумфальное шествие теории слабого взаимодействия, завершившееся созданием единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий, значение которой можно сравнивать с теорией электромагнетизма Максвелла, объединившей существовавшие ранее теории электричества и магнетизма.

Мало того, использованные при этом новые идеи и теория так называемых калибровочных полей вместе с концепцией спонтанного нарушения симметрии вернули физиков к проблеме создания единого фундаментального взаимодействия, объединяющего все известные взаимодействия — гравитационное, электромагнитное, сильное и слабое, и вселили уверенность в возможность решения этой важнейшей проблемы физики и всего естествознания — проблемы, решение которой было заветной мечтой великого Эйнштейна.

С развитием понимания слабого взаимодействия связано введение в физику новых частиц — нейтрино и со-

ответствующих им антинейтрино (электронное нейтрино ν_e , мюонное нейтрино ν_μ и τ -нейтрино ν_τ) и промежуточных бозонов — переносчиков слабого взаимодействия (W^+ , W^- , Z^0 -бозоны). Все эти частицы были введены сперва чисто теоретически. Но затем нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ были открыты экспериментально: между введением нейтрино ν в 1932 г. и до его экспериментального обнаружения прошло 24 года. Промежуточные бозоны открыты в 1983 г. (см. главу I).

Физика слабого взаимодействия начинается с β -распада атомных ядер, при котором, как уже говорилось, радиоактивные ядра испускают электроны или позитроны. Поразительным и парадоксальным при экспериментальном исследовании β -распада было как будто явное нарушение закона сохранения энергии — разность энергий начального (до распада) и конечного (после распада) ядер была больше (или равна) энергии электрона, т. е. имело место определенное распределение электронов по энергии, причем только максимальное значение энергии электрона совпадало с разностью энергий ядра в начальном и конечном состояниях. В связи с этим была даже высказана мысль об отказе от закона сохранения энергии в микропроцессах. Такой точки зрения придерживался в 30-х годах даже Н. Бор (см. главу I).

Но закон сохранения энергии столь фундаментален — он связан со свойствами симметрии пространства — времени, что отказ от него был бы равноценен отказу от всего, что достигнуто физикой. Поэтому возникла мысль, что вместе с электроном при β -распаде вылетает еще одна частица, но она невидима или, точнее, не регистрируется при простых опытах, так как не несет электрического заряда. Эта мысль была высказана Паули в 1930 г., а частица была названа нейтрино, что означает маленькая нейтральная частица.

Но могут ли быть электроны и нейтрино в ядрах? Простой расчет, о котором уже говорилось в главе I, показывает, что это невозможно, так как противоречит принципу неопределенности квантовой механики $\Delta x \Delta p \geq 2\pi\hbar$ (Δx — неопределенность в локализации частицы, Δp — соответствующая неопределенность в ее импульсе). Действительно, полагая $\Delta x \approx 10^{-13}$ см (размеры ядра), найдем, что $\Delta p \approx 200$ МэВ. Отсюда следует, что неопределенность в энергии β -электрона будет составлять 200 МэВ, а эта величина гораздо больше максимальной энергии β -электрона (так, при распаде нейтрона энергия элект-

ронов не превышает 1,3 МэВ — разности масс нейтрона и протона). Поэтому возникла идея, что β -электрон и нейтрино не «живут» в ядре, а образуются в процессе β -распада, точно так же, как фотоны не «живут» в атомах, а рождаются при излучении света атомами. Эта мысль принадлежит Ферми, который, развивая ее, построил первую теорию слабого взаимодействия.

Взаимодействие слабых токов

Но дело не ограничивается тем, что β -электрон (и нейтрино) рождаются в процессе β -распада, подобно тому, как фотон рождается в процессе излучения атома. Если перейти от атома и ядра к входящим в их состав частицам, то в основе электромагнитного взаимодействия лежит элементарный процесс — испускание или поглощение электроном фотона (рис. 5). Поэтому взаимодействие между двумя электронами происходит путем обмена фотоном (он называется в этом случае виртуальным, в отличие от реального фотона, который существует в свободном состоянии). Ему соответствует диаграмма на рис. 6, в, на котором γ обозначает виртуальный фотон, а (1) и (2) относятся к взаимодействующим электронам.

Аналогичным образом в основе слабого взаимодействия лежат элементарные процессы испускания и поглощения слабо взаимодействующей частицей так называемого промежуточного бозона. Слабое же взаимодействие между двумя частицами происходит путем обмена этим промежуточным бозоном. Промежуточных бозонов должно быть три — два заряженных (W^+ и W^-) и один нейтральный (Z^0). Например, слабому процессу распада мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ соответствует диаграмма, изображенная на рис. 26, а (ν_μ обозначает мюонное нейтрино, а $\bar{\nu}_e$ — электронное антинейтрино). Процесс происходит путем обмена W^- -бозоном между мюоном и электроном.

Слабый процесс рассеяния мюонного нейтрино на электроне происходит путем обмена Z^0 -бозоном (рис. 26, б). Этот же бозон ответствен за слабый процесс аннигиляции электронно-позитронной пары в мюонную пару, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (рис. 26, в). Мы говорим «слабый процесс аннигиляции пары», потому что есть еще и электромагнитный процесс аннигиляции $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (происходящий путем обмена фотоном, рис. 26, г, д). Аналогично, при рассеянии электронов протонами, $e^- + p \rightarrow e^- + p$, необходимо учитывать наряду с электромагнит-

ным механизмом (обмен фотоном) вклад слабого механизма (обмен Z^0 -бозоном, рис. 26, *е*).

На рис. 26, *ж* изображен процесс рассеяния электронного нейтрино на электроны, идущий путем обмена W -бозоном, но возможен также этот же процесс путем обмена Z -бозоном: при обмене W -бозоном начальный электрон, испуская W -бозон, превращается в нейтрино, при обмене

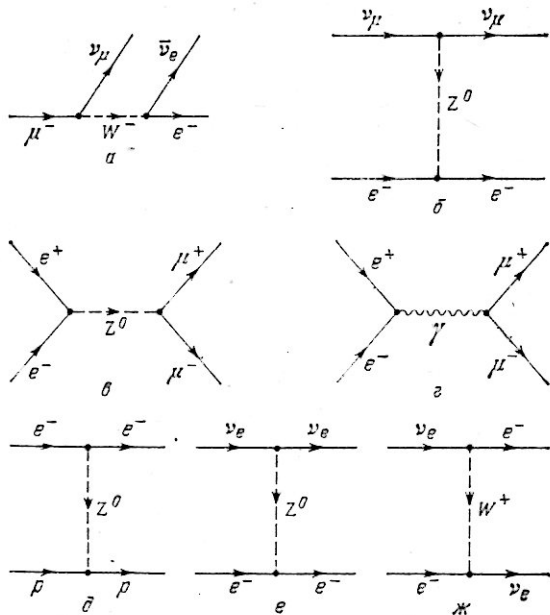


Рис. 26. Диаграммы, определяющие обмен промежуточными W - и Z -бозонами: распад мюона, $\mu \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ (*а*), рассеяние мюонных нейтрино электронами, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ (*б*), процесс $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (*в*), обмен γ -квантом в процессе $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (*г*), рассеяние электронов протонами, $e^- + p \rightarrow e^- + p$ (*д*), и рассеяние электронных нейтрино электронами, $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ (*е, ж*)

Z^0 -бозоном начальный электрон, испуская Z^0 -бозон, превращается в конечный электрон.

Теперь мы сделаем еще один шаг в расширении аналогии между электромагнитным и слабым взаимодействиями. Именно, мы предположим, что амплитуды процессов, которым соответствуют определенные диаграммы Фейнмана, должны определяться для обоих взаимодействий аналогичными формулами. Напомним, что квадрат модуля амплитуды определяет вероятность процесса.

Рассмотрим, например, процесс аннигиляции электрон-позитронной пары в мюонную пару, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, могущий происходить как за счет электромагнитного, так и за счет слабого взаимодействия. Как уже разъяснялось в разделе, посвященном квантовой электродинамике, амплитуда электромагнитного процесса находится следующим образом: нужно сопоставить линиям, изображающим свободные частицы, их волновые функции, вершинам диаграммы — заряд электрона e , умноженный на некоторую числовую матрицу γ_μ , и, наконец, внутренней линии, соответствующей виртуальному фотону, осуществляющему взаимодействие, — так называемый пропагатор $1/q^2$, где $q = p_1 + p_2$ — четырехмерный импульс виртуального фотона (p_1 и p_2 — четырехмерные импульсы электрона и позитрона в процессе $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$). Образовав произведение всех этих величин, мы и найдем амплитуду электромагнитного процесса, описываемого данной диаграммой.

Если выделить в амплитуде волновые функции частиц, которым соответствуют внешние линии, исходящие из одной вершины, то произведение их и матрицы γ_μ , соответствующей вершине, даст ток перехода частицы из начального в конечное состояние. Он является функцией четырехмерного импульса q , переданного частицей виртуальному фотону, причем этот импульс в двух вершинах, ограничивающих внутреннюю фотонную линию, должен браться с разными знаками (в одной вершине фотон испускается, а в другой — поглощается). Потому амплитуда электромагнитного процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ определяется формулой

$$A^{(e\mu)} = e^2 j^{(e)}(q) j^{(\mu)}(-q) / q^2,$$

где $j^{(e)}(q)$ — ток перехода, соответствующий электронной линии, а $j^{(\mu)}(-q)$ — ток перехода, соответствующий мюонной линии.

Аналогичную структуру имеет и амплитуда слабого процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, однако с той разницей, что пропагатор будет теперь не $1/q^2$, а $1/(q^2 - m_Z^2)$, где m_Z — масса Z -бозона, которым обмениваются частицы; кроме того, вместо электрического заряда e , характеризующего интенсивность электромагнитного взаимодействия, будет теперь входить некоторая другая величина g , характеризующая интенсивность слабого взаимодействия, которая может быть названа «слабым» зарядом (размерность g совпадает с размерностью e), и, наконец, должна

быть несколько модифицирована комбинация матриц γ_μ , которая сопоставляется вершине Фейнмановской диаграммы и вместе с волновыми функциями частиц, соответствующих линиям, сходящимся в вершину, определяет ток перехода. Дело в том, что, как показывает сравнение теории с экспериментом, во всех тех случаях, когда ток перехода связан с изменением заряда (например, одной линии соответствует электрон, а другой — нейтрино), ток должен иметь структуру разности вектора и псевдовектора (или аксиального вектора) — при этом как раз и происходит нарушение P -инвариантности в слабых процессах, ибо вектор V при пространственных отражениях меняет свой знак, а аксиальный вектор A знака не меняет. О взаимодействии, описываемом такого рода током, говорят как о $V-A$ -взаимодействии*).

Таким образом, мы можем строить амплитуды слабых процессов по аналогии с амплитудами электромагнитных процессов, если учтем указанные изменения. В амплитуды слабых процессов будут входить, так же, как и в амплитуды электромагнитных процессов, токи перехода, но на этот раз природа частицы не обязательно должна оставаться неизменной (например, может изменяться на единицу заряд частицы). Токи перехода в случае слабого взаимодействия называются *слабыми*, причем следует различать заряженные и нейтральные слабые токи: заряженные токи соответствуют изменению заряда на единицу, а нейтральные токи переводят частицы самих в себя.

Заряженные токи имеют структуру $V-A$. При этом в них входят только так называемые *левые* составляющие волновых функций частиц: они описывают состояния, в которых спин частицы направлен против ее импульса. В нейтральные токи входят как левые, так и правые составляющие волновых функций (для последних спин направлен вдоль импульса частицы).

* Этап создания $V-A$ -теории слабого взаимодействия (Фейнман — Гелл-Манн; Маршак — Судершан, 1958 г.), а также формулировки гипотезы сохранения векторного тока адронов (С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, 1955 г.) явился, по существу, исходным пунктом применения калибровочных теорий в слабом, а в дальнейшем и в сильном взаимодействиях. Именно обнаружение $V-A$ -структуры слабого взаимодействия и установление универсальности связей в слабом взаимодействии указывали на сходство его с электромагнитным взаимодействием и ставили вопрос о причине особой выделенности векторных полей как переносчиков электромагнитных и слабых взаимодействий.

Поскольку амплитуды слабых процессов, обусловленных обменом W^- - или Z^0 -бозоном, содержат произведение двух слабых токов, то можно говорить о взаимодействии слабых токов. Эти токи содержат как лептонную, так и адронную части.

Остановимся на структуре этих токов. Рассмотрим сперва лептонные токи. Мы знаем в настоящее время три заряженных лептона — e^- , μ^- , τ^- , с которыми связаны три нейтрино — ν_e , ν_μ , ν_τ , и соответствующие античастицы. Особенно проста структура заряженного лептонного тока:

$$j^{(l)} = (\bar{e}\nu_e) + (\bar{\mu}\nu_\mu) + (\bar{\tau}\nu_\tau),$$

где $(\bar{b}a)$ обозначает ток (типа $V-A$), соответствующий переходу $a \rightarrow b$ с испусканием W^+ -бозона (или поглощением W^- -бозона). Ток

$$j^{(l)+} = (\bar{\nu}_e e) + (\bar{\nu}_\mu \mu) + (\bar{\nu}_\tau \tau)$$

(знак $+$ означает эрмитовское сопряжение) соответствует поглощению W^+ -бозона (или испусканию W^- -бозона). Обратим внимание на то, что все три слагаемые входят в $j^{(l)}$ с одинаковыми коэффициентами.

В нейтральный лептонный ток входят шесть слагаемых:

$$(\bar{e}e), (\bar{\mu}\mu), (\bar{\tau}\tau), (\bar{\nu}_e\nu_e), (\bar{\nu}_\mu\nu_\mu) \text{ и } (\bar{\nu}_\tau\nu_\tau),$$

но коэффициенты при них уже не одинаковы. Тем не менее нейтральный ток «устроен» так, что электрон, мюон и τ -лептон входят в него симметрично, т. е. структура токов $(\bar{e}e)$, $(\bar{\mu}\mu)$ и $(\bar{\tau}\tau)$, а также $(\bar{\nu}_e\nu_e)$, $(\bar{\nu}_\mu\nu_\mu)$ и $(\bar{\nu}_\tau\nu_\tau)$ одинакова, но отличаются коэффициенты при токах $(\bar{e}e)$ и $(\bar{\nu}_e\nu_e)$. Эти токи описывают одновременно как процессы с участием лептонов (e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , и ν_τ), так и с участием антилептонов (e^+ , μ^+ , τ^+ , ν_e , ν_μ , ν_τ).

Адронную часть слабого тока можно выразить через слабые кварковые токи. Теория исходит из существования шести кварков u , d , s , c , b , t и соответствующих им антикварков (выше мы говорили в основном только о кварках u , d , s и c). Эти кварки можно разбить на три пары:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix},$$

где кварки верхней строчки имеют заряд $2/3$, а кварки нижней строчки — заряд $-1/3$. С помощью волновых

Функций кварков можно построить слабые кварковые токи, которые будут соответствовать различным кварковым переходам и, следовательно, различным адронным переходам. Например, кварковый ток ($\bar{u}d$) связан с переходом нейтрона в протон (с излучением электрона и антинейтрино $\bar{\nu}_e$), так как нейтрон имеет структуру udd , а протон — структуру uud (рис. 27).

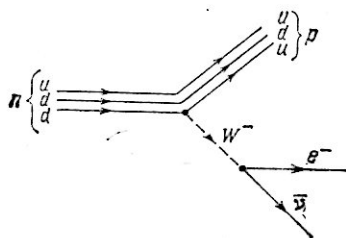


Рис. 27. Распад нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Всего имеется 12 заряженных токов, взаимодействующих через W -бозоны, и 12 нейтральных токов, взаимодействующих через Z^0 -бозоны. Эти взаимодействия, согласно Л. Б. Окуню, удобно изображать схематически, как показано на рис. 28 и 29. Каждый из 12 заряженных

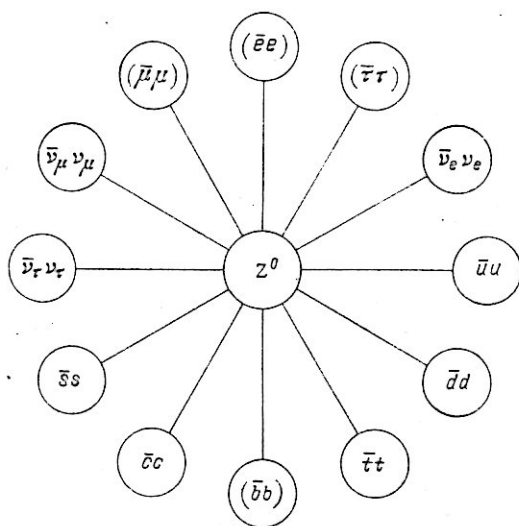


Рис. 28. Схема нейтральных слабых токов лептонов и кварков

токов может взаимодействовать со всеми 12 заряженными токами, поэтому возможны 144 взаимодействия с участием W -бозонов и столько же взаимодействий с участием Z^0 -бозонов. На опыте обнаружены проявления 16 взаимо-

действий для заряженных токов:

$$\begin{aligned} \bar{u} + d &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_{e\tau}, & \bar{u} + d &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu\tau}, & \bar{u} + d &\rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_{\tau\tau}, \\ \bar{u} + s &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_{e\tau}, & \bar{u} + s &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu\tau}, & \bar{u} + s &\rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_{\tau\tau}, \\ \bar{c} + s &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_{e\tau}, & \bar{c} + s &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu\tau}, & \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-, \\ \nu_e + \mu^- &\rightarrow \nu_\mu + e^-, & \tau^- &\rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, & \tau^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu, \\ u + d &\rightarrow u + d, & \bar{u} + d &\rightarrow \bar{u} + s, & \bar{c} + s &\rightarrow \bar{u} + d, \\ \bar{c} + s &\rightarrow \bar{u} + s, \end{aligned}$$

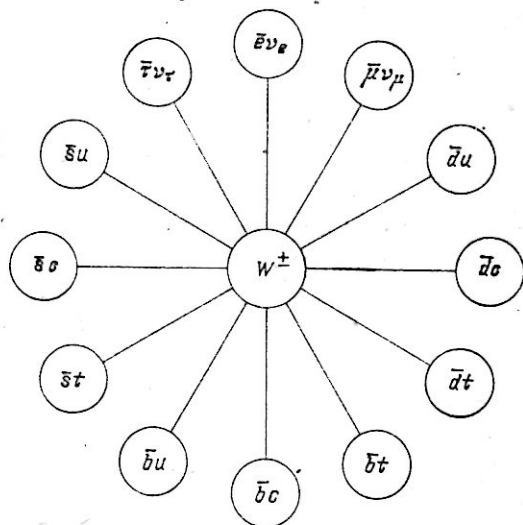


Рис. 29. Схема заряженных слабых токов лептонов и кварков

и ряд взаимодействий для нейтральных токов:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e^- &\rightarrow \nu_\mu + e^-, & \nu_e + e^- &\rightarrow \nu_e + e^-, & \nu_e + u &\rightarrow \nu_e + u, \\ \nu_e + d &\rightarrow \nu_e + d, & \nu_\mu + u &\rightarrow \nu_\mu + u, & \nu_\mu + d &\rightarrow \nu_\mu + d, \\ e^- + u &\rightarrow e^- + u, & e^- + d &\rightarrow e^- + d, \\ u + u &\rightarrow u + u, & d + d &\rightarrow d + d, & u + d &\rightarrow u + d. \end{aligned}$$

Мы говорили, что амплитуды процессов — электромагнитных и слабых — можно найти, сопоставляя соответствующим им диаграммам Фейнмана определенные величины, зависящие от четырехмерных импульсов частиц (в том числе и виртуальных частиц). Функцией этих переменных и будет амплитуда.

Но можно перейти от импульсов к другим переменным — пространственным координатам и времени. Амплитуде будет тогда соответствовать интеграл:

$$A = -\frac{e^2}{2} \int j^{(1)}(x) D_c(x-x') j^{(2)}(x') d^4x d^4x',$$

где $j^{(1)}$ и $j^{(2)}$ — взаимодействующие токи, выраженные как функции координат и времени, $x \equiv \mathbf{r}, t$ (\mathbf{r} — пространственные координаты, t — время), и $D_c(x-x')$ — пространственно-временной образ пропагатора (в случае электромагнитного взаимодействия, к которому непосредственно относится эта формула, пропагатор равен $1/q^2$).

Существенной чертой этой и других подобных формул является то, что токи относятся здесь к разным мировым точкам x и x' . Этим выражается нелокальность взаимодействия, обусловленного обменом виртуальной частицей (фотоном или W - и Z^0 -бозонами).

В случае слабого взаимодействия пропагатор имеет вид $1/(q^2 - m^2)$, где m — масса промежуточного бозона ($m = m_z$ или m_w). Если $q^2 \ll m^2$, то пропагатор перестает зависеть от переданного импульса q^2 и становится константой. Функция $D_c(x-x')$ превращается при этом в δ -функцию $\delta(x-x')$, а это значит, что в пространственно-временном интеграле, определяющем амплитуду A , точки будут относиться не к разным, а к одной и той же мировой точке. Иными словами, при $q^2 \ll m^2$ нелокальное взаимодействие становится практически локальным. Следовательно, это имеет место в области малых энергий, если передаваемые в слабом процессе импульсы значительно меньше масс W - и Z^0 -бозонов. При этом мы можем забыть о существовании этих бозонов и заменить на фейнмановских диаграммах внутреннюю бозонную линию

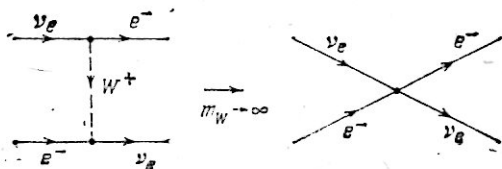


Рис. 30. Локальный предел слабого взаимодействия

просто вершиной (рис. 30). В этом случае говорят о локальном четырехфермионном взаимодействии (в одной точке сходятся четыре линии, соответствующие четырем фермионам). Его можно описывать лагранжианом

$$\mathcal{L}^{(w)}(x) = \mathcal{L}^{(ch)}(x) + \mathcal{L}^{(n)}(x);$$

здесь $\mathcal{L}^{(ch)}$ и $\mathcal{L}^{(n)}$ относятся соответственно к заряженным и нейтральным токам:

$$\mathcal{L}^{(ch)}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} j^+(x) j(x), \quad \mathcal{L}^{(n)}(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} j^{(0)+}(x) j^{(0)}(x),$$

где $j(x)$ — слабый заряженный ток, $j^{(0)}(x)$ — слабый нейтральный ток и G — некоторая константа, называемая *константой Ферми*.

Из структуры выражения для A ясно, что G пропорциональна квадрату слабого заряда и обратно пропорциональна квадрату массы промежуточного бозона: это следует из того, что пропагатор в области малых энергий имеет вид $1/m^2$. Точная связь между константой Ферми G и величинами g и m_w такова:

$$G/\sqrt{2} = g^2/(8m_w^2).$$

Константа Ферми G оказывается, таким образом, размерной величиной:

$$G = 10^{-5}/m_p^2,$$

где m_p — масса протона.

Обратим внимание на то замечательное обстоятельство, что четырехфермионное слабое взаимодействие характеризуется только одной константой G . Оно охватывает перечисленные выше $144 + 144 = 288$ взаимодействий (и все они описываются всего одной константой!). Поэтому четырехфермионное слабое взаимодействие называют универсальным слабым взаимодействием.

Нейтрино и антинейтрино

Мы уже говорили, что для «спасения» закона сохранения энергии при β -распаде ядер, который на первый взгляд нарушается, в физику была введена новая частица — нейтрино (ν_e), а затем и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). Антинейтрино излучается в том случае, если при β -распаде ядра вылетает электрон, а нейтрино — если при β -распаде ядра вылетает позитрон.

В дальнейшем выяснилось, что не только при β -распаде ядер и нейтрона, но при всех процессах, вызываемых слабым взаимодействием, электрон всегда сопровождается антинейтрино, а позитрон — нейтрино (например, $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$).

Электрон и его античастица — позитрон представляют собой заряженные лептоны, а нейтрино и антинейтри-

но — нейтральные лептоны. Но кроме электрона существует еще два заряженных лептона — мюон и τ -лептон и соответствующие им античастицы. Эти четыре лептона участвуют во многих слабых процессах и всегда вместе с ними излучаются нейтрино и антинейтрино. Но эти нейтрино и антинейтрино отличаются от электронного нейтрино и антинейтрино. Таким образом, имеется три типа нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ , излучаемых при слабых процессах при вылете, соответственно, e^+, μ^+, τ^+ , и три типа антинейтрино $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$, излучаемых при вылете соответственно e^-, μ^-, τ^- . Иными словами, при слабых процессах у каждого заряженного лептона есть как бы своя «тень» — свое нейтрино и антинейтрино и всегда заряженный лептон появляется вместе со своей тенью!

Если бы существовали только ν_e и $\bar{\nu}_e$ и не было бы других типов нейтрино и антинейтрино, то могли бы протекать реакции $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$, $\mu^- + A \rightarrow e^- + A$, $\tau^- \rightarrow \mu^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow e^- + \gamma$, $\tau^- \rightarrow e^- + \mu^+ + \mu^-$. Но ни один из этих процессов не наблюдался (для распадов $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ и $\mu^- \rightarrow e^- + e^+ + e^-$ были получены на опыте ничтожно малые значения для верхних границ вероятностей; вероятность распада $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ меньше одной стомиллионной доли вероятности распада $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$!).

Чтобы запретить эти и подобные им другие слабые процессы и объяснить, какие процессы возможны, а какие — нет, вводятся особые аддитивные квантовые числа — *лептонные заряды* L_e, L_μ, L_τ , и устанавливаются три закона сохранения лептонных зарядов*). Заряды эти вводятся следующим образом:

$$L_e = \begin{cases} +1 & \text{для } e^-, \nu_e, \\ -1 & \text{для } e^+, \bar{\nu}_e, \\ 0 & \text{для всех других частиц;} \end{cases}$$

$$L_\mu = \begin{cases} +1 & \text{для } \mu^-, \nu_\mu, \\ -1 & \text{для } \mu^+, \bar{\nu}_\mu, \\ 0 & \text{для всех других частиц;} \end{cases}$$

$$L_\tau = \begin{cases} +1 & \text{для } \tau^-, \nu_\tau, \\ -1 & \text{для } \tau^+, \bar{\nu}_\tau, \\ 0 & \text{для всех других частиц.} \end{cases}$$

*) Закон сохранения лептонного заряда был впервые сформулирован Я. Б. Зельдовичем, Д. Марксом, Э. Конопинским и Махмудом.

Алгебраические суммы лептонных зарядов L_e , L_μ и L_τ сохраняются порознь во всех процессах. Эти законы сохранения объясняют, почему одни реакции разрешены, а другие запрещены. С учетом сохранения электронного, мюонного и τ -лептонного зарядов распады частиц выглядят следующим образом:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-, \quad \pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e,$$

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

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e, \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

и т. д. Сходные распады типа $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$, $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$ и т. д. запрещены законами сохранения L_e , L_τ и L_μ .

Электрический заряд и магнитный момент нейтрино (и антинейтрино) всех типов равны нулю. Но нейтрино — не истинно нейтральная частица, так как у нее отличен от нуля лептонный заряд. Для истинно нейтральных частиц все заряды — электрический, барионный и лептонный, а также странность и чарм должны равняться нулю (такими частицами являются фотон, π^0 -мезон, η -мезон и другие).

Спин нейтрино всех типов равен $1/2$, т. е. эти частицы представляют собой фермионы.

Что касается массы нейтрино, то она очень мала либо равна нулю. В первоначальной теории универсального слабого взаимодействия Ферми считал массу нейтрино равной нулю, но он не исключал того, что она отлична от нуля. В настоящее время производится точные измерения массы электронного нейтрино. С этой целью определяется вид спектра β -электронов, образующихся в распаде трития ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$, вблизи максимальной энергии электронов. Из анализа спектра было заключено, что масса нейтрино $\bar{\nu}_e$ отлична от нуля и заключена в интервале

$$14 \text{ эВ} \leq m(\bar{\nu}_e) \leq 46 \text{ эВ}.$$

Тем не менее окончательное заключение о том, что масса электронного нейтрино действительно близка к 30 эВ, можно будет сделать лишь после того, как будут выполнены независимые измерения спектра трития в других экспериментах. Было бы хорошо, в частности,

взять другой источник трития вместо тритированного валина ($\text{NH}_2\text{C}_4\text{H}_9\text{COOH}$), использованного в ИТЭФ¹⁾).

Если масса нейтрино равна нулю, то возникает возможность простым образом кинематически различать нейтрино и антинейтрино. Дело в том, что если спин частицы равен $1/2$, то проекция спина частицы на любое направление, например на направление импульса, может принимать только два значения $+1/2$, $-1/2$. Проекция спина на импульс носит название *спиральности*. Замечательное свойство спиральности безмассовой частицы заключается в том, что она имеет абсолютный характер, т. е. не изменяется при переходе от одной системы отсчета к другой. По этой причине нейтрино и антинейтрино можно различать по их спиральности: для нейтрино она равна $-1/2$, а для антинейтрино $+1/2$.

Чтобы это различие имело абсолютный характер, масса нейтрино m_ν должна равняться нулю. Действительно, если масса нейтрино не равна нулю, то скорость нейтрино будет меньше скорости света (при $m_\nu = 0$ она равна скорости света). Поэтому, если для покоящегося наблюдателя спин нейтрино направлен против его скорости, то для движущегося наблюдателя, скорость которого превышает скорость нейтрино, импульс нейтрино будет направлен в другую сторону, т. е. он «увидит» нейтрино, спин и импульс которого параллельны. Это означает, что, если масса нейтрино не отлична от нуля, то с помощью преобразования Лоренца можно перевести нейтрино в антинейтрино, т. е. различие между нейтрино и антинейтрино при $m_\nu \neq 0$ теряет свой абсолютный характер. Чтобы различие имело абсолютный смысл, необходимо считать, что масса нейтрино точно равна нулю. Такое нейтрино всегда движется со скоростью света и его нельзя «обогнать»! В этом случае различие между нейтрино и антинейтрино, основанное на различии их спиральностей, имеет абсолютный смысл.

Спиральность электронного нейтрино была измерена на опыте следующим образом (1957 г.). Электронное нейтрино ν_e образовывалось при захвате атомных электронов ядром ^{152}Eu , спин которого равен нулю: $e^- + ^{152}\text{Eu} \rightarrow \nu_e + ^{152}\text{Sm}^*$. Образующиеся нейтрино и ядра $^{152}\text{Sm}^*$, спин которого равен единице, разлетаются в противоположных направлениях. Ядро $^{152}\text{Sm}^*$ находится в возбужденном

¹⁾ Окуль Л. Б. Современное состояние и перспективы физики высоких энергий.— УФН, 1981, т. 3, с. 35.

состоянии, поэтому оно является нестабильным. Это ядро быстро испускает фотон и переходит в ядро ^{152}Sm с нулевым спином, находящееся в основном состоянии: $^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$. На опыте регистрировалась циркулярная поляризация, или, что то же самое, проекция спина на их импульс, тех фотонов, которые вылетали в направлении, противоположном направлению вылета нейтрино. Из сохранения проекции спина в распаде ядра $^{152}\text{Sm}^*$ следует, что проекция спина фотона должна совпадать с проекцией спина ядра $^{152}\text{Sm}^*$. Так как проекция спина фотона может принимать два значения ± 1 , то и ядро $^{152}\text{Sm}^*$ имеет проекцию спина ± 1 . Из закона сохранения проекции спина в реакции $e^- + \text{Eu} \rightarrow \nu + \text{Sm}^*$ следует, что спины нейтрино и ядра Sm^* должны иметь противоположные направления, например можно считать, что проекции спина частиц имеют следующие значения:

$$e^- + \text{Eu} \rightarrow \nu_e + \text{Sm}^*$$

$$\frac{1}{2} \quad 0 \quad -\frac{1}{2} \quad +1$$

Учитывая далее, что импульсы ν_e и Sm^* противоположны, легко видеть, что спиральности ν_e и Sm^* должны быть одинакового знака, а, следовательно, должны иметь одинаковый знак и спиральности нейтрино и фотона, образующегося в распаде $\text{Sm}^* \rightarrow \text{Sm} + \gamma$. Таким образом, измерение спиральности нейтрино сводится к измерению спиральности фотона. Именно таким способом и было установлено, что спиральность нейтрино равна $-\frac{1}{2}$. Используя закон сохранения проекции спина в распаде $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, в принципе можно измерить и спиральность электронного антинейтрино.

Спиральность мюонного нейтрино была определена из распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Так как при распаде покоящегося пиона образующиеся μ^+ и ν_μ вылетают в противоположные стороны, а спины их также направлены противоположно, то спиральность нейтрино, образующегося в этом распаде, должна совпадать со спиральностью мюона. Поэтому, измеряя спиральность мюона, можно определить спиральность мюонного нейтрино. Она оказалась равной $-\frac{1}{2}$, как и у электронного нейтрино.

Аналогично было установлено, что в распаде положительного пиона на положительный мюон, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, образуется нейтрино (частица с отрицательной спиральностью), а не антинейтрино (частица с положительной

спиральностью). Это означает, что распады $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ должны быть запрещены.

Точность измерения спиральностей нейтрино в этих экспериментах, однако, не очень велика — она явно недостаточна для того, чтобы решить вопрос о массе нейтрино. Если $m_\nu \neq 0$, то нейтрино наряду со спиральностью $-1/2$ может иметь спиральность $+1/2$. Правда, слабое взаимодействие нейтрино «устроено» таким образом, что в различных процессах нейтрино образуется в основном со спиральностью $-1/2$. Более точно, если E и p — энергия и импульс нейтрино, то вероятность «присутствия» у нейтрино, образующегося в некотором слабом процессе, спиральности $+1/2$ пропорциональна величине $[1 - p/(E + m_\nu)]^2 \approx m_\nu^2/E^2$ (если $E \gg m_\nu$), т. е. она очень мала для высокоэнергетических нейтрино ($(m_\nu/E)^2 \approx 10^{-6}$, если $m_\nu = 30$ эВ, а $E \approx m_e$). Если же скорость нейтрино ($m_\nu \neq 0$) мала, то оба состояния нейтрино со спиральностями $+1/2$ и $-1/2$ образуются со сравнимыми вероятностями. В опытах по измерению спиральности нейтрино в распадах $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ нейтрино имели большие (по сравнению с их возможной массой) энергии, поэтому при достигнутой точности измерения спиральности нейтрино делать какие-либо заключения о величине массы нейтрино невозможно.

Закон сохранения лептонных зарядов подтвержден с большой степенью точности в целом ряде экспериментов*). Так, был сделан опыт (Дэвис, 1955 г.), в котором, используя пучок антинейтрино, образующихся при β -распаде нейтронов, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, была предпринята попытка зарегистрировать поглощение этих антинейтрино ядрами хлора, $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Ar}$. Эта реакция может идти только в том случае, если имеет место нарушение закона сохранения лептонного числа. Ожидалось, что сечение этого процесса должно быть порядка $\sigma \approx 9,2 \times 10^{-45}$ см² (если лептонный заряд не сохраняется). На опыте не было обнаружено ни одного случая реакции $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, что позволило получить верхнюю границу сечения $\sigma_{\text{экс}} \leq 0,25 \cdot 10^{-45}$ см², которая существенно ниже теоретического значения сечения этого процесса,

*) Идея о возможности проведения нейтринных опытов на реакторах была высказана Б. М. Понтекорво в 1947 г.

полученного без предположения о сохранении лептонного числа *).

С другой стороны, антинейтрино может взаимодействовать с протонами с сохранением лептонного заряда, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Сечение этого процесса оказалось равным $1,1 \cdot 10^{-43}$ см², и именно в этой реакции впервые в лабораторных условиях было зарегистрировано взаимодействие нейтрино с веществом.

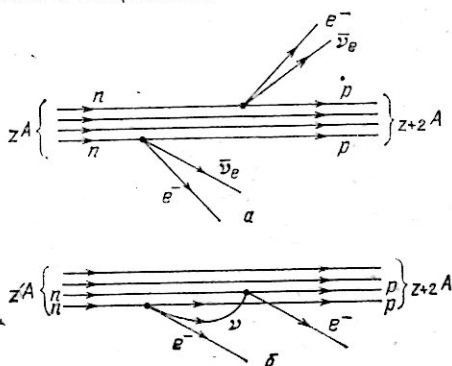


Рис. 31. Двойной бета-распад ядер: $zA \rightarrow z+2A + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$ — с образованием двух антинейтрино (а), $zA \rightarrow z+2A + 2e^-$ — безнейтринный распад (б)

Еще один эксперимент по проверке закона сохранения лептонного заряда (точнее говоря, электронного заряда L_e) заключался в поиске так называемого двойного β -распада, т. е. процесса ядерного превращения $zA \rightarrow z+2A + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$, где zA и $z+2A$ — ядра с атомным номером A и электрическими зарядами Z и $Z + 2$. Этот процесс определяется слабым взаимодействием во втором порядке теории возмущений по константе слабого взаимодействия G (рис. 31, а). Если бы нейтрино совпадало с антинейтрино, то мог бы происходить также безнейтрин-

*) Заметим в этой связи, что реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ позже была использована в экспериментах по регистрации нейтрино, испускаемых Солнцем. Дело в том, что превращение ядер водорода в ядра гелия, которое является источником солнечной энергии, должно обязательно сопровождаться излучением нейтрино. Действительно, если лептонный заряд сохраняется, то имеет место следующий результирующий процесс: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$. Солнечные нейтрино, достигающие Земли, должны вызывать реакцию $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$, разрешенную законами сохранения лептонного заряда.

ный процесс ${}_zA \rightarrow {}_{z+2}A + 2e^-$, который возник бы в результате следующей цепочки превращений: ${}_zA \rightarrow {}_{z+1}A + e^- + \bar{\nu} (= \nu)$, $\nu + {}_{z+1}A \rightarrow {}_{z+2}A + e^-$, представленной на рис. 31, б.

В нейтринном распаде ${}_zA \rightarrow {}_{z+2}A + 2e^- + 2\bar{\nu}$ суммарная энергия двух электронов изменяется в зависимости от энергии, уносимой парой нейтрино, от нуля до некоторого максимального значения, а в безнейтринном распаде ${}_zA \rightarrow {}_{z+2}A + 2e^-$ суммарная энергия электронов фиксирована и равна разности масс ядер ${}_zA$ и ${}_{z+2}A$. Теоретические вычисления в предположении несохранения L показывают, что скорость безнейтринных распадов должна существенно превышать скорость нейтринных распадов. Так, для превращения ${}^{130}\text{Te} \rightarrow {}^{130}\text{Xe}$ период безнейтринного полураспада должен составлять $2 \cdot 10^{16 \pm 2}$ лет (± 2 обозначает ошибку теоретического расчета), тогда как период нейтринного полураспада должен составлять $4 \cdot 10^{22 \pm 2,5}$ лет. Обнаруженное на опыте значение периода полураспада, равное 10^{21} лет, свидетельствует в пользу того, что скорее всего имеет место двойной β -распад с испусканием нейтрино (разрешенный законом сохранения лептонного числа), а не безнейтринный двойной β -распад (запрещенный законом сохранения лептонного числа).

Разъясним теперь, как на опыте устанавливается существование различных типов нейтрино. В эксперименте, доказавшем, что ν_e и ν_μ — разные частицы (Л. Ледерман и М. Шварц, 1962), впервые использовались пучки нейтрино высоких энергий, приготовленные «искусственным» образом на протонных ускорителях*). Идея опыта, проведенного на ускорителе протонов в Брукхейвене (США), сводится к следующему. Протоны больших энергий, сталкиваясь с ядерной мишенью (из бериллия), порождали большое количество заряженных пионов. Пионы распадаются главным образом на мюоны, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Поэтому здесь должны образовываться мюонные нейтрино (или антинейтрино) и не должны образовываться электронные нейтрино. (Электронные нейтрино могут образовываться только в распадах $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$, но эти распады очень маловероятны.)

Образующиеся при μ -распадах нейтрино направлялись на мишень. Если эти нейтрино отличаются от электрон-

*) Возможность проведения нейтринных опытов на ускорителях была обоснована М. А. Марковым и Б. М. Поптекорво,

ных нейтрино, то при их взаимодействии с нуклонами должны рождаться мюоны и не должны рождаться электроны, т. е. должна наблюдаться реакция $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p$ и не должна наблюдаться реакция $\nu_\mu + p \rightarrow e^- + p$. На опыте было зарегистрировано 29 мюонов, образованных нейтрино, и не было зарегистрировано ни одного электрона. Этот результат и означает, что мюонное нейтрино отличается от электронного нейтрино, т. е. доказывает существование разных типов нейтрино.

В нейтринных опытах, выполненных год спустя (в 1963 г.) в ЦЕРН'е, этот результат был подтвержден и, кроме того, было также доказано, что мюонное нейтрино отличается от мюонного антинейтрино. В этом опыте использовался пучок нейтрино, которые образуются при распаде положительных пионов, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Эти нейтрино при взаимодействии с нуклонами порождали только отрицательные мюоны, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p$ и не порождали положительных мюонов, $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + p$. Это означает, что мюонное нейтрино отличается от мюонного антинейтрино.

Заметим в заключение, что законы сохранения лептонных зарядов проверены с точностью, которая уступает точности, достигнутой при проверке закона сохранения барионного заряда и электрического заряда.

Классификация слабых процессов

Теория универсального четырехфермионного слабого взаимодействия не учитывает того обстоятельства, что адроны имеют сложную структуру и построены из кварков и антикварков. Поэтому естественно каждый из слабых токов, сопоставляемых адронам, выразить в виде суммы слабых токов, относящихся к каждому из кварков, входящих в состав адронов. Таким образом, мы приходим к теории слабого взаимодействия, в которую будут входить слабые токи лептонов и кварков. В этой теории, как уже отмечалось, лагранжиан слабого взаимодействия с заряженными токами имеет вид

$$\mathcal{L}^{(ch)} = \frac{G}{\sqrt{2}} j^+(x) j(x).$$

Слабый заряженный ток представляет собой сумму лептонного и кваркового токов:

$$j(x) = j^{(l)}(x) + j^{(q)}(x).$$

В свою очередь, лептонный ток представляет собой сумму трех слагаемых:

$$j^{(l)}(x) = (\bar{e}\nu_e) + (\bar{\mu}\nu_\mu) + (\bar{\tau}\nu_\tau).$$

Универсальность слабого взаимодействия лептонов заключается в том, что все токи входят в $j^{(l)}(x)$ с одинаковыми коэффициентами.

Для кварков ситуация несколько сложнее. Так, например, в схеме с кварками u , d , s и c заряженный ток кварков имеет вид

$$j^{(q)} = \cos \theta (\bar{d}u) + \sin \theta (\bar{s}u) + \cos \theta (\bar{s}c) - \sin \theta (\bar{d}c),$$

где θ — некоторый угол, называемый *углом Кабиббо*, $\theta = 15^\circ$. Поскольку отдельные кварковые токи входят в $j^{(q)}$ с разными коэффициентами, то, казалось бы, для кваркового тока универсальность не имеет места. В действительности однако универсальность выполняется, так как вероятность перехода u -кварка в d -кварк равна $\cos^2 \theta$, а вероятность перехода $u \rightarrow s$ равна $\sin^2 \theta$, т. е. полная вероятность равна единице, а, следовательно, она совпадает с вероятностями лептонных превращений: $\nu_e \rightarrow e^-$, $\nu_\mu \rightarrow \mu^-$ и $\nu_\tau \rightarrow \tau^-$. Вероятность превращения s -кварка в s - и d -кварки также оказывается равной единице. Поэтому в дальнейшем под универсальностью мы будем понимать равенство этих вероятностей.

Слабый ток $(\bar{s}u)$ описывает переход с изменением странности, и коэффициент при нем равен не g , а $\sin \theta g$. Из опыта известно, что слабые процессы без изменения странности идут более интенсивно, чем слабые процессы с изменением странности. Этим и объясняется малость угла Кабиббо.

Перемножая токи $j(x)$ и $j^+(x)$, мы получим ряд слагаемых, описывающих различные слабые процессы с участием кварков и лептонов. Эти элементарные процессы позволяют объяснить все известные слабые процессы.

Рассмотрим, например, слабые распады положительного пиона, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$. Казалось бы, существование таких процессов противоречит четырехфермионной схеме слабого взаимодействия, так как, во-первых, пион является бозоном, а не фермионом, а, во-вторых, в этом процессе участвуют не четыре, а три частицы. Но эти противоречия именно и снимаются кварковой теорией слабого взаимодействия. Действительно, положительный пион составлен из u -кварка и d -антикварка, $\pi^+ = u\bar{d}$, которые по этой схеме могут превратиться за

счет слабого четырехфермионного взаимодействия в μ^+ и ν_μ или e^+ и ν_e (рис. 32).

Основываясь на приведенном лагранжиане слабого взаимодействия, можно перечислить возможные слабые процессы. Удобно их свести в следующую таблицу слабых процессов (табл. 5).

В каждой клетке этой таблицы собраны те слабые процессы, которые описываются соответствующими произведениями слабых токов. Так как таблица симметрична относительно диагонали, то часть клеток таблицы мы оставили незаполненными.

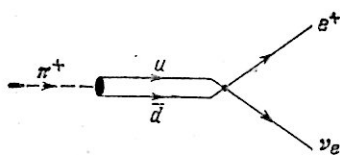


Рис. 32. Распад $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$

В клетке 1 представлены процессы рассеяния электронного нейтрино или антинейтрино электронами $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ и $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$. На опыте процесс $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ зарегистрирован и сечение этого процесса составляет 10^{-45} см². В эту же клетку помещен процесс аннигиляции электронно-позитронной пары в нейтринную пару: $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$.

В клетке 2 представлен хорошо изученный распад мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$. Время жизни мюона относительно этого распада однозначно определяется константой слабого взаимодействия G :

$$1/\tau_\mu = G^2 m_\mu^5 / 192\pi^3,$$

где m_μ — масса мюона. По известному времени жизни мюона τ_μ ($2,19712 \cdot 10^{-6}$ с) с помощью этой формулы можно найти константу G . Распределение по энергии электронов, образующихся в распаде $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, также однозначно определяется константой G :

$$dw = (G^2 m_\mu^5 / 96\pi^3) (3 - 2\varepsilon) \varepsilon^2 d\varepsilon, \quad \varepsilon = 2E/m_\mu,$$

где E — энергия электрона.

В клетке 2 представлен также процесс неупругого рассеяния мюонного нейтрино электроном, в результате которого образуется мюон, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$, и процесс рассеяния электроном электронного антинейтрино, $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Таблица 5

Слабые процессы

j	$(\bar{e}v_e)$	$(\bar{\mu}v_\mu)$	$(\bar{\tau}v_\tau)$	$(\bar{u}u)$	$(\bar{s}u)$	$(\bar{c}c)$	$(\bar{d}c)$
$(\bar{v}_e e)$	$\frac{1}{ 1 }$ $v_e + e^- \rightarrow v_e + e^-$ $\bar{v}_e + e^- \rightarrow \bar{v}_e + e^-$ $e^+ + e^- \rightarrow \bar{v}_e + \bar{v}_e$	$\frac{2}{ 2 }$ $\mu^- \rightarrow e^- + v_\mu + \bar{v}_e$ $v_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + v_e$	$\frac{4}{ 4 }$ $\tau^- \rightarrow e^- + v_\tau + \bar{v}_e$ $v_\tau + e^- \rightarrow \tau^- + v_e$	$\frac{7}{ 7 }$ $\pi^+ \rightarrow e^+ + v_e$ $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + v_e$ $n \rightarrow p + e^- + \bar{v}_e$	$\frac{10}{ 10 }$ $K^+ \rightarrow e^+ + v_e$ $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + v_e$ $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{v}_e$	$\frac{13}{ 13 }$ $F^+ \rightarrow e^+ + v_e$ $F^+ \rightarrow \eta + e^+ + v_e$	$\frac{16}{ 16 }$ $D^+ \rightarrow e^+ + v_e$ $D^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + v_e$
$(\bar{v}_\mu \mu)$	$\frac{3}{ 3 }$ $v_\mu + \mu^- \rightarrow v_\mu + \mu^-$	$\frac{5}{ 5 }$ $\tau^- \rightarrow \mu^- + v_\tau + \bar{v}_\mu$ $v_\tau + \mu^- \rightarrow \tau^- + v_\mu$	$\frac{8}{ 8 }$ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$ $\bar{v}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$	$\frac{11}{ 11 }$ $K^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$ $\Lambda \rightarrow p + \mu^- + \bar{v}_\mu$	$\frac{14}{ 14 }$ $F^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$ $F^+ \rightarrow \eta + \mu^+ + v_\mu$	$\frac{17}{ 17 }$ $D^+ \rightarrow \mu^+ + v_\mu$ $D^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + v_\mu$	
$(\bar{v}_\tau \tau)$		$\frac{6}{ 6 }$ $v_\tau + \tau^- \rightarrow v_\tau + \tau^-$	$\frac{9}{ 9 }$ $\tau^- \rightarrow v_\tau + \pi^-$ $\tau^- \rightarrow v_\tau + \rho^-$ $\tau^- \rightarrow v_\tau + \pi^- + \pi^0$	$\frac{12}{ 12 }$ $\tau^- \rightarrow v_\tau + K^-$ $\tau^- \rightarrow v_\tau + K^-$	$\frac{15}{ 15 }$ $F^+ \rightarrow \tau^+ + v_\tau$	$\frac{18}{ 18 }$ $D^+ \rightarrow \tau^+ + v_\tau$	
$(\bar{u}d)$			$\frac{19}{ 19 }$ $p \rightarrow p \rightarrow p + p$ $\pi^\pm \rightarrow p \rightarrow \pi^\pm + p$	$\frac{20}{ 20 }$ $K \rightarrow 2\pi$ $K \rightarrow 3\pi$ $\Lambda \rightarrow N + \pi$	$\frac{22}{ 22 }$ $F^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ $D \rightarrow K + \pi$ $D \rightarrow K + \pi + \pi$	$\frac{24}{ 24 }$ $D \rightarrow \pi + \pi$ $D \rightarrow \pi + \pi + \pi$ $F \rightarrow K + \pi$	
$(\bar{u}s)$			$\frac{21}{ 21 }$ $s \rightarrow u \rightarrow s + u$	$\frac{23}{ 23 }$ $F^+ \rightarrow K^+ + \eta$ $D \rightarrow K + K$	$\frac{25}{ 25 }$ $D \rightarrow K + \pi$		
$(\bar{c}s)$				$\frac{27}{ 27 }$ $s \rightarrow c \rightarrow s + c$	$\frac{26}{ 26 }$ $F \rightarrow D + \pi$ $F \rightarrow D + \gamma$		
$(\bar{c}d)$						$\frac{28}{ 28 }$ $c \rightarrow d \rightarrow c + d$	

Зависимость сечения процесса $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ от энергии нейтрино определяется формулой

$$\sigma = (G^2/\pi)(s - m_e^2)^2/s, \quad s = m_e^2 + 2E_\nu m_e,$$

где m_e — масса электрона, E_ν — энергия нейтрино в лабораторной системе отсчета (в которой электрон покоится). Заметим, что пороги реакций $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$ и $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$ очень высоки и составляют $E_\nu \approx 11$ ГэВ. На опыте наблюдался только процесс $\nu_e + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$.

В клетке 3 представлено рассеяние нейтрино мюоном. Этот процесс непосредственно изучать невозможно, по сведениям об этом взаимодействии в принципе можно получить, изучая процесс неупругого рассеяния нейтрино в кулоновском поле ядер, $\nu_\mu + Z \rightarrow Z + \mu^+ + \mu^- + \nu_\mu$ (здесь Z служит для обозначения поля, создаваемого ядром).

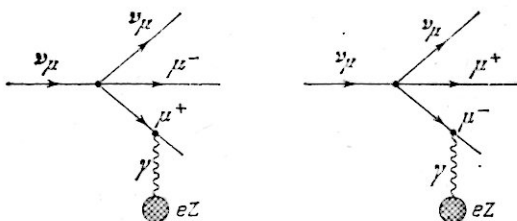


Рис. 33. Диаграммы, определяющие процесс $\nu_\mu + Z \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + Z$

На рис. 33 представлены две диаграммы Фейнмана, отвечающие этому процессу. Все сказанное здесь справедливо и для τ -лептона (шестая клетка — с заменой мюона τ -лептоном).

В клетках 4 и 5 представлены лептонные распады τ^- -лептона: $\tau^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu + \nu_\tau$. Этот лептон рождается в $e^+ + e^-$ -столкновениях за счет однофотонного механизма, $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$. Сечение этого процесса определяется формулой

$$\sigma = \sigma_{\mu\mu}(3\beta - \beta^3)/2,$$

где β — скорость τ -лептона, $\sigma_{\mu\mu}$ — сечение процесса $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Масса τ -лептона оказалась равной 1,7 ГэВ, т. е. равна почти двум нуклонным массам. Так как τ -лептон — нестабильная частица, то на опыте удается наблюдать только его продукты распада.

Распады τ -лептона должны быть обусловлены слабым взаимодействием, а именно заряженным током ($\tau\nu_\tau$), который описывает превращение τ^- в ν_τ с испусканием W^- -бозона; W^- -бозон затем может превратиться в $e^- + \bar{\nu}_e$ или $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (лептонные распады) или в кварк-антикварковую пару (адронные распады τ -лептона).

Общим для всех распадов τ -лептона является обязательное присутствие среди продуктов распада нейтрино ν_τ .

Важным предсказанием теории универсального слабого взаимодействия оказывается равенство вероятностей распадов τ -лептона с образованием электрона и мюона:

$$W(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = W(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}),$$

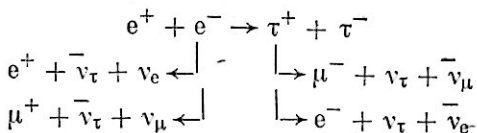
что находится в согласии с опытом. Эти вероятности определяются формулой

$$W(\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}) = G^2(m_\tau^5/192\pi^3)$$

(m_τ — масса τ -лептона), аналогичной формуле для вероятности распада $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, с тем отличием, что масса мюона заменена массой τ -лептона. В результате оказывается, что скорость распада τ -лептона должна существенно превышать скорость распада мюона:

$$\frac{W(\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu})}{W(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} = \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 \approx 1,9 \cdot 10^6.$$

По этим распадам и удалось наиболее надежно идентифицировать τ -лептон. Дело в том, что в реакциях на встречных электронно-позитронных пучках возможна следующая последовательность превращений: сначала рождается пара $\tau^+\tau^-$, а затем они распадаются,



причем τ^+ -лептон распадается на позитрон (μ^+ -мезон) и нейтральные нейтрино, а τ^- -лептон распадается на μ^- -мезон (электрон) и нейтральные нейтрино. Поэтому образование τ -лептонов на опыте должно проявиться как образование $e^\pm\mu^\mp$ -пар. Именно появление такой необычной («аномальной») пары лептонов и сигнализирует об образовании τ -лептонов.

Дело в том, что трудно придумать другой механизм образования «аномальных» пар $e^\pm \mu^\mp$ лептонов. Существует, правда, реакция типа $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^- + \mu^+$ образования мюонных пар на встречных электрошо-позитронных пучках. Согласно квантовой электродинамике амплитуда этого процесса определяется четвертым порядком теории возмущений по кон-
 станте электромагнитного взаимодей-
 ствия (рис. 34) и поэтому очень мала, а, следовательно, очень мала и вероятность тако-
 го процесса.

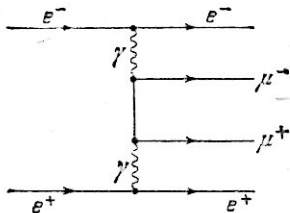


Рис. 34. Диаграмма, определяющая образование $\mu^+ \mu^-$ -пар, $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$

Есть еще одно обстоятельство, которое позволяет интерпретировать аномальные пары ($e\mu$), как указание именно на образование τ -лептонов. На опыте было замечено, что эти пары появляются только при

определенной энергии сталкивающихся e^+e^- -пучков, а именно, начиная с энергии каждого из пучков порядка 2 ГэВ. И это естественно, если $e\mu$ -пары образуются при распаде τ -лептона, потому что пара τ -лептонов не может рождаться при любой энергии, но имеет определенный энергетический порог, равный удвоенной массе τ -лептона. Порог же реакции $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \mu^+ + \mu^-$ существенно ниже порога реакции $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$.

В клетке 7 представлена большая группа процессов, которые определяются произведением электронного тока и кваркового тока ($\bar{d}u$). Например, при β -распаде нейтрона один из d -кварков, входящих в состав нейтрона, за счет слабого взаимодействия превращается в u -кварк, испуская при этом электрон и электронное антинейтрино. Остальные два кварка (ud), входящие в состав нейтрона, в слабом взаимодействии не участвуют, а объединяются с образовавшимся u -кварком в протон (рис. 35, а). Аналогично можно описать процесс β -распада Σ^- -гиперона (рис. 35, б). Образующиеся при этом кварки (uds) могут объединиться в Λ - или Σ^0 -гиперон, поэтому для Σ^- -гиперона возможные следующие распады: $\Sigma^- \rightarrow \Lambda + e^- + \bar{\nu}_e$, $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 + e^- + \bar{\nu}_e$.

Для распада π^- -мезона на нейтральный пион, электрон и электронное антинейтрино, $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$, возможны два механизма: один представляет собой слабый

процесс превращения d-кварка, $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$, а другой — процесс превращения u-антикварка, $\bar{u} \rightarrow \bar{d} + e^- + \bar{\nu}_e$ (рис. 35, в).

Клетка 7 содержит наряду с распадами адронов также многочисленные реакции взаимодействия электронного нейтрино с нуклонами:

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-, \quad \nu_e + p \rightarrow e^- + p + \pi^+, \quad \nu_e + n \rightarrow e^- + \Lambda + K^+$$

и т. д.

В клетке 8 представлены процессы, аналогичные процессам, представленным в клетке 7, но электрон заменен

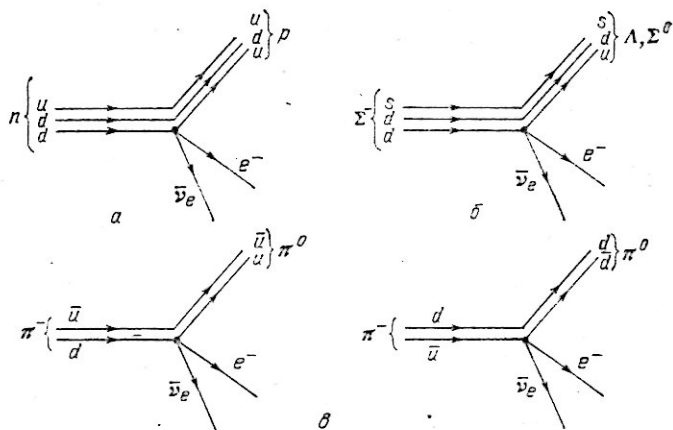


Рис. 35. Диаграммы, определяющие распады частиц с образованием $e^- + \bar{\nu}_e$: распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ (а), распады $\Sigma^- \rightarrow \Lambda(\Sigma^0) + e^- + \bar{\nu}_e$ (б), распад $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$ (в, г)

здесь мюоном, а электронное нейтрино — мюонным нейтрино.

Клетка 9 описывает большое число адронных распадов тяжелого τ -лептона, причем странность образующихся адронов равна нулю:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^-_1, & \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \rho^-_1 \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + A_1^-_1, & \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \pi^- + \pi^0 \end{aligned}$$

и т. д. Все эти распады были обнаружены на опыте.

Клетка 10 объединяет процессы с несохранением странности. Здесь содержатся распады гиперонов и K-мезонов с образованием $e^- + \bar{\nu}_e$ или $e^+ + \nu_e$, которые опре-

деляются превращением странного кварка в протонный кварк (рис. 36).

Клетка 11 определяет распады гиперонов и К-мезонов с образованием мюонов, а также процессы образования странных частиц в $\nu_\mu N$ -столкновениях, $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + \Lambda$ и т. д.

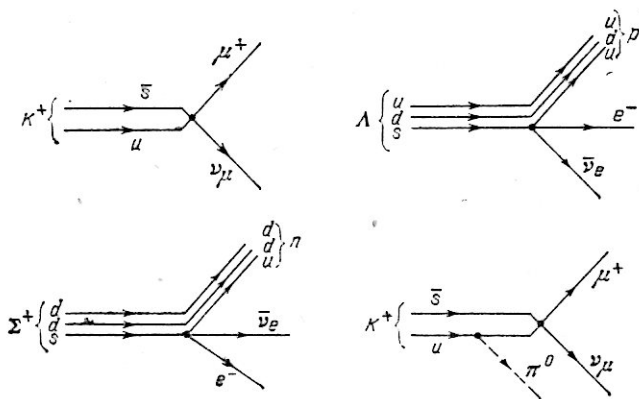


Рис. 36. Лептонные распады каонов и гиперонов

В клетке 12 объединены распады τ -лептона с изменением странности.

Клетки 13—15 содержат лептонные распады очарованных барионов и мезонов, а также процессы образования этих частиц в нейтрино-нуклонных столкновениях. Общим для всех этих процессов является одновременное изменение чарма и странности.

В процессах, представленных в клетках 16—18, не сохраняется чарм, но сохраняется странность. Поскольку кварковый ток ($\bar{d}s$) умножается на $\sin \theta$, то вероятности таких процессов должны быть подавлены по сравнению с вероятностями процессов с изменением чарма и странности.

Клетка 19 определяет слабое рассеяние u -кварков на d -кварках, $u + d \rightarrow u + d$. Это рассеяние должно приводить к малым поправкам для всех процессов взаимодействия адронов, $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$, $N + N \rightarrow N + N$ и т. д. Проявление слабого взаимодействия в этих процессах можно обнаружить, исследуя очень малые эффекты несохранения пространственной четности. Такие эффекты были обнаружены в целом ряде ядерных реакций.

Клетка 20 объединяет процессы распада гиперонов и К-мезонов на другие адроны, причем странность в этих распадах не сохраняется:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0, \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

и т. д. Во всех этих процессах странный кварк за счет слабого четырехфермионного взаимодействия может превратиться в d-кварк и $u\bar{u}$ -пару, $s \rightarrow d + u + \bar{u}$. После этого антикварк \bar{u} может объединиться с u- или d-кварком и образовать π^0 - или π^- -мезон. В результате для Λ -гиперона имеем (рис. 37):

$$\Lambda(uds) \rightarrow ud + d + u + \bar{u} \begin{cases} \nearrow (u\bar{u}) + (udd) = \pi^0 + p, \\ \searrow (d\bar{u}) + (uud) = \pi^- + p. \end{cases}$$

Клетки 22—26 описывают разнообразные адронные распады очарованных мезонов и барионов.

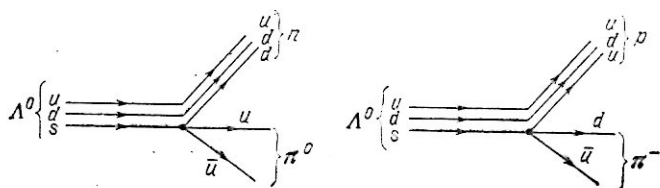


Рис. 37. Распады Λ^0 -гиперона на пион и нуклон

Клетки 21, 27 и 28 описывают экзотические диагональные процессы слабого рассеяния кварков, $s + u \rightarrow s + u$, $s + c \rightarrow s + c$, $c + d \rightarrow c + d$. Экспериментальное исследование этих процессов представляет собой очень сложную задачу.

Процессы, представленные в первых шести клетках, описывают превращения лептонов и называются *лептонными слабыми процессами*. Слабые процессы с участием лептонов и адронов называются *полулептонными процессами*. Эти процессы разбиваются на четыре класса в зависимости от изменения чарма и странности: I класс ($\Delta S = \Delta C = 0$) — полулептонные процессы без изменения чарма и странности, II класс ($\Delta S = 1, \Delta C = 0$) — полулептонные процессы с изменением странности (но без изменения чарма). III класс ($\Delta S = 1, \Delta C = 1$) — полулептонные процессы с изменением странности и чарма и, наконец, IV класс ($\Delta S = 0, \Delta C = 1$) — полулептонные про-

цессы с изменением чарма, но без изменения странности, т. е.

$$\text{I класс, } (\bar{u}d)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = \Delta C = 0, \quad \cos^2 \theta,$$

$$\text{II класс, } (\bar{u}s)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = 1, \quad \Delta C = 0, \quad \sin^2 \theta,$$

$$\text{III класс, } (\bar{s}c)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = \Delta C = 1, \quad \cos^2 \theta,$$

$$\text{IV класс, } (\bar{d}c)(\bar{\nu}_l l), \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 1, \quad \sin^2 \theta.$$

Здесь приведены произведения соответствующих полулептонных процессов, правила отбора по странности и чарму, а также соответствующие кабиббовские множители (в вероятностях распадов).

Для нелептонных распадов странных и очарованных частиц можно указать следующие четыре класса процессов:

$$\text{I класс, } (\bar{s}u)(\bar{u}d), \quad \Delta S = 1, \quad \Delta C = 0, \quad \sin^2 \theta \cos^2 \theta,$$

$$\text{II класс, } (\bar{s}c)(\bar{u}d), \quad \Delta S = \Delta C = 1, \quad \cos^4 \theta,$$

$$\text{III класс, } (\bar{d}c)(\bar{u}d), (\bar{s}c)(\bar{u}s), \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 1, \quad \cos^2 \theta \sin^2 \theta,$$

$$\text{IV класс, } (\bar{d}c)(\bar{u}s), \quad \Delta S = -\Delta C = 1, \quad \sin^4 \theta.$$

Как мы видели, в процессах, обусловленных сильным взаимодействием, сохраняются изотопический спин и странность. Эти законы сохранения не выполняются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Однако эти величины не изменяются произвольно, а для них существуют определенные правила отбора. Эти правила различаются для разных типов слабых процессов, т. е. для полулептонных и адронных процессов.

В полулептонных процессах I класса ($\Delta S = \Delta C = 0$) изотопический спин адронов должен изменяться на единицу. Действительно, эти процессы определяются превращением кварков $u \rightarrow d$, при котором величина проекции изотопического спина и сам изотопический спин изменяются на единицу.

В полулептонных процессах II класса ($\Delta S = 1, \Delta C = 0$), которые определяются переходом $u \rightarrow s$, причем $\Delta S = +1, \Delta Q = +1$, изменение электрического заряда адронов ΔQ и изменение странности ΔS должны быть равными, $\Delta S = \Delta Q$. Изотопический спин адронов изменяется в этих процессах на $1/2$.

В полулептонных процессах III класса ($\Delta S = \Delta C$) должно быть $\Delta S = \Delta Q, \Delta I = 0$, и наконец, в процессах

IV класса изотопический спин адронов должен изменяться на $1/2$.

Несколько более сложная ситуация с правилами отбора имеет место для нелептонных слабых процессов. Так, в адронных процессах I класса странность должна изменяться на единицу (но не может изменяться на две единицы). Что же касается изотопического спина, то он в этих процессах может изменяться на $1/2$ и $3/2$. Однако имеющиеся экспериментальные данные о слабых адронных распадах K -мезонов и гиперонов свидетельствуют о том, что переходы с изменением изотопического спина на $3/2$ существенно подавлены по сравнению с переходами с изменением изотопического спина на $1/2$ (так называемое правило $\Delta I = 1/2$ в нелептонных процессах с изменением странности). Причина такого подавления перехода с $\Delta I = 3/2$ заключается в эффектах сильного взаимодействия кварков.

Аналогичным образом могут быть описаны процессы слабого взаимодействия b - и t -кварков, а также процессы слабого взаимодействия с нейтральными слабыми токами.

Несохранение пространственной четности

Слабое взаимодействие в отличие от сильного и электромагнитного взаимодействий, как мы уже говорили, не инвариантно относительно пространственного отражения и замены частицы на античастицу.

Неинвариантность слабого взаимодействия по отношению к пространственному отражению, или, как говорят, несохранение P -четности, впервые была обнаружена в эксперименте Ц. Ву и сотрудников (1957 г.), в котором изучался β -распад поляризованных ядер ^{60}Co и измерялось распределение электронов в зависимости от угла θ между импульсом электрона p и спином ядра s . Опыт показал, что числа электронов, вылетающих под углами θ и $\pi - \theta$, не одинаковы, в то время как они были бы одинаковы, если бы слабое взаимодействие было инвариантно относительно зеркального отражения (в данном случае нужно зеркало расположить перпендикулярно спину ядра).

Угол θ может входить в теорию только через скалярное произведение sp векторов s и p . Поэтому угловое распределение электронов $dN/d\theta$ будет функцией величины sp .

Выясним, что это за величина. В нее входят векторы, ведущие себя по-разному при пространственных отражениях (или, что то же самое, при переходе от правой винтовой к левой винтовой системе координат). Вектор \mathbf{p} является, так сказать, нормальным вектором и меняет свой знак при пространственном отражении $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$ (его проекции при переходе от правой винтовой к левой винтовой системе изменяют свой знак). Напротив, вектор \mathbf{s} , так же, как и вообще вектор момента количества движения $\mathbf{M} = [\mathbf{r}\mathbf{p}]$, знака не меняет: это связано с самим определением векторного произведения — оно «поворачивается» вместе с переходом от право- к левой винтовой системе, так что проекции его не меняют своего знака. Векторы типа \mathbf{p} называются полярными, а типа \mathbf{s} — аксиальными. Полярными векторами, кроме \mathbf{p} , являются скорость \mathbf{v} , напряженность электрического поля \mathbf{E} и др. Аксиальным вектором, кроме \mathbf{M} и \mathbf{s} , является, например, напряженность магнитного поля \mathbf{B} .

Скалярное произведение полярного и аксиального векторов, например \mathbf{sp} , будет не настоящим скаляром, а, как говорят, псевдоскаляром — оно будет менять свой знак при пространственном отражении в отличие от истинного скаляра, не меняющегося при пространственном отражении.

Теперь мы можем вернуться к интерпретации опыта Ву. Если бы слабое взаимодействие было инвариантно относительно пространственного отражения, то угловое распределение электронов при β -распаде $dN/d\theta$ было бы четной функцией величины \mathbf{sp} . На опыте же была обнаружена зависимость

$$dN/d\theta = C(1 + \alpha \mathbf{sp}),$$

содержащая величину \mathbf{sp} в первой степени (C и α — в общем случае некоторые функции $(\mathbf{sp})^2$). Наличие слагаемого, пропорционального \mathbf{sp} , и означает несохранение P -четности в β -распаде, т. е. в слабом взаимодействии.

Рассмотрим теперь неинвариантность слабого взаимодействия относительно замены частиц на античастицы.

Инвариантность по отношению к такой замене называется C -инвариантностью.

Нарушение C -инвариантности в слабом взаимодействии также вытекает из опыта Ву. На первый взгляд это кажется удивительным, так как для проверки C -инвариантности, казалось бы, необходимо сравнивать β -распады поляризованных ядер ${}^{60}\text{Co}$ и анти- ${}^{60}\text{Co}$! Но подобный опыт

не был поставлен и вряд ли может быть поставлен в земных условиях. Тем не менее и без анти⁶⁰Со можно получить заключение о нарушении C -инвариантности в слабых процессах, если воспользоваться так называемой CPT -теоремой. Разъясним, в чем она заключается.

CPT -преобразованием называется преобразование, при котором частицы заменяются на соответствующие им античастицы (C -преобразование), производится отражение пространственных координат (P -преобразование) и меняется направление течения времени на обратное (T -преобразование).

Замечательным свойством CPT -преобразования является то, что в любой физической теории, обладающей свойством релятивистской инвариантности, обязательно должна иметь место CPT -инвариантность (CPT -теорема).

Справедливость CPT -теоремы основана только на существующей всегда связи между спином отдельной частицы и статистикой, которой подчиняется коллектив частиц.

Связь эта заключается в том, что если спин частицы целый (в единицах \hbar), то частицы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, т. е. каждым индивидуальным состоянием частицы в коллективе частиц может обладать любое число частиц. Если же спин частицы полуцелый, то частицы подчиняются статистике Ферми — Дирака, т. е. каждым индивидуальным состоянием частицы в коллективе частиц может обладать не больше одной частицы. Эта связь между спином и статистикой (называемая теоремой Паули) вместе с релятивистской инвариантностью теории делают обязательно справедливой CPT -теорему.

Поэтому мы должны считать, что несмотря ни на какие особенности, слабое взаимодействие должно подчиняться CPT -теореме.

Отсюда вытекает следующий вывод: если мы убедимся в том, что в слабом взаимодействии нарушается PT -инвариантность, то тем самым будет доказано и нарушение C -инвариантности в слабом взаимодействии.

Но нарушение PT -инвариантности непосредственно следует из результатов опыта Ву. В самом деле, распределение электронов при β -распаде ⁶⁰Со пропорционально $(1 + \alpha \text{sp})$, величина же sp меняет свой знак при PT -преобразовании: она меняет знак при P -преобразовании и не меняет знака при T -преобразовании — при обращении

времени одновременно меняют свой знак и импульс, и момент импульса, т. е. спин.

Таким образом, в процессах, обусловленных слабым взаимодействием, нарушается не только P -, но также и C -инвариантность. Иными словами, слабое взаимодействие не инвариантно относительно замены частицы на античастицу.

Заметим, что сравнение двух цепочек распада частиц и античастиц, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$, непосредственно подтвердило нарушение CP -инвариантности слабого взаимодействия — без обращения к CPT -инвариантности теории.

Во всех этих процессах присутствует нейтрино. Но эффекты нарушения P -инвариантности не обязательно связаны с присутствием нейтрино. Так, например, при распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ наблюдались эффекты нарушения P -инвариантности, хотя в этой реакции не участвует нейтрино. На эксперименте наблюдались распады Λ -гиперона, рожденного в реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Если бы в распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ имела место инвариантность относительно пространственного отражения, то число протонов, которые вылетают вверх относительно плоскости реакции (т. е. плоскости, образованной импульсами π -мезона и гиперона в $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$), должно в точности совпадать с числом протонов, которые вылетают вниз относительно плоскости реакции. На опыте была обнаружена отличная от нуля асимметрия распадов Λ -гиперона, т. е. числа протонов, вылетающих вверх и вниз, оказались различными, что и свидетельствует о нарушении P -инвариантности в распаде $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

Нарушение инвариантности относительно пространственных отражений было обнаружено также в распадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$, а также в большом числе других процессов, как с участием, так и без участия нейтрино.

Все это говорит о том, что нарушение P -инвариантности является общим свойством всех слабых процессов, независимо от сорта частиц, участвующих в них.

Что касается электромагнитного взаимодействия, то во всех электромагнитных процессах имеет место CP -инвариантность. В соответствии с этим электромагнитный ток является полярным, а не аксиальным вектором. Электрическое поле также является полярным вектором. Магнитное поле представляет собой, напротив, аксиальный вектор, но никогда электрическое поле не склады-

вается с магнитным полем, а если эти векторы входят в виде произведений, то встречаются либо квадрат скалярного произведения, либо векторное произведение этих векторов, представляющее собой полярный вектор.

Иная картина имеет место для слабого взаимодействия. Здесь слабые токи складываются из двух слагаемых, из которых одно ведет себя как полярный вектор, а другое — как аксиальный вектор, т. е. слабый ток можно представить в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_V - \mathbf{j}_A,$$

где \mathbf{j}_V — полярный и \mathbf{j}_A — аксиальный векторы. При пространственных отражениях \mathbf{j}_V преобразуется как полярный вектор, а \mathbf{j}_A — как аксиальный вектор (знак минус связан с определением величин \mathbf{j}_V и \mathbf{j}_A). Величина \mathbf{j}_V называется слабым векторным током, а \mathbf{j}_A — слабым аксиальным током. Существенно, что векторный и аксиальный токи входят в суммарный ток с одинаковыми весами. Поэтому такая структура токов получила название *V — A-теории слабого взаимодействия*.

Отметим, что *V — A-структура* имеет место для всех заряженных слабых токов (лептонных и кварковых) и для нейтральных токов всех типов нейтрино. Нейтральные токи заряженных лептонов и кварков представляют собой определенные комбинации векторного и аксиального токов.

Ясно, что *V — A-теория* приводит к нарушению инвариантности процессов слабого взаимодействия относительно пространственных отражений. Действительно, перемножив два *V — A* слабых тока, мы получим совокупность четырех слагаемых:

$$jj^+ = j_V j_V^+ + j_A j_A^+ - (j_V j_A^+ + j_A j_V^+).$$

Первые два слагаемых здесь не изменяются при пространственном отражении, последние два — изменяют свой знак. Поэтому лагранжиан слабого взаимодействия не инвариантен относительно пространственных отражений.

Заметим, что *V — A-вариант* токов с участием нейтрино согласуется с картиной, в которой спин нейтрино направлен против его импульса, а спин антинейтрино направлен вдоль его импульса.

Выше мы уже говорили, что при $m_\nu = 0$ спиральность нейтрино всегда равна $-1/2$, а спиральность антинейтрино всегда равна $+1/2$.

Заметим, что спиральность фотона с поперечной поляризацией принимает значения ± 1 ; равной нулю спиральностью реальный фотон не обладает.

В отличие от нейтрино с $m_\nu = 0$ спин электрона может иметь два направления, например он может быть направлен по или против импульса электрона. В разделе, посвященном квантовой электродинамике, мы говорили, что электрон описывается в теории Дирака четырьмя волновыми функциями. Нейтрино также можно описывать уравнением Дирака, но так как спин нейтрино при $m_\nu = 0$ направлен только противоположно импульсу нейтрино, то для описания нейтрино требуется не четыре, а две волновые функции. Аналогично обстоит дело и для антинейтрино. Поэтому говорят о двухкомпонентном нейтрино (Ландау, Ли и Янг, Салам).

Теория двухкомпонентного нейтрино не инвариантна относительно пространственного отражения. Дело в том, что при пространственном отражении нейтрино (со спиральностью $-1/2$) переходит в частицу со спиральностью $+1/2$, но такой частицы в природе нет, т. е. теория двухкомпонентного нейтрино не инвариантна относительно пространственного отражения (P -преобразования) и, следовательно, она приводит к несохранению пространственной четности.

Разъясним на примере двухкомпонентного нейтрино неинвариантность теории слабого взаимодействия относительно замены частицы античастицей, т. е. относительно C -преобразования.

При C -преобразовании нейтрино переходит в антинейтрино, но поскольку при этом преобразовании спин и импульс остаются неизменными (так как C -преобразование не связано с направлением спина и импульса), то в результате возникает нефизическая частица — антинейтрино со спиральностью $-1/2$ (напомним, что спиральность антинейтрино должна быть равна $+1/2$).

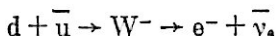
Таким образом, теория двухкомпонентного нейтрино несимметрична относительно замены частицы на соответствующую античастицу.

Однако теория двухкомпонентного нейтрино оказывается инвариантной относительно двух преобразований — C и P , или, как говорят, теория CP -инвариантна (Ландау, Ли и Янг, Салам). В самом деле, нейтрино (со спиральностью $-1/2$) при P -преобразовании переходит в нефизическое нейтрино со спиральностью $+1/2$, а при последующем C -преобразовании переходит в физическую

частицу — антинейтрино со спиральностью $+1/2$. В действительности, однако, как мы увидим дальше, слабое взаимодействие не является строго CP -инвариантным.

Разъясним здесь, как двухкомпонентность нейтрино позволяет установить угловое распределение электронов, образующихся в цепочке процессов $p + \bar{p} \rightarrow W^- + X$, $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Поскольку электрон и нейтрино входят в слабый заряженный ток симметрично, то электрон при больших энергиях, превышающих его массу, должен вести себя аналогично нейтрино. Это означает, что электрон, который образуется в слабом взаимодействии, как правило, будет иметь спин, направленный против импульса электрона (если только нет специальных условий, которые реализуются в распаде $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$). Такая корреляция между спином и импульсом должна быть справедливой и для кварков, столкновения которых приводят к образованию W -бозона.

После этих замечаний рассмотрим процесс



рождения электронов при распаде W^- -бозонов, которые образовались в протон-антипротонных столкновениях (рис. 38). Тогда d -кварк движется в направлении импульса протона (d -кварк входит в состав протона), а антикварк \bar{u} движется в противоположном направлении (\bar{u} -антикварк входит в состав антипротона). Учитывая, что спины d -кварка и \bar{u} -антикварка направлены в одну сторону (против импульса протона), немедленно заключаем, что спин W -бозона (равный единице) должен

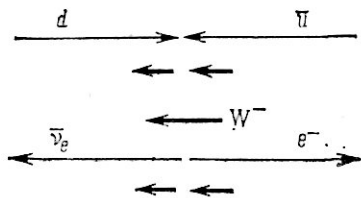


Рис. 38. Комбинаторика импульсов и спинов (жирные стрелки) в процессе $\underline{d} + \bar{u} \rightarrow W^- + e^- + \bar{\nu}_e$

быть направлен против импульса протона, т. е. проекция спина W -бозона на направление импульса протона должен быть равен -1 . Это означает, что W^- -бозоны рождаются поляризованными (т. е. с определенной ориентацией спина) даже при столкновении неполяризованных частиц. Такая ситуация характерна для слабого взаимодействия. «Выстроенность» спинов W^- -бозонов должна сказаться на продуктах его распада. Действительно, в силу закона

сохранения углового момента суммарная проекция спина образующейся электрон-нейтринной пары также должна быть равна -1 . А поскольку спины электрона и нейтрона равны $1/2$, то проекция спина электрона на импульс протона должна быть равна $-1/2$. Но электрон двухкомпонентен, ибо у него велика энергия и он образуется в слабом взаимодействии. Следовательно, он должен вылетать против своего спина, т. е. по импульсу протона. Такое поведение и наблюдалось на опыте.

В главе I отмечалось, что специфическое угловое распределение электронов явилось сильным аргументом в пользу W -бозонного «происхождения» электронов в реакции $p + \bar{p} \rightarrow e^- + X$.

Выше мы уже отмечали, что слабое взаимодействие с нейтральными токами (так же, как и слабое взаимодействие с заряженными токами) не сохраняет пространственной четности. Это было доказано в ряде тонких экспериментов по взаимодействию электронов с адронами. В области больших энергий электронов изучалась зависимость дифференциального сечения неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов от спиральности электрона. Такая зависимость является P -нечетной и свидетельствует о нарушении P -инвариантности в электрон-адронном взаимодействии. Это — малый эффект, поскольку рассеяние электронов адронами определяется, главным образом, электромагнитным взаимодействием, которое сохраняет P -четность. Но интерференция малой амплитуды электрон-адронного взаимодействия с амплитудой электромагнитного взаимодействия должна приводить к разнообразным эффектам несохранения пространственной четности. Она была экспериментально обнаружена.

Нейтральные каоны

Предположение о CP -инвариантности процессов, обусловленных слабым взаимодействием, приводит к ряду замечательных свойств нейтральных каонов (K^0 -мезонов).

Существует два типа нейтральных каонов — K^0 и \bar{K}^0 , отличающихся значениями странности и проекции изотопического спина: странность K^0 -мезона равна $+1$, странность \bar{K}^0 -мезона равна -1 , а проекции изотопического спина K^0 и \bar{K}^0 равны $-1/2$ и $+1/2$. Так как в сильном и электромагнитном взаимодействиях странность сохраняется, то K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны должны интенсивно рождаться в

различных реакциях, например,
 $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, $\gamma + p \rightarrow \Sigma^+ + K^0$,

$$\gamma + p \rightarrow p + K^0 + \bar{K}^0, \quad K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n.$$

K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны являются нейтральными частицами, поэтому, в отличие от заряженных частиц, они не оставляют следов в таких приборах, как водородная пузырьковая камера, и наблюдать их непосредственно на опыте нельзя. На опыте можно наблюдать только продукты распада K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, например пионы, причем наблюдаются распады каонов на $\pi^+ + \pi^-$ и на $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

По этой причине возникает вопрос: как практически можно различать каоны K^0 и \bar{K}^0 ?

Чтобы ответить на этот вопрос, заметим, что квантовые числа, характеризующие ту или иную частицу, тесно связаны с законами сохранения. Состояние частицы можно характеризовать только теми квантовыми числами, которые сохраняются в том или ином взаимодействии. В разных взаимодействиях сохраняются разные квантовые числа, поэтому нейтральные каоны должны характеризоваться разными квантовыми числами, в зависимости от того, в каком взаимодействии они участвуют.

В сильном и электромагнитном взаимодействиях сохраняются странность и проекция изотопического спина, поэтому K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, возникающие в процессах, которые обусловлены этими взаимодействиями, характеризуются определенными значениями странности и проекции изотопического спина.

Однако ситуация радикально изменяется, когда мы наблюдаем продукты слабых распадов нейтральных каонов, например $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Дело в том, что в таком эксперименте мы измеряем не квантовые числа нейтрального каона, а квантовые числа, характеризующие состояние системы мезонов π^+ , π^- , образовавшиеся при распаде K^0 -мезона. Но распады K^0 -мезонов происходят за счет слабого взаимодействия, в котором не сохраняется ни странность, ни проекция изотопического спина. Поэтому эти квантовые числа не могут быть измерены для распадающихся нейтральных каонов и, следовательно, наблюдая чисто пионные слабые распады, нельзя установить, распадается ли K^0 - или \bar{K}^0 -мезон.

Поэтому, чтобы нейтральным каоном приписать определенные квантовые числа, наблюдая их слабые распады, необходимо прежде всего установить, какие квантовые числа сохраняются в слабом взаимодействии.

Мы уже отмечали, что P - и C -инвариантности нарушаются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Но если предположить, что имеет место CP -инвариантность слабого взаимодействия, то в слабых процессах должно сохраняться особое квантовое число, называемое CP -четностью или *комбинированной четностью*. Поэтому слабые распады K^0 -мезонов позволяют установить их комбинированную четность.

Чтобы разъяснить это понятие, напомним сперва понятие *пространственной четности*. Если при пространственном отражении волновая функция некоторого состояния частицы или системы частиц не меняет своего знака, то говорят, что пространственная четность состояния равна $+1$, если же знак меняется, то говорят, что пространственная четность состояния равна -1 . Математически это записывается так:

$$\hat{P}\psi = P\psi,$$

где ψ — волновая функция состояния (или вектор состояния), \hat{P} — символ пространственного отражения и P — четность, равная ± 1 .

Существенно то, что ψ -функция описывает не только движение частицы или системы частиц, но и внутренние состояния частиц. Поэтому существует понятие внутренней четности частицы. Так, внутренняя четность электрона равна $+1$, а внутренняя четность позитрона равна -1 .

Если рассматриваются две частицы, a и b , и их внутренние четности равны P_a и P_b , то четность системы частицы $a+b$ будет равна $P_a P_b P_r$. Здесь P_r — четность их относительного движения, равная $P_r = (-1)^l$, где l — относительный момент движения частиц (в единицах \hbar). Эта формула показывает, что P -четность в отличие от аддитивных квантовых чисел — таких, как энергия, импульс, момент, изотопический спин, странность, — является мультипликативным квантовым числом.

Аналогичным образом вводится понятие *зарядовой четности*. Система частиц (или частица) называется зарядово-четной, если при C -преобразовании, т. е. при замене частиц их античастицами, волновая функция системы не изменяется; если же она изменяет свой знак, то система частиц (или частица) называется зарядово-нечетной. Говорят, что в первом случае система обладает зарядовой четностью $+1$, а во втором -1 .

Если частица совпадает со своей античастицей, то такая частица имеет определенную C -четность и называется истинно нейтральной частицей.

Система, состоящая из четного числа фотонов, является зарядово-четной, а система, состоящая из нечетного числа фотонов, является зарядово-нечетной.

Зарядовая четность системы электрон — позитрон равна $(-1)^{l+s}$, где l — относительный момент электрона и позитрона и s — их суммарный спин ($s = 0, 1$).

Ценность понятий пространственной четности и зарядовой четности заключается в том, что, если теория является P -инвариантной, то во всех процессах сохраняется пространственная четность. Если теория является C -инвариантной, то во всех процессах сохраняется C -четность.

Например, π^0 -мезон распадается на два фотона (благодаря электромагнитному взаимодействию). Поэтому π^0 -мезон является зарядово-четным (хотя пространственная его четность равна -1).

Так как зарядовая четность системы электрон — позитрон равна $(-1)^{l+s}$, то парапозитроний ($s = 0$) может при $l = 0$ распасться только на четное число фотонов. Напротив, ортопозитроний ($s = 1$) при $l = 0$ может распасться только на нечетное число фотонов.

Пространственная и зарядовая четности сохраняются в процессах, обусловленных сильным и электромагнитным взаимодействиями, и не сохраняются в процессах, обусловленных слабым взаимодействием.

Хотя слабое взаимодействие не обладает ни P -, ни C -инвариантностью, оно с большой степенью точности (см. ниже) обладает CP -инвариантностью.

Поэтому кроме P - и C -четности целесообразно ввести понятие CP -четности (комбинированной четности). Эта величина может принимать, так же, как и P - и C -четности, два значения ± 1 . Именно, если при CP -преобразовании волновая функция (или вектор состояния) системы остается неизменной, то CP -четность состояния равна 1 , если же при CP -преобразовании волновая функция меняет свой знак, то говорят, что CP -четность состояния равна -1 .

Рассмотрим, например, систему $\pi^+ + \pi^-$ с пулевым полным угловым моментом. Она обладает как положительной пространственной четностью, так и положительной зарядовой четностью, поэтому комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^-$ равна $+1$.

Напротив, комбинированная четность системы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ в том случае, если момент этой системы равен нулю, равна -1 .

Вернемся теперь к нейтральным каонам K^0 и \bar{K}^0 , для которых наблюдаются распады на пионы, $\pi^+ + \pi^-$ и $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

Возникает вопрос: нельзя ли считать, что один из этих каонов, скажем K^0 , распадается на π^+ и π^- , а другой, \bar{K}^0 , на π^+ , π^- и π^0 ?

Чтобы ответить на этот вопрос, будем исходить из предположения, что при слабых распадах, какими и являются рассматриваемые распады нейтральных каонов, выполняется закон сохранения комбинированной четности. Тогда каоны должны иметь определенные комбинированные четности.

Легко, однако, видеть, что K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны не имеют определенной CP -четности. Это немедленно следует из поведения волновых функций K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов при C -преобразовании: при этом преобразовании K^0 переходит в \bar{K}^0 , а \bar{K}^0 — в K^0 ,

$$\hat{C}K^0 = \bar{K}^0, \quad \hat{C}\bar{K}^0 = K^0,$$

где K^0 и \bar{K}^0 обозначают волновые функции K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, \hat{C} — символ C -преобразования.

С другой стороны, K^0 и \bar{K}^0 являются псевдоскалярными частицами, т. е.

$$\hat{P}K^0 = -K^0, \quad \hat{P}\bar{K}^0 = -\bar{K}^0.$$

Поэтому при CP -преобразовании K^0 и \bar{K}^0 преобразуются следующим образом:

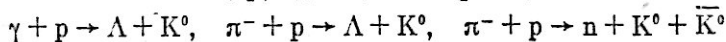
$$\hat{C}\hat{P}K^0 = -\bar{K}^0, \quad \hat{C}\hat{P}\bar{K}^0 = -K^0.$$

Итак, ни K^0 , ни \bar{K}^0 не имеют определенной комбинированной четности.

Отсюда можно сделать вывод, что распадающиеся каоны: один — на π^+ и π^- , а другой — на π^+ , π^- и π^0 , не могут быть отождествлены ни с K^0 -, ни с \bar{K}^0 -мезоном.

Но тем не менее нейтральные каоны, распадающиеся на пионы, несомненно существуют — их всего два. Что же это такое, если не K^0 и \bar{K}^0 ? Ответ дает квантовая механика, и заключается он в том, что могут быть различные состояния нейтральных каонов, по-разному проявляющиеся в различных процессах. Если исходить из

состояний K^0 и \bar{K}^0 , рождающихся в реакциях



и т. д., то нейтральными каонными состояниями будут и суперпозиции K^0 и \bar{K}^0 :

$$K^{0'} = \alpha_{11}K^0 + \alpha_{12}\bar{K}^0, \\ K^{0''} = \alpha_{21}K^0 + \alpha_{22}\bar{K}^0,$$

где α_{ij} — некоторые константы, ограниченные лишь условием унитарности матрицы α_{ij} . Эти суперпозиционные состояния также имеют физический смысл и могут, вообще говоря, наблюдаться.

Особый интерес представляют суперпозиции K^0 и \bar{K}^0 , имеющие определенную комбинированную четность. Таких суперпозиций есть две и обозначаются они через K_1^0 и K_2^0 :

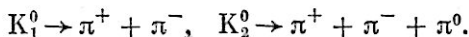
$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0).$$

Легко определить их комбинированные четности. Вспоминая, что $\hat{C}\hat{P}K^0 = -\bar{K}^0$ и $\hat{C}\hat{P}\bar{K}^0 = -K^0$, имеем

$$\hat{C}\hat{P}K_1^0 = (1/\sqrt{2})(-\bar{K}^0 + K^0) = K_1^0, \\ \hat{C}\hat{P}K_2^0 = (1/\sqrt{2})(-\bar{K}^0 - K^0) = -K_2^0,$$

т. е. комбинированные четности K_1^0 и K_2^0 равны соответственно $+1$ и -1 .

Теперь нам остается сделать последний шаг: мы предположим, что на π^+ и π^- распадается нейтральное каонное состояние K_1^0 , или, как говорят, каон K_1^0 , а на π^+ , π^- и π^0 распадается состояние K_2^0 , или каон K_2^0 :



Сделав такое предположение, мы удовлетворим сохранению комбинированной четности, которая для системы пионов $\pi^+ + \pi^-$ равна $+1$, как и у каона K_1^0 , и для системы $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ равна -1 , как и у каона K_2^0 .

Следует иметь в виду, что распад на два пиона является более вероятным, чем распад на три пиона, поэтому времена жизни K_1^0 - и K_2^0 -мезонов сильно различаются, именно, K_1^0 -мезон распадается более чем в 100 раз быстрее K_2^0 -мезона; время жизни K_1^0 -мезона равно $\tau_1 =$

$= 0,89 \cdot 10^{-10}$ с, а время жизни K_2^0 -мезона равно $\tau_2 =$
 $= 0,52 \cdot 10^{-7}$ с.

Так как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны являются «суперпозиция-ми» K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, то K_1^0 - и K_2^0 -мезоны не имеют определенных значений странности и проекции изотопического спина, но имеют определенные значения комбинированной четности. В этом заключаются дуальные свойства нейтральных каонов: в сильном-и электромагнитном взаимодействиях, сохраняющих странность и изотопический спин, эти частицы ведут себя как K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, т. е. как частицы с определенными значениями странности и проекции изотопического спина; в слабом же взаимодействии, сохраняющем CP -четность, эти частицы ведут себя как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, т. е. как частицы, не имеющие определенных значений странности и проекции изотопического спина, но имеющие определенные значения комбинированной четности (Пайс и Гелл-Манн).

Таким образом, нейтральные каоны, выражаясь фигурально, можно назвать «двуликим Янусом», ибо они могут выступать и как K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, и как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны, причем вторые являются суперпозициями первых, а первые являются суперпозициями вторых. Это замечательное свойство каонов представляет собой чисто квантовомеханическое явление.

Здесь следует добавить еще одну черту «двуликости» нейтральных каонов. Выше мы говорили, что на два пиона распадаются K_1^0 -мезоны и на три пиона распадаются K_2^0 -мезоны. Это означает, что при наблюдении таких распадов регистрируются K_1^0 - и K_2^0 -мезоны. Но для нейтральных каонов возможен также распад, в которых участвуют электронные нейтрино и антинейтрино. При наблюдении этих слабых распадов регистрируются не K_1^0 - и \bar{K}_2^0 -мезоны, а именно K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны. Распады имеют вид

$$K^0 \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \pi^-, \quad K^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+.$$

Таким образом, результат регистрации зависит от характера измерительного процесса, что находится в соответствии с принципами квантовой механики.

Заметим, что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны совпадают со своими античастицами, т. е. эти мезоны являются истинно нейтральными частицами.

Взаимопревращения нейтральных каонов

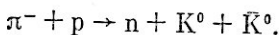
Связь между состояниями K^0 и \bar{K}^0 , с одной стороны, и состояниями K_1^0 и K_2^0 — с другой, можно, очевидно, переписать в виде

$$K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}, \quad \bar{K}^0 = (K_1^0 - K_2^0)/\sqrt{2}.$$

Эти соотношения означают, что если родился K^0 -мезон (или \bar{K}^0 -мезон), т. е. возникло состояние K^0 (или \bar{K}^0), то в нем с вероятностью $1/2$ содержится состояние K_1^0 и с такой же вероятностью содержится состояние K_2^0 .

Это свойство нейтральных каонов (свойство дуальности) приводит к замечательному явлению взаимодействия нейтральных каонов.

Чтобы разъяснить его, предположим, что в нашем распоряжении имеется «чистый» пучок одних только K^0 -мезонов. Такой пучок можно получить, например, в результате взаимодействия π^- -мезонов с протонами, $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$, несмотря на то, что при этом взаимодействии возможна также реакция с образованием как K^0 -, так и \bar{K}^0 -мезонов:



Дело в том, что последняя реакция имеет больший энергетический порог, чем первая; поэтому, выбирая надлежащим образом энергию π^- -мезонов, можно добиться того, чтобы последняя реакция не шла, т. е. добиться исключения \bar{K}^0 -мезонов.

Итак, пусть в момент $t = 0$ мы имеем чистый пучок K^0 -мезонов. Вспомним теперь, что $K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}$ и что K_1^0 - и K_2^0 -мезоны распадаются (соответственно на два ($\pi^+ + \pi^-$)- и на три ($\pi^+ + \pi^- + \pi^0$)-мезона). Тогда, начиная с момента рождения K^0 -мезона ($t = 0$), начнутся сразу и распады K_1^0 - и K_2^0 -мезонов, которые как бы живут «во чреве» K^0 -мезона. Но времена жизни τ_1 и τ_2 K_1^0 - и K_2^0 -мезонов неодинаковы, $\tau_1 \ll \tau_2$. Поэтому K_1^0 -мезоны быстро распадутся (в течение времени τ_1) и в интервале времени $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$ останутся только K_2^0 -мезоны, т. е. в этом интервале времени будет существовать «чистый» пучок K_2^0 -мезонов. Так как при этом $K^0 \rightarrow K_2^0/\sqrt{2}$, то интенсивность пучка K_2^0 (т. е. число частиц K_2^0) будет в два раза меньше интенсивности (т. е. числа частиц) первоначального пучка K^0 -мезонов.

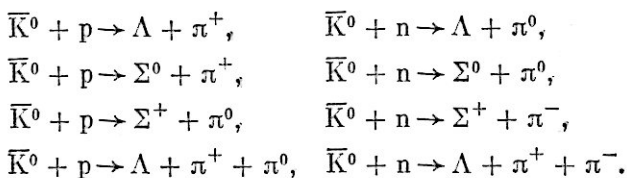
Но состояние K_2^0 представляет собой определенную суперпозицию состояний K^0 и \bar{K}^0 ; $K_2^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$. Это значит, что в пучке K_2^0 присутствуют K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, причем интенсивности их в два раза меньше интенсивности K_2^0 -мезонов.

Таким образом, для пучка K^0 -мезонов, не взаимодействующих с веществом и распространяющихся в вакууме, возникает следующая цепочка превращений нейтральных каонов (цепочка регенерации):

$$K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2} \rightarrow K_2^0/\sqrt{2} = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}.$$

Мы видим, что через некоторое время t ($t < \tau_2$) в пучке K^0 -мезонов возникают \bar{K}^0 -мезоны, которые первоначально отсутствовали; при этом числа K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов будут равны между собой и будут составлять одну четверть от первоначального числа K^0 -мезонов, т. е. ровно половина первоначальных K^0 -мезонов распадется за счет реакции $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$.

Появление \bar{K}^0 -мезонов в пучке K^0 -мезонов может быть установлено, если на пути пучка мезонов поставить тонкий поглотитель. Тогда K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны будут взаимодействовать с нуклонами поглотителя. Но из-за разных значений странности K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов их взаимодействие с нуклонами будет различным. K^0 -мезон, обладающий странностью $+1$ и имеющий сравнительно небольшую энергию, может испытывать только упругое рассеяние при взаимодействии с нуклонами, $K^0 + N \rightarrow K^0 + N$. Напротив, \bar{K}^0 -мезоны, обладающие странностью -1 , будут сильно поглощаться, так как при взаимодействии \bar{K}^0 -мезонов с нуклонами возможно большее число реакций, например,



Образование гиперонов в поглотителе будет однозначно свидетельствовать о появлении \bar{K}^0 -мезонов в пучке K^0 -мезонов.

Если выбрать подходящей толщины поглотитель, то все K^0 -мезоны застрянут в нем, а K^0 -мезоны пройдут

сквозь него. В результате после поглотителя останутся только K^0 -мезоны ($K^0 \rightarrow K^0/2$), интенсивность которых в четыре раза меньше интенсивности первоначальных K^0 -мезонов (рис. 39).

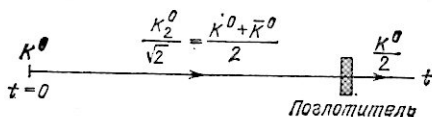


Рис. 39. Поведение пучка K^0 -мезонов во времени

В действительности это явление (оно называется *регенерацией* нейтральных каонов) носит более сложный характер. Дело в том, что мы не учитывали различия масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Между тем массы этих частиц должны быть разными.

Различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов имеет, однако, не-электромагнитное происхождение в отличие от различия масс протона и нейтрона, которое имеет электромагнитное происхождение, а обусловлено различием их слабых распадов. На рис. 40 изображены диаграммы Фейнмана, иллюстрирующие различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Мы

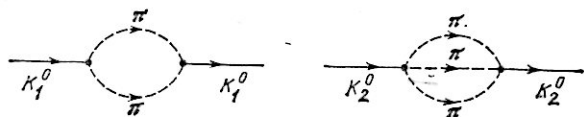


Рис. 40. Диаграммы, определяющие различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов

видим, что это различие Δm определяется слабым взаимодействием во втором порядке по константе слабого взаимодействия G . Поэтому из соображений размерности можно написать

$$\Delta m \approx G^2 m_{\pi}^6$$

где m_{π} — масса пиона. (Мы написали здесь массу пиона, руководствуясь тем, что каоны распадаются главным образом на пионы.)

Заметим, что массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов в отличие от K_1^0 и K_2^0 должны быть строго равными в силу *CPT*-инва-

рпантиности всех известных в настоящее время взаимодействий.

Согласно приведенной формуле для Δt получаются значения порядка 10^{-5} эВ, что существенно меньше массы K^0 -мезона, равной $5 \cdot 10^8$ эВ. И тем не менее такая ничтожная разница в массах была обнаружена на опыте! При этом было использовано явление регенерации нейтральных каонов, о котором мы только что говорили.

Рассмотрим это явление более детально с учетом различия масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Пусть в начальный момент времени ($t=0$) имеется пучок K^0 -мезонов с волновой функцией $K(0) = K^0 = (K_1^0 + K_2^0)/\sqrt{2}$. Будем изучать поведение этого пучка с течением времени t , т. е. изучать изменение со временем величины $K(t)$:

$$K(t) = [K_1^0(t) + K_2^0(t)]/\sqrt{2},$$

где $K_1^0(t)$ и $K_2^0(t)$ — волновые функции K_1^0 - и K_2^0 -мезонов в момент времени t . Согласно квантовой механике эти волновые функции зависят от времени следующим образом:

$$K_1^0(t) = K_1^0 \exp[-(im_1t + \gamma_1t/2)],$$

$$K_2^0(t) = K_2^0 \exp[-(im_2t + \gamma_2t/2)],$$

где m_1, m_2 — массы и γ_1, γ_2 — постоянные распадов K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

Подставляя эти выражения в формулу для $K(t)$, найдем

$$K(t) = (1/\sqrt{2}) K_1^0 \exp[-(im_1t + \gamma_1t/2)] + (1/\sqrt{2}) K_2^0 \exp[-(im_2t + \gamma_2t/2)].$$

Отсюда легко определить изменение со временем чисел K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, исключая K_1^0 и K_2^0 с помощью формул

$$K_1^0 = (K_0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}, \quad K_2^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}.$$

В результате мы получим

$$K(t) = \frac{1}{2} \{ K^0 [\exp(-im_1t + \gamma_1t/2) + \exp(-im_2t + \gamma_2t/2)] + \bar{K}^0 [\exp(-im_1t - \gamma_1t/2) - \exp(-im_2t + \gamma_2t/2)] \}.$$

Изменения интенсивностей K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов $N(K^0)$ и $N(\bar{K}^0)$ со временем определяются квадратами модулей коэффициентов при K^0 и \bar{K}^0 , т. е.

$$N(K^0) = \frac{1}{4} \left[\exp(-\gamma_1 t) + \exp(-\gamma_2 t) + 2 \cos(\Delta m t) \exp\left(-t \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) \right],$$

$$N(\bar{K}^0) = \frac{1}{4} \left[\exp(-\gamma_1 t) + \exp(-\gamma_2 t) - 2 \cos(\Delta m t) \exp\left(-t \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}\right) \right].$$

На рис. 41 представлена зависимость этих величин от времени t . Мы видим, что изменение интенсивностей K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов носит осцилляционный характер, причем характер этих осцилляций определяется различием масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Изучение осцилляций на опыте позволило установить, что $|\Delta m| \approx 4 \cdot 10^{-6}$ эВ, в согласии с приведенной выше оценкой, основанной на соображениях размерности.

Из приведенных формул видно, что осцилляции в интенсивностях $N(K^0)$ и $N(\bar{K}^0)$ не зависят от знака Δm . Однако изучение явлений регенерации K^0 -мезонов позволило установить и знак величины Δm : оказалось, что $m_2 > m_1$, т. е. K_2^0 -мезон тяжелее K_1^0 -мезона.

Таким образом, явление регенерации K^0 -мезона позволило определить ничтожно малое различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов. Столь тонкое «взвешивание» неизвестно ни в какой другой области физики! Сами массы K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов известны с гораздо худшей точностью, чем различие масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов.

Можно сказать, что явление регенерации нейтральных каонов представляет собой одну из наиболее впечатляющих иллюстраций принципа суперпозиции в квантовой механике.

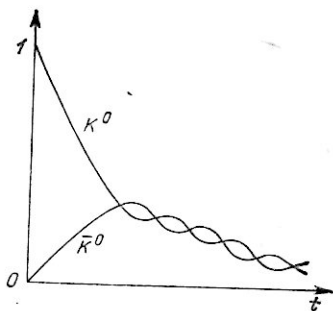


Рис. 41. Осцилляции в системе K^0 и \bar{K}^0 , определяющиеся различием масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов

Нейтринные осцилляции

Если масса нейтрино отлична от нуля, то и в физике нейтрино могут наблюдаться явления, сходные с теми, которые имеют место для нейтральных каонов — а именно осцилляции нейтрино (Б. М. Понтекорво). Дело в том, что для нейтрино с ненулевой массой слабое взаимодействие может быть «устроено» так, что определенную массу будут иметь не электронное и мюонное нейтрино, а некоторые их суперпозиции. Можно считать, что существуют два различных нейтринных состояния ν_1 и ν_2 , обладающих различными массами m_1 и m_2 , а электронное и мюонное нейтрино следующим образом связаны с ν_1 и ν_2 :

$$\nu_e = \nu_1 \cos \alpha + \nu_2 \sin \alpha,$$

$$\nu_\mu = \nu_2 \cos \alpha - \nu_1 \sin \alpha,$$

где α называют *углом смешивания*. Подчеркнем при этом, что в слабом взаимодействии участвуют именно электронное и мюонное нейтрино, а не нейтринные состояния ν_1 и ν_2 (с определенными массами). В этом и заключается своеобразный дуализм нейтрино: определенные массы имеют состояния ν_1 и ν_2 , а в слабом взаимодействии участвуют не состояния ν_1 и ν_2 , но их комбинации, называемые электронным и мюонным нейтрино. Подобная дуальность и приводит, согласно общим принципам квантовой механики (в частности, принципу суперпозиции), к тому, что нейтрино ν_e , распространяясь в вакууме, может частично превратиться в нейтрино ν_μ . Это превращение аналогично превращению K^0 -мезонов в \bar{K}^0 -мезоны при распространении в вакууме. Принципиальным при этом является то обстоятельство, что это взаимопревращение нейтрино происходит без всякого взаимодействия. Вероятность $w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ превращения электронного нейтрино в мюонное легко может быть рассчитана аналогично тому, как это делалось для K^0 -мезонов. Эта вероятность будет определяться разностью масс m_1 и m_2 и углом смешивания:

$$w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\alpha \sin^2 \left(1,27 \frac{L \delta m^2}{E} \right).$$

Здесь E — энергия нейтрино (в МэВ), L — расстояние, проходимое нейтрино (в м), $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ (в эВ²). Поскольку суммарное число нейтрино, распространяющихся в вакууме, должно остаться неизменным, то вероятность

того, что нейтрино останется самим собой, пройдя расстояние ν_e , должна определяться формулой

$$w(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu).$$

Видно, что обе вероятности, $w(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ и $w(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$, зависят от расстояния L по синусоидальному закону — поэтому явление это и получило название *осцилляций*. Впервые нейтринные осцилляции были рассмотрены Б. М. Понтекорво в 1957 г.

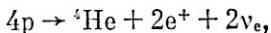
К настоящему времени проведен ряд экспериментов по поиску нейтринных осцилляций. Два эксперимента проведены группой Рейнса. Идея этих экспериментов очень проста. Достаточно каким-то способом измерить зависимость интенсивности антинейтринного пучка $\bar{\nu}_e$ (от ядерного реактора) от расстояния между источником и детектором нейтрино. В 1978 г. были измерены спектры ν_e на расстояниях 6 и 11,2 м от реактора, анализ которых показал, что измеренные спектры можно объяснить, только допустив осцилляции нейтрино. При этом для различия масс δm^2 была получена оценка $\delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$. В другом эксперименте сравнивались выходы двух реакций, происходящих при взаимодействии антинейтрино с дейтронами: $\bar{\nu}_e + d \rightarrow e^- + n + p$ (заряженные слабые токи) и $\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + n + p$ (нейтральные слабые токи) на расстоянии 11,2 м от источника нейтрино-ядерного реактора. Если имеют место нейтринные осцилляции, то отношение этих выходов должно зависеть от расстояния между источником нейтрино и дейтронной мишенью. Было получено $w(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0,4 \pm 0,2$, откуда следовало, что $\alpha \approx 0,5$ и $\delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$.

Однако, эксперимент, выполненный в г. Гренобле в 1980 г., не подтвердил факта нейтринных осцилляций: при изучении реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ на расстоянии $L = 8,7$ м от реактора оказалось, что интенсивность пучка нейтрино не ослабевает: $w(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0,87 \pm 0,14$ (совпадает с единицей в пределах ошибок эксперимента). По мнению авторов этого эксперимента значения $\delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2$ и $\alpha = 0,5$ представляются неправдоподобными.

Был выполнен также целый ряд экспериментов с нейтрино высоких энергий, получаемых на ускорителе. Ситуация оказалась довольно противоречивой. Так, опыты с пучками нейтрино от распадов π^- - и K^- -мезонов не обнаружили эффектов нейтринных осцилляций. Опыты же с

так называемыми «прямыми» нейтрино указывают на «утечку» электронных нейтрино. В этих опытах пучок протонов из ускорителя, ударяя в массивную мишень, порождает π - и K -мезоны, гипероны, а также очарованные частицы. Поскольку мишень очень велика, то «долгоживущие» пионы, каоны и гипероны поглотятся в мишени, не успев распасться, — поэтому эти частицы не приведут к образованию нейтрино. Зато очарованные частицы, время жизни которых на два—три порядка меньше, будут распадаться, порождая одинаковое количество нейтрино ν_e и $\bar{\nu}_\mu$. Опыты показывают, что это не так. Чтобы прояснить экспериментальную ситуацию, необходимы другие эксперименты.

Нейтринные осцилляции имеют прямое касательство к проблеме солнечных нейтрино, т. е. тех нейтрино, которые образуются на Солнце в результате термоядерных реакций. Еще в 1938 г. Х. Бете указал ту последовательность ядерных реакций на Солнце, которая приводит к объединению четырех ядер водорода, т. е. четырех протонов в ядро гелия, $4p \rightarrow {}^4\text{He}$. Чтобы сохранялись электрический заряд и лептонное число, это превращение должно выглядеть следующим образом:



т. е. Солнце должно являться интенсивным источником нейтрино. Интенсивность потока нейтрино может быть определена по известной энергии, испускаемой Солнцем в виде электромагнитного излучения, а именно, по известной светимости Солнца, равной $3,9 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Зная энергию связи протонов и нейтронов в ядре ${}^4\text{He}$, можно показать, что такая светимость должна приводить к потоку нейтрино у поверхности Земли, заключенному в интервале от $6,5 \cdot 10^{10}$ до $8,9 \cdot 10^{10}$ см⁻² · с⁻¹.

Для регистрации нейтрино, идущих от Солнца, была использована реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$, предложенная в 1946 г. Б. Понтекорво.

Детектор солнечных нейтрино, созданный Дэвисом, представлял собой цилиндрический бак, заполненный жидкостью тетрахлорэтилена (C_2Cl_4) — использовалось 390 000 литров этой жидкости массой 610 т. Детектор был помещен в шахту на глубину, равную 4400 м водного эквивалента, чтобы защитить его от облучения космическими лучами. В этой установке интенсивность нейтринного излучения Солнца определялась по числу атомов Ar , образованного в баке с C_2Cl_4 .

Результат эксперимента оказался довольно неожиданным. Наблюденный на опыте нейтринный поток Солнца оказался в несколько раз меньшим расчетного. Выход атомов аргона приятно характеризовать так называемыми солнечными нейтриноподобными единицами SNU (одна SNU отвечает одному захвату нейтрино в баке с 10^{36} ядрами хлора). На опыте получено $2,2 \pm 0,4$ SNU, тогда как ожидаемый поток нейтрино должен приводить к $7 \div 8$ SNU.

Этот результат прежде всего показал, что углеродно-азотный цикл не является основным источником энергии Солнца, так как этот цикл привел бы к такому количеству нейтрино, что они могли бы быть зарегистрированы в установке Дэвиса. Более того, приходится практически полностью исключить углеродно-азотный цикл из числа наиболее вероятных источников солнечной энергии.

Таким образом, удалось наблюдать нейтрино от Солнца, правда, в меньшем количестве, чем ожидалось.

Легко видеть, что нейтринные осцилляции могли бы объяснить результат опыта Дэвиса. Действительно, электронные нейтрино, образующиеся на Солнце в результате термоядерных реакций, по пути к Земле могли бы частично превращаться в мюонное (а также и в ν_τ) нейтрино. Поскольку в «бочке» Дэвиса не могут быть зарегистрированы нейтрино ν_μ и тем более нейтрино ν_τ , то при наличии нейтринных осцилляций количество отсчетов в установке Дэвиса уменьшится по сравнению с тем случаем, когда осцилляции отсутствуют. При оптимальных условиях может наблюдаться уменьшение отсчетов в три раза, что достаточно для объяснения результатов опыта Дэвиса. Такое разное поведение электронного и мюонного нейтрино в установке Дэвиса связано с тем, что нейтрино двух типов являются «теньями» разных заряженных лептонов: тенью электрона является электронное нейтрино, а тенью мюона — мюонное нейтрино. Поэтому при взаимодействии с веществом электронное нейтрино должно приводить к образованию электронов, а мюонное нейтрино — к образованию мюонов. Но мюоны существенно тяжелее электронов (в 200 раз), а, следовательно, для их образования нейтрино должно иметь энергию, существенно большую той энергии, которая достаточна для образования электрона.

Термоядерные реакции на Солнце, приводящие к «сгоранию» водорода, происходят, как уже отмечалось, за счет следующего эффективного процесса: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\bar{\nu}_e$.

Но при этом образуются нейтрино, максимальная энергия которых не может превышать энергию связи ядра гелия, т. е. 28 МэВ. Но этой энергии недостаточно, чтобы нейтрино могло бы образовать мюон.

Нарушение CP -инвариантности

Мы исходили из предположения, что слабое взаимодействие инвариантно относительно CP -преобразования. Однако экспериментально было доказано (Дж. Кронин, В. Фитч, 1964 г.), что в слабых распадах нейтральных каонов CP -инвариантность не выполняется точно, и в действительности имеет место небольшое нарушение закона сохранения комбинированной четности. Именно в этом эксперименте были зарегистрированы распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, запрещенные сохранением CP -четности (напомним, что CP -четность K_2^0 -мезонов равна -1 , тогда как CP -четность состояния системы $\pi^+\pi^-$, образующегося при распаде K_1^0 -мезонов, равна $+1$).

Опыт, в котором были обнаружены «запрещенные» распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, заключался в следующем. Пучок нейтральных каонов рождался при столкновении протонов, ускоренных на Брукхейвском ускорителе до энергии 30 ГэВ, с ядрами бериллия. На расстоянии 20 м от мишени помещалась камера, в которой распадались нейтральные каоны, причем была предпринята попытка зарегистрировать их распады на положительный и отрицательный пионы, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Так как расстояние в 20 м соответствует 600 длинам пробега K_1^0 -мезонов, то в распадной камере должны были присутствовать только K_2^0 -мезоны (интенсивность пучка K_1^0 -мезонов с энергией в 5 ГэВ должна была уменьшиться в астрономическое число раз, а именно в $e^{60} = 20^{26}$ раз!). Поэтому ожидалось, что распад $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ не должно наблюдаться на таком расстоянии, так как оставшиеся в пучке K_2^0 -мезоны могут распадаться только на три пиона и не должны распадаться на два пиона. Тем не менее в эксперименте были зарегистрированы распады $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$: из общего числа 22 700 зарегистрированных K_2^0 -распадов были найдены 45 ± 9 распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, т. е. были обнаружены распады с нарушением закона сохранения комбинированной четности. Отношение числа распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+ +$

$+\pi^-$ к общему числу распадов $K_2^0 \rightarrow$ «заряженные частицы» оказалось равным $(2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. Это значение характеризует степень нарушения CP -инвариантности в слабых распадах нейтральных каонов.

Мы видим, что, в отличие от нарушений P - и C -инвариантностей слабого взаимодействия, которые оказываются максимально большими (эффекты нарушения достигают 100%), нарушение комбинированной CP -инвариантности слабого взаимодействия оказывается очень малым, не превышающим 1%.

После этого эксперимента стало ясно, что состояния K_1^0 и K_2^0 (с определенными значениями CP -четности) могут самопроизвольно превращаться друг в друга. Поэтому вместо состояний K_1^0 и K_2^0 необходимо ввести новые состояния нейтральных каонов, названные K_s^0 - и K_l^0 -мезонами, которые уже не могут переходить друг в друга (K_l^0 — долгоживущий, K_s^0 — короткоживущий нейтральные каоны). Так же, как K_1^0 и K_2^0 , состояния K_s^0 и K_l^0 не имеют определенного значения странности, но в отличие от K_1^0, K_2^0 эти состояния не имеют и определенного значения комбинированной четности. Состояния K_1^0, K_2^0 и K_s^0, K_l^0 связаны между собой следующими формулами:

$$K_l^0 = K_2^0 + \epsilon K_1^0, \quad K_s^0 = K_1^0 + \epsilon K_2^0,$$

где ϵ — некоторое малое число ($\epsilon \approx 10^{-3}$), определяющее нарушение CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов. Отсюда видно, что в состоянии долгоживущего K^0 -мезона доминирует K_2^0 -мезон и имеется малая примесь K_1^0 -мезона. Именно эта малая примесь и приводит к распадам $K_l^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, происходящим на большом расстоянии от мишени, в которой рождаются K^0 -мезоны. Аналогично, в состоянии короткоживущего K_s^0 -мезона доминирует K_1^0 -мезон и имеется малая примесь K_2^0 -мезонов.

Для количественной характеристики степени нарушения CP -инвариантности принимается отношение амплитуд распадов K_l^0 - и K_s^0 -мезонов:

$$\eta_{+-} = \frac{\text{амплитуда распада } K_l^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-}{\text{амплитуда распада } K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-} =$$

$$= (2,274 \pm 0,022) \cdot 10^{-3}.$$

Наряду с CP -нарушающими распадами нейтральных каонов на заряженные пионы были обнаружены также распады K_1^0 -мезонов на два нейтральных пиона, которые нарушают CP -инвариантность слабого взаимодействия. При этом было найдено, что

$$\eta_{00} = \frac{\text{амплитуда распада } K_1^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0}{\text{амплитуда распада } K_s^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0} = (2,33 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$$

т. е. η_{00} в пределах ошибок совпадает с величиной η_{+-} .

Необходимо подчеркнуть, что вера в справедливость и неизменность CP -инвариантности была столь сильной, что был даже предпринят целый ряд попыток объяснить результаты опыта Фитча — Кроппина, не отказываясь от справедливости CP -инвариантности. В частности, было высказано предположение, что слабое взаимодействие CP -инвариантно, а эффекты «кажущегося» нарушения CP -инвариантности вызваны новым векторным полем космологического происхождения.

Взаимодействия K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов с этим полем одинаковы по абсолютной величине, но противоположны по знаку, т. е. гипотетическое поле действует на странность K^0 -мезонов аналогично тому, как электромагнитное поле действует на электрический заряд частиц. Взаимодействие с таким полем приводит к различию масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов. Для объяснения результатов опыта Фитча — Кроппина достаточно было считать, что различие масс составляет примерно 10^{-8} эВ. Проявление этого дальнедействующего поля заключалось бы в том, что распад $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (с нарушением CP -инвариантности) в действительности представляет собой распад K_2^0 -мезона на $\pi^+ + \pi^-$ и квант гипотетического поля, CP -четность которого равна -1 , так что в таком распаде CP -четность сохраняется.

Эта красивая гипотеза была, однако, отвергнута, так как она предсказывала рост вероятности распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ с ростом энергии K^0 -мезона. На эксперименте же такого роста не было обнаружено: оказалось, что скорость распада $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ вообще не зависит от энергии. При этом удалось с большой точностью проверить равенство гравитационных масс K^0 -мезона и анти- K^0 -мезона: разность масс Δm этих частиц не превышает 10^{-10} эВ, т. е. $\Delta m/m \leq 10^{-19}$.

Высказывались также сомнения в справедливости фундаментального принципа квантовой механики — прин-

ципа суперпозиции. Но в конце концов все эти гипотезы были отвергнуты и утвердился в качестве бесспорного тот факт, что в слабых распадах нейтральных каонов имеет место малое нарушение CP -инвариантности.

Возникает вопрос фундаментальной важности: какова природа взаимодействия, ответственного за нарушение CP -инвариантности? Ответ на этот вопрос не может быть дан однозначно в настоящее время. Ситуация осложняется тем обстоятельством, что в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, нарушающих CP -инвариантность, «запутываются» эффекты всех известных взаимодействий: слабого, сильного и электромагнитного. Слабое взаимодействие ответственно за изменение странности в превращении $K^0 \rightarrow 2\pi$, сильное взаимодействие обеспечивает «перестройку» кварков в этом распаде, и, наконец, электромагнитное взаимодействие также вносит свой вклад за счет обмена виртуальным фотоном. Поэтому заранее не исключена возможность, что CP -инвариантность нарушается не в слабом взаимодействии, а в электромагнитном или даже в сильном взаимодействии.

В этой связи была выполнена обширная программа экспериментальных поисков нарушения CP -инвариантности в процессах, обусловленных электромагнитным и сильным взаимодействиями. В пределах экспериментальных ошибок, однако, не было обнаружено в этих процессах нарушения закона сохранения комбинированной четности.

Возможно, что существует сверхслабое CP -неинвариантное взаимодействие (Вольфенштейн, 1964 г.). Это взаимодействие характеризуется следующими правилами отбора: $\Delta S = -\Delta Q$ для полулептонных распадов (в противоположность правилу $\Delta S = \Delta Q$, справедливому для «обычного» CP -инвариантного слабого взаимодействия) и $\Delta S = 2$ для адронных слабых распадов, т. е. сверхслабое взаимодействие приводит к переходам с изменением странности на две единицы. (Напомним, что в обычном слабом взаимодействии странность может измениться максимум на единицу.)

Таким образом, сверхслабое взаимодействие может приводить в первом порядке по его константе к превращению K^0 -мезона в \bar{K}^0 -мезон (и наоборот). Но такие переходы приводят к различию масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов (или, что почти то же самое, к различию масс K_s^0 - и K_l^0 -мезонов). Если константу сверхслабого взаимодействия записать в виде fG , где f — некоторое безразмерное число,

G — константа слабого взаимодействия Ферми, то различные масс Δm из соображений размерности должно определяться следующим выражением:

$$|\Delta m| = f G m_K^3,$$

где m_K — масса каона. Так как $\Delta m \approx 10^{-5}$ эВ, то для f получается оценка $f \approx 10^{-8}$, т. е. константа сверхслабого взаимодействия оказывается на восемь порядков меньше константы «обычного» слабого взаимодействия. Из-за малости величины f это взаимодействие и получило название сверхслабого.

Существование сверхслабого взаимодействия с такой константой может объяснить наблюдаемые эффекты нарушения CP -инвариантности в слабых распадах K^0 -мезонов, а также равенство отношений η_{+-} и η_{00} . Малость константы сверхслабого взаимодействия приводит к тому, что практически эффекты нарушения CP -инвариантности должны наблюдаться только в системе K^0 и \bar{K}^0 , которую можно рассматривать как необычайно тонкий и точный «интерферометр».

После наблюдения нарушения CP -инвариантности в адронных слабых распадах каонов эффекты нарушения CP -инвариантности были обнаружены и в полупентонных распадах K_L^0 -мезонов:

$$\begin{aligned} K_L^0 &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_e + \pi^-, & K_L^0 &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+, \\ K_L^0 &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-, & K_L^0 &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^+. \end{aligned}$$

Состояние $e^+ \nu_e \pi^-$ при CP -преобразовании переходит в состояние $e^- \bar{\nu}_e \pi^+$ и, если бы имела место CP -инвариантность, то вероятности распадов

$$K_L^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^- \text{ и } K_L^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$$

были бы равны между собой (так же, как и вероятности распадов $K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^-$ и $K_L^0 \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^+$). Однако измеренные на опыте вероятности W не равны между собой, т. е. имеет место зарядовая асимметрия, свидетельствующая о малом нарушении CP -инвариантности. Она характеризуется величиной:

$$\delta = \frac{W(K_L^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-) - W(K_L^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+)}{W(K_L^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^-) + W(K_L^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \pi^+)} = 3,3 \cdot 10^{-3}.$$

Заметим, что отличие значения δ от нуля позволяет придать абсолютный и однозначный смысл понятию знака электрического заряда электрона (и мюона).

При точной CP -инвариантности принципиально невозможно отличить левую систему координат от правой, а также вещество от антивещества в космических масштабах. На первый взгляд это представляется удивительным, так как, казалось бы, факт существования выделенного направления вылета электронов при β -распаде ориентированных ядер ^{60}Co однозначно определяет левую систему координат.

Чтобы убедиться в том, что даже при нарушении P -инвариантности нет возможности отличить правое от левого, рассмотрим следующий пример. Пусть с помощью световых сигналов мы хотим сообщить удаленным от нас разумным существам, живущим на других галактиках, что мы понимаем под левой системой. При этом мы, естественно, «расскажем» им о распаде ядра ^{60}Co , о преимущественном вылете электронов и о связанном с этим явлением определении левой системы.

После этого, следуя предложению Л. Б. Окуня, необходимо послать этим существам левополяризованный свет. Сравнивая теперь с этим светом поляризацию лептонов, образующихся при β -распаде ядер, и учитывая то обстоятельство, что электроны в β -распаде левополяризованы, а позитроны правополяризованы, можно в принципе узнать, «сделана» ли другая галактика из вещества или антивещества.

Иная картина возникает при нарушении CP -инвариантности. В этом случае можно придать абсолютный смысл и знаку электрического заряда, и различию между правым и левым, не посылая на другие галактики таких земных образцов, как левополяризованный свет.

На Земле (так же, как и во всех других местах, в том числе и на «антипланетах») положительный заряд имеет тот лептон (электрон или мюон), который образуется в более вероятном полулептонном распаде долгоживущего K_1 -мезона, так как при нарушении CP -инвариантности вероятность распада $K_1^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$ превышает вероятность распада $K_1^0 \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \pi^+$. Наблюдая после этого распад ^{60}Co , можно однозначно определить левую систему координат.

Глава V

СИММЕТРИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Точные и приближенные внутренние симметрии

Выше не раз уже говорилось о внутренних симметриях взаимодействий. Мы говорили, например, что электромагнитное взаимодействие инвариантно относительно замены частицы античастицей (C -инвариантность) и инвариантно относительно пространственного отражения (P -инвариантность), а слабое взаимодействие не инвариантно ни относительно замены частицы античастицей, ни относительно пространственного отражения, однако с большой степенью точности является CP -инвариантным. Мы видели также, что, используя свойство внутренней симметрии сильного взаимодействия, связанное с возможностью замены одного кварка другим, можно получить замечательную классификацию адронов (супермультиплеты).

Теперь мы покажем, что внутренняя симметрия не сводится просто к внешним проявлениям взаимодействия и что роль ее гораздо более фундаментальна, ибо она лежит в основе самой динамики взаимодействия, обуславливая возникновение полей, осуществляющих взаимодействие.

На первый взгляд это утверждение кажется парадоксальным. Действительно, ведь когда мы видим красиво ограненный кристалл и удивляемся его симметрии, то мы не можем даже по симметрии огранки определить симметрию кристаллической решетки, не говоря уже о силах, которыми держится эта решетка. И тем не менее динамика взаимодействия теснейшим образом связана со свойствами его внутренней симметрии. Чтобы понять эту фундаментальную роль внутренних симметрий, мы прежде всего подытожим то, что говорилось выше о симметриях, и уточним понятия точной и приближенной симметрии.

Возможна ситуация, когда математическая формулировка закона не меняется при некоторых преобразованиях

вать физические величины по отношению к этим преобразованиям и установить, что физические величины могут быть либо скалярами, либо 4-векторами, либо 4-тензорами разных рангов, либо спинорами, либо псевдоскалярами и псевдовекторами.

Из этой же связи следует, что из физических величин могут быть сконструированы в общем виде 4-вектор энергии-импульса и 4-тензор моментов, которые являются интегралами движения, т. е. не меняются во время движения. Конкретная структура этих величин зависит, естественно, от конкретного вида материи.

Мы связывали до сих пор преобразования различных физических величин с преобразованиями Лоренца, т. е. по существу дела рассматривали геометрические преобразования величин (в 4-пространстве).

Но возможны преобразования величин совершенно другого характера, не имеющего непосредственно геометрической природы. Эти преобразования, также оставляющие инвариантными математические формулировки законов природы, носят название *преобразований внутренней симметрии*.

Возьмем, например, уравнения Максвелла, устанавливающие закон движения электромагнитного поля, т. е. тензора поля F_{ik} ,

$$F_{ik} = \frac{\partial A_i}{\partial x_k} - \frac{\partial A_k}{\partial x_i},$$

где A_i — 4-потенциал, и подвергнем этот потенциал преобразованию:

$$A_i(x) \rightarrow A'_i(x) = A_i(x) + \partial\eta(x)/\partial x_i,$$

где $\eta(x)$ — произвольная скалярная функция x . При этом тензор F_{ik} не изменится, $F'_{ik} = F_{ik}$, т. е. останутся инвариантными и уравнения Максвелла. Существенно, что здесь и $A'_i(x)$, и $A_i(x)$ относятся к одной и той же мировой точке, т. е. это преобразование не связано с преобразованием координат и времени. Оно называется *калибровочным преобразованием*.

Вторым примером такого же типа преобразований является преобразование

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi$$

волновой функции ψ частицы, где α — постоянная вещественная величина. При таком преобразовании не изменя-

ется волповое уравнение, например уравнение Шредингера, не изменяются плотность вероятности локализации частицы $\rho = |\psi(x)|^2$ и собственные значения различных величин. Это также калибровочное преобразование.

Очевиден групповой характер этих калибровочных преобразований: два последовательных преобразования со значениями η , равными η_1 и η_2 , эквивалентны одному преобразованию с $\eta = \eta_1 + \eta_2$. Аналогично обстоит дело с параметром α .

Если рассматривается система, состоящая из тождественных частиц, то волновая функция системы должна обладать определенным свойством симметрии при перестановке частиц, т. е. при замене местами пространственных координат и спиновых переменных частиц как аргументов волновой функции. Именно, волновая функция может при этом либо не изменяться, либо менять свой знак. В первом случае частицы называются бозонами, а во втором — фермионами. Бозоны имеют целый, а фермионы — полуцелый спин (в единицах \hbar). Здесь мы имеем первый пример связи между симметрией и динамикой, ибо спин — это динамическое понятие. Более того, эта симметрия лежит в основе химической связи.

Мы пока говорили об абсолютно точных симметриях; но симметрии могут быть и приближенными, и играть тем не менее существенную роль — дело в том, что эти симметрии становятся точными при пренебрежении некоторыми факторами, которые играют второстепенную роль.

Важнейшим примером приближенной симметрии является изотопическая инвариантность сильного взаимодействия. Она связана с эквивалентностью протона (p) и нейтрона (n) с точки зрения сильного взаимодействия, т. е. с возможностью замены нейтрона протоном и протона нейтроном в процессах, обусловленных только сильным взаимодействием. Такая эквивалентность соответствует пренебрежению различием в массах протона и нейтрона и пренебрежению электромагнитным взаимодействием по сравнению с сильным взаимодействием. При этом протон и нейтрон выступают как два различных состояния единой частицы — нуклона. У электрона, спин которого равен $1/2$, также возможны два состояния, соответствующие двум различным ориентациям спина по отношению к избранной оси. По аналогии мы можем ввести, как уже разъяснялось, изотопический спин нуклона, считая его равным $1/2$, и предполагать, что протон и нейтрон соответствуют двум различным ориентациям изотопического спи-

на, но не в обычном, а в так называемом *изотопическом* пространстве. Поэтому говорят, что протон и нейтрон образуют изотопический нуклонный дублет.

Если обозначать волновые функции протона и нейтрона или векторы состояний через $\psi_p \equiv \psi_1$, $\psi_n \equiv \psi_2$, то можно объединить их в единую волновую функцию или вектор состояния нуклона

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}.$$

Изотопическая инвариантность, связанная с вырождением между p и n , означает, что можно перейти от ψ к преобразованной функции ψ' :

$$\psi' = U\psi,$$

где U — двухрядная матрица, и при этом сильное взаимодействие не изменится, т. е. не изменятся величины, описывающие его. Необходимо лишь, чтобы соблюдалось условие $|\psi'|^2 = |\psi|^2$, где $|\psi|^2 = \psi_1^* \psi_1 + \psi_2^* \psi_2$. Поэтому матрица U должна быть унитарной и унимодулярной. Она имеет следующий вид:

$$U = e^{i\omega\tau/2},$$

где $\omega (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ — произвольный вещественный вектор и $\tau (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ — три матрицы Паули:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Преобразования $U \equiv U(\omega)$ образуют группу, т. е. два последовательно произведенных преобразования $U(\omega)$ и $U(\omega')$ эквивалентны некоторому преобразованию $U(\omega'')$,

$$U(\omega') U(\omega) = U(\omega''),$$

где вектор ω'' определенным образом связан с векторами ω и ω' . Эти преобразования не коммутируют между собой, так как

$$\exp(i\omega'\tau) \exp(i\omega\tau) \neq \exp(i\omega\tau) \exp(i\omega'\tau),$$

в отличие от рассмотренных выше калибровочных преобразований электромагнитного поля и ψ -функции электрона, которые коммутируют между собой. Если преобразования группы коммутируют между собой, то группа называется *абелевой*, в противном случае она называется *неабелевой*.

Наша неабелева группа обозначается через $SU(2)$. Подчеркнем, что симметрия, связанная с этой группой, приближенная, а не точная.

Вторым примером приближенной $SU(2)$ -симметрии является «изотопическая» инвариантность слабого взаимодействия по отношению к замене левого электрона левым нейтрино (напомним, что у левых частиц спин ориентирован против их импульса). Эта симметрия имеет место только в том случае, если пренебречь массой электрона. В этом случае можно ввести «изотопический» дублет левых электрона и нейтрино, $\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix}$, аналогичный дублету

$\begin{pmatrix} \psi_p \\ \psi_n \end{pmatrix}$ (e_L и ν_L обозначают волновые функции левых электрона и нейтрино). Подчеркнем, что «изотопический» спин левых лептонов, равный $1/2$, не имеет ничего общего с изотопическим спином нуклона, поэтому правильнее говорить о лептонном изоспине. Эта симметрия является приближенной.

Группа симметрии $SU(2)$ является, как уже указывалось, частным случаем общей группы $SU(n)$, представляющей собой совокупность унитарных и унимодулярных (т. е. с единичным детерминантом) преобразований, оставляющих инвариантной квадратичную форму n комплексных величин x_i ($i = 1, 2, \dots, n$):

$$H_n(x, x^*) = \sum_{i=1}^n x_i^* x_i.$$

Это значит, что если

$$x_i \rightarrow x'_i = \sum_j U_{ij} x_j,$$

где U — унитарная и унимодулярная $n \times n$ -матрица, то

$$H_n(x', x'^*) = H_n(x, x^*).$$

Эта группа существенна для сильного взаимодействия. Дело в том, что адроны имеют сложную структуру и состоят из кварков и антикварков, подобно тому как ядра состоят из протонов и нейтронов. При этом, как уже говорилось, динамика кварков и антикварков определяется лагранжианом

$$\mathcal{L}_q = \sum \{ i \bar{q}_{i\alpha} \widehat{D} q_{i\alpha} + m_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} \},$$

где $q_{i\alpha}$ — волновая функция (биспинор) кварка, $\bar{q}_{i\alpha}$ — комплексно-сопряженная величина, индексы $i = 1, 2, \dots, n$ и $\alpha = 1, 2, 3$ характеризуют аромат и цвет кварка (n — число ароматов), m_i — масса кварка (она зависит от аромата, но не от цвета кварка) и, наконец, $\hat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ —

дифференциальный оператор, содержащий производные по пространственным координатам ($\mu = 1, 2, 3$) и по времени ($\mu = 4$) и γ_μ — матрицы Дирака, уже упоминавшиеся в разделе о квантовой электродинамике (по μ производится суммирование от $\mu = 1$ до $\mu = 4$).

Выражение для \mathcal{L}_q , очевидно, инвариантно по отношению к преобразованиям

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{\alpha'} U_{\alpha\alpha'}^{(c)} q_{i\alpha'}$$

затрагивающим только цветовой индекс α кварка (индекс аромата i закреплен), если матрица $U_{\alpha\alpha'}^{(c)}$ такова, что остается инвариантной форма

$$\sum_{\alpha} \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} = \sum_{\alpha} \bar{q}'_{i\alpha} q'_{i\alpha}.$$

Эти преобразования образуют группу $SU(3)$, которая называется $SU(3)$ -группой цветовой симметрии и обозначается $SU(3)_c$.

Если не учитывать различия в массах кварков и не принимать во внимание их заряды, то лагранжиан \mathcal{L}_q будет инвариантен еще и по отношению к преобразованиям

$$q_{i\alpha} \rightarrow q'_{i\alpha} = \sum_{i'} U_{ii'}^{(f)} q_{i'\alpha},$$

затрагивающим только сортовой индекс (цветовой индекс α закреплен), если матрица $U_{ii'}^{(f)}$ такова, что остается инвариантной квадратичная форма $\sum_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha}$:

$$\sum_i \bar{q}_{i\alpha} q_{i\alpha} = \sum_i \bar{q}'_{i\alpha} q'_{i\alpha}.$$

Эти преобразования образуют группу $SU(n)$. В частности, в случае трех сортов кварков возникает $SU(3)$ -симметрия ароматов, или *сортовая симметрия*.

Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Лагранжиан состоит из двух слагаемых — одного, не содержащего массы кварков, и другого, содержащего массы кварков. Первое слагаемое строго инвариантно от-

носительно преобразований группы $SU(n)$, а второе — инвариантно только в том случае, если массы кварков одинаковы. Так как массы кварков не одинаковы, то именно это слагаемое нарушает сортовую симметрию $SU(n)$, т. е. делает ее приближенной, в то время как цветовая симметрия является абсолютно точной. В действительности первое слагаемое значительно больше второго, так это нарушение $SU(n)$ -симметрий не очень велико; именно поэтому сортовая $SU(n)$ -симметрия и имеет физический смысл. Но следует помнить, что эта симметрия (ее обозначают через $SU(n)_f$) является приближенной, так же, как и изотопическая инвариантность в случае протона и нейтрона.

Ясно, что, так как преобразования $SU(3)_c$ и $SU(n)_f$ связаны с разными величинами (т. е. индексами i и α), или, как говорят, действуют в разных пространствах (аромата и цвета), то полной группой симметрии лагранжиана \mathcal{L}_q будут произведения преобразований $SU(3)_c$ и $SU(n)_f$; эту полную группу обозначают через $SU(3)_c \otimes SU(n)_f$.

Для $SU(3)$ -группы матрицы U , осуществляющие преобразования $q_{i\alpha}$, в простейшем случае будут 3×3 матрицами, имеющими структуру, аналогичную структуре приведенных выше матриц U для $SU(2)$ -группы:

$$U = \exp\left(\frac{i}{2} \cdot \sum_{i=1}^8 \omega_i \lambda_i\right),$$

где λ_i ($i = 1, 2, \dots, 8$) — восемь 3×3 -матриц, аналогичных трем 2×2 -матрицам Паули τ_i ($i = 1, 2, 3$) и ω_i — произвольные вещественные числа.

Конкретный вид матриц λ_i (они называются *матрицами Гелл-Манна*) таков:

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

Матрицы λ_i эрмитовы и имеют шпур (след), равный нулю. При этих условиях матрицы U будут унитарны и унимодулярны.

То, что матриц должно быть восемь, следует из того, что произвольная 3×3 -матрица имеет девять компонент, а если шпур ее равен нулю, то всего независимых компонент будет восемь. Именно по этой тривиальной причине число 8 имеет столь фундаментальное значение в теории $SU(3)$ -симметрии. Следует здесь в качестве курьеза упомянуть, что в первой работе Гелл-Манна теория $SU(3)$ -симметрии (сортовой, но не цветовой) была даже названа «восьмиричным путем» (The Eightfold Way) со ссылкой на «благородный восьмеричный путь», который был указан Буддой монахам, чтобы избежать страданий! *)

Для малых значений вещественных параметров ω_j матрица U имеет вид

$$U = 1 + \frac{i}{2} \sum_{j=1}^8 \omega_j \lambda_j.$$

Собственно эта формула позволяет найти преобразование U при любых ω_j ; поэтому матрицы λ_j называются *генераторами группы*.

Из восьми 3×3 -матриц с нулевым шпуром можно одновременно привести к диагональной форме только две матрицы. В соответствии с этим в $SU(3)$ -симметрии имеется два сохраняющихся квантовых числа — проекция изотопического спина (I_3) и странность (S). Напомним, что в $SU(2)$ -симметрии с тремя 2×2 -матрицами к диагональному виду можно привести только одну матрицу; в соответствии с этим в $SU(2)$ -симметрии имеется только одно сохраняющееся квантовое число — проекция изотопического спина (или обычный спин).

Матрицы $U = \exp\left(\frac{i}{2} \sum_j \omega_j \lambda_j\right)$ образуют простейшее нетривиальное представление группы $SU(3)$. При этом подвергаются преобразованию либо три кварка (т. е. их ароматы либо цвета), либо три антикварка. Это представление называется *фундаментальным*.

Но существует бесчисленное множество других представлений этой же группы. В них подвергаются преобра-

*) Он содержал следующие рекомендации: правильные взгляды; правильные намерения; правильная речь; правильные действия; правильный образ жизни; правильные условия; правильные размышления; правильное сосредоточение.

зованию величины, представляющие собой определенные произведения кварковых (q) и антикварковых (\bar{q}) волновых функций.

Если эти величины нельзя разбить на две группы таким образом, чтобы величины, входящие в каждую из групп, преобразовывались только друг через друга, то представление называется *неприводимым*; если же разбиение возможно, то представление называется *приводимым*. О величинах, которые подвергаются преобразованию согласно некоторому неприводимому представлению говорят, что они образуют *базис* представления.

Неприводимые представления группы $SU(3)$, играют важную роль в классификации адронов и разделении их на унитарные мультиплеты. Дело в том, что каждый элемент базиса, т. е. определенное произведение кварковых и антикварковых функций, представляет собой определенный «кварковый» состав, соответствующий определенному адрону. Весь же базис можно интерпретировать как совокупность адронов, относящихся к определенному унитарному мультиплету. Иными словами, каждый унитарный мультиплет соответствует определенному неприводимому представлению группы $SU(n)_f$.

Разъясним, как строится базис неприводимого представления. Обозначим волновые функции кварков через q_i , а волновые функции антикварков — через \bar{q}^j . Если адрон состоит из p_1 кварков и p_2 антикварков, то его волновая функция имеет структуру типа

$$\psi_{i_1 \dots i_{p_1}}^{j_1 \dots j_{p_2}} = q_{i_1} q_{i_2} \dots q_{i_{p_1}} \bar{q}^{j_1} \dots \bar{q}^{j_{p_2}}.$$

Чтобы функция ψ относилась к неприводимому представлению, необходимо ее симметризовать по всем верхним и по всем нижним индексам и, кроме того, результат сворачивания по одному верхнему и одному нижнему индексу должен обращаться в нуль, т. е.

$$\sum_j \psi_{i_1 \dots i_{p_1}}^{j_1 \dots j_{p_2}} = 0.$$

Полученные таким образом функции ψ носят название *неприводимых суперспиноров*.

Число независимых компонент неприводимого суперспинора с p_1 нижними и p_2 верхними симметризованными индексами $n(p_1, p_2)$ определяется формулой

$$n(p_1, p_2) = \frac{1}{2}(p_1 + 1)(p_2 + 1)(p_1 + p_2 + 2).$$

Таким образом, простейшие унитарные мультиплеты соответствуют следующим значениям p_1 и p_2 :

$$\begin{aligned} p_1 = 0, p_2 = 0, n = 1; & \quad p_1 = 1, p_2 = 1, n = 8; \\ p_1 = 3, p_2 = 0, n = 10; & \quad p_1 = 0, p_2 = 3, n = 10; \\ p_1 = 2, p_2 = 2, n = 27. & \end{aligned}$$

Они называются синглетом ($n = 1$), октетом ($n = 8$), декуплетом и антидекуплетом ($n = 10$), 27-плетом и обозначаются просто через 1, 8, 10, 10, 27. Заметим, что триплета здесь нет, так как он соответствует кваркам и антикваркам, обладающим дробными электрическими зарядами и гиперзарядами.

Адронное состояние из данного супермультиплета $SU(3)$ характеризуется числом единиц $p_1(1)$, числом двоек $p_1(2)$ и числом троек $p_1(3)$ среди p_1 нижних индексов ($p_1(1) + p_1(2) + p_1(3) = p_1$), а также числами единиц $p_2(1)$, двоек $p_2(2)$ и троек $p_2(3)$ среди верхних индексов ($p_2(1) + p_2(2) + p_2(3) = p_2$) неприводимого суперспинора. Величины проекции изотопического спина I_3 и гиперзаряда Y , равные алгебраической сумме соответствующих величин для кварков и антикварков рассматриваемого адронного состояния, определяются формулами

$$I_3 = [p_1(1) - p_1(2)]/2 - [p_2(1) - p_2(2)]/2,$$

$$\begin{aligned} Y &= [p_1(1) + p_1(2) - 2p_1(3)]/3 - [p_2(1) + p_2(2) - 2p_2(3)]/3 = \\ &= (p_1 - p_2)/3 - p_1(3) + p_2(3), \end{aligned}$$

откуда с помощью формулы Гелл-Манна — Нишиджимы легко получить электрический заряд рассматриваемого состояния:

$$Q = I_3 + Y/2 = (p_2 - p_1)/3 + p_1(1) - p_2(1).$$

При $p_1 - p_2 = 3n$ (n — целое число) Q и Y принимают только целые значения.

Рассмотрим подробнее октет группы $SU(3)$. Волновая функция октета ψ_j^i выражается через волновые функции кварков и антикварков следующим образом:

$$\psi_j^i = q_j \bar{q}^i - 1/3 \delta_j^i (q\bar{q}), \quad (q\bar{q}) \equiv q_i \bar{q}^i = q_1 \bar{q}^1 + q_2 \bar{q}^2 + q_3 \bar{q}^3,$$

где $\delta_j^i = 1$, если $i = j$, и $\delta_j^i = 0$, если $i \neq j$. Эту формулу

можно переписать также в виде трехрядной матрицы

$$\psi_j^i = \begin{bmatrix} q_1 \bar{q}^1 - 1/3 (\bar{q}q) & q_1 \bar{q}^2 & q_1 \bar{q}^3 \\ q_2 \bar{q}^1 & q_2 \bar{q}^2 - 1/3 (\bar{q}q) & q_2 \bar{q}^3 \\ q_3 \bar{q}^1 & q_3 \bar{q}^2 & q_3 \bar{q}^3 - 1/3 (\bar{q}q) \end{bmatrix}.$$

Зная квантовые числа (электрический заряд и гиперзаряд) кварков и псевдоскалярных мезонов, нетрудно установить «кварковое устройство» мезонов:

$$\eta = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}} = \frac{3}{\sqrt{6}} (\psi_1^1 + \psi_2^2),$$

$$\pi^+ = u\bar{d} = \psi_1^2, \pi^- = d\bar{u} = \psi_2^1, \text{ и т. д.}$$

Поэтому октет псевдоскалярных мезонов описывается в группе $SU(3)$, матрицей

$$\psi_j^i = P_j^i = \begin{bmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{bmatrix}$$

Мы видим, сколь фундаментальна роль приближенной симметрии ароматов в теории сильного взаимодействия.

Зачем же нужна еще группа цветовой симметрии? Кажалось бы, цвет кварков введен только для того, чтобы согласовать спин кварков с их статистикой, т. е. сделать так, чтобы не было противоречия с принципом Паули. Но оказывается, что именно цветовая симметрия лежит в основе кварковой динамики.

Новый, красивый вид симметрии, объединяющей непрерывные и дискретные преобразования, — суперсимметрия — был введен в 1972 г. Д. В. Волковым и независимо в 1974 г. Б. Зумино и др.¹⁾

Глобальные и локальные симметрии

Прежде чем разъяснить связь между внутренними симметриями и взаимодействиями, необходимо расширить понятие симметрии и различать глобальные и локальные симметрии.

¹⁾ Волков Д. В., Акулов В. П. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 621; Wess J., Zumino B. — Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 70, p. 39.

Если параметры, характеризующие преобразования симметрии, являются константами, то симметрия называется *глобальной*, если же величины, определяющие преобразования симметрии, не постоянны, т. е. зависят от пространственных координат и времени, то симметрия называется *локальной*.

Рассмотренные выше симметрии: инвариантность уравнения Шредингера относительно калибровочного преобразования ψ -функции, изотопическая инвариантность, $SU(3)_c$ - и $SU(n)_f$ -симметрии, определяются постоянными параметрами и являются поэтому глобальными симметриями.

Напротив, калибровочная инвариантность электромагнитного поля, преобразования которого определяются произвольными функциями координат и времени, представляет собой пример локальной симметрии.

Локальная симметрия представляется с физической точки зрения более естественной, чем глобальная симметрия. Действительно, когда мы рассматриваем глобальную симметрию и хотим применить ее к описанию свойств ограниченных в пространстве физических объектов или к описанию процессов, протекающих в ограниченные интервалы времени, то становится неясным, почему параметры, определяющие преобразования симметрии, должны быть одинаковы во всем мире и во все времена. В этом отношении, казалось бы, образцом должна быть теория электромагнитного поля, симметрия которого является не глобальной, а локальной, т. е. зависящей от мировой точки, в которой рассматривается поле. Поэтому возникает общий вопрос — можно ли сделать так, чтобы инвариантность теории была не только глобальной, но и локальной?

Простой пример показывает, что это сделать не так просто. Действительно, рассмотрим свободный электрон, волновая функция которого удовлетворяет уравнению Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi = E \psi,$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — лапласиан, E — энергия электрона и m — его масса. Если мы сделаем преобразование $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha} \psi$, то при $\alpha = \text{const}$ уравнение сохранит свой вид и для ψ' . Но если α есть функция координат, $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$, то уравнение для ψ' не будет иметь ничего общего с исходным уравнением для ψ .

Ситуация коренным образом изменяется, если электрон находится в электромагнитном поле A . В этом случае можно связать калибровочные преобразования ψ и A таким образом, чтобы уравнение Шредингера сохранило свой вид и для ψ' . Действительно, рассмотрим, например, уравнение Шредингера в постоянном магнитном поле, имеющем вид

$$\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E \psi,$$

где $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ и A зависит только от координат. Если сделать преобразование

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha(\mathbf{r})} \psi, \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' = \frac{\hbar c}{e} \frac{\partial \alpha}{\partial \mathbf{r}},$$

где $\alpha(\mathbf{r})$ — произвольная функция координат, то уравнение для ψ' примет вид

$$\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}' \right)^2 \psi' = E \psi',$$

т. е. будет совпадать с уравнением для ψ ; магнитное же поле при этом не изменится.

Можно, таким образом, сказать, что локальная калибровочная инвариантность теории электронного (точнее, электронно-позитронного) поля достигается только за счет наличия электромагнитного поля, чуждого само по себе электронному полю, но введение его делает теорию — всю, т. е. и теорию электронно-позитронного поля и теорию электромагнитного поля, иными словами, всю квантовую электродинамику, — локально калибровочно-инвариантной.

Общий вывод заключается в следующем. Если физическая теория инвариантна относительно некоторой глобальной симметрии и мы хотим, чтобы теория была инвариантной и относительно соответствующей локальной симметрии, то этого можно достичь только путем включения новых физических полей.

То, что переход от глобальной к локальной симметрии может приводить к появлению добавочных сил, иллюстрирует следующий простой пример. Рассмотрим резиновый упругий шарик, точки поверхности которого снабжены каким-то способом координатами, например нанесением сетки меридианов и параллелей. Поворот шарика как целого — пример глобальной симметрии, при которой форма

шарика не меняется, а положение всех точек на его поверхности смещается на один и тот же угол. Но можно представить себе и другие преобразования, оставляющие форму шарика неизменной: если шарик идеально упругий, то можно было бы смещать точки на его поверхности одну относительно другой, не изменяя при этом расстояния их от центра. Но эти преобразования являются локальными, поскольку смещения различных точек разные. Принципиальным при этом является то обстоятельство, что из-за натяжений в резине между смещенными по-разному точками должны появиться упругие силы.

Возникновение новых физических полей при расширении симметрии — от глобальной к локальной — представляет собой универсальное явление и мы разъясним его на примере общей теории относительности, являющейся одновременно релятивистской теорией гравитации.

Специальная теория относительности имеет дело только с инерциальными системами отсчета, координаты и моменты времени в которых для каждого события (каждой мировой точки) связаны между собой преобразованиями Лоренца. Преобразования Лоренца образуют группу, которая определяет симметрию пространства-времени, причем симметрия эта глобальная, ибо относительные скорости систем, входящие в преобразования Лоренца, являются константами, не зависящими ни от пространственных координат, ни от времени.

Законы природы должны быть инвариантными относительно преобразований этой глобальной симметрии — таково требование специальной теории относительности.

Но почему нужно ограничиваться инерциальными системами отсчета? Существует бесчисленное множество неинерциальных систем отсчета, и ими также можно пользоваться при описании физических явлений.

В общей теории относительности допускаются любые четырехмерные системы координат и требуется, чтобы законы природы формулировались единым образом для всех четырехмерных систем координат, т. е. требуется, чтобы общая формулировка законов природы не зависела от выбора системы координат. При этом теряет смысл понятие системы отсчета, которым пользуется специальная теория относительности, где под системой отсчета понимается некоторая совокупность покоящихся друг относительно друга тел и совокупность часов, одинаково идущих в пределах системы отсчета. Теперь в каждой мировой точке нужно пользоваться своей локальной си-

стемой отсчета, имеющей свойства системы отсчета специальной теории относительности, иными словами, теперь мы должны иметь бесконечно много локальных систем отсчета.

Но безобиден ли переход от глобальной к локальным системам отсчета, т. е. от инерциальных к неинерциальным системам?

Переход этот не прост, ибо он прежде всего требует введения нового поля — гравитационного.

Далее, заметим, что в неинерциальных системах возникают специфические силы, связанные с неинерциальностью системы, например центробежная сила или сила Кориолиса, которых нет в инерциальных системах отсчета. Важнейшей особенностью сил инерции является то, что ускорения, вызываемые ими, не зависят от массы движущегося тела. Благодаря этому возникает аналогия, которая переходит в глубокую физическую связь между неинерциальными системами и гравитационными полями.

Можно указать, например, на неотличимость силы инерции, возникающей в неинерциальной системе, движущейся прямолинейно и равномерно-ускоренно, от однородного гравитационного поля. Это явление называется *принципом эквивалентности*.

Однако принцип эквивалентности является более универсальным, чем кажется на первый взгляд. Дело в том, что не только механические движения, но и все другие физические процессы протекают совершенно одинаково как в неинерциальной системе отсчета, движущейся с постоянным ускорением, так и в инерциальной системе отсчета, в которой действует однородное гравитационное поле.

Отсюда можно заключить, что невозможно последовательно пользоваться неинерциальными системами отсчета, пренебрегая гравитационными силами.

Если в классической механике Ньютона ввести в уравнение движения силы инерции, то после этого можно забыть о том, что мы используем неинерциальную систему отсчета: после учета сил инерции неинерциальная система не отличается от инерциальной.

Но ситуация становится более сложной в теории относительности. Действительно, рассмотрим диск, могущий вращаться вокруг оси, перпендикулярной его плоскости и проходящей через центр диска (ось z). Имея масштабную линейку размера a , сделаем на периферии диска и одном из его радиусов отметки на равном расстоянии a одна от

другой. Отношение чисел отметок на периферии и по радиусу будет, естественно, при малом a близко к 2π .

Пусть теперь диск начинает равномерно вращаться вокруг оси z и наблюдатель, находящийся на диске, предпринимает измерение длины окружности диска и его радиуса своей прежней масштабной линейкой. Прикладывая линейку вдоль окружности, наблюдатель обнаружит, что она укладывается вдоль периферии большее число раз, т. е. он получит больше отметок, чем в том случае, когда диск покоился. Число же отметок вдоль радиуса не изменится. Произойдет это вследствие лоренцева сокращения длины линейки, если она направлена вдоль движения. Так как лоренцево сокращение определяется величиной $\sqrt{1 - v^2/c^2}$, где v — скорость периферии диска, то наблюдатель, находящийся на вращающемся диске, придет к выводу, что отношение длины окружности (периферии диска) к ее радиусу равно не 2π , как было в случае покоящегося диска, а $2\pi/\sqrt{1 - v^2/c^2}$, где $v = \omega R$ — скорость периферии диска (R — его радиус, ω — угловая скорость вращения).

Вращающийся диск представляет собой неинерциальную систему отсчета. Поэтому мы приходим к выводу, что в неинерциальных системах пространство не является евклидовым.

Но неинерциальные системы эквивалентны некоторым гравитационным полям. Поэтому в гравитационном поле пространство перестает быть евклидовым. Это значит, что геометрические свойства пространства не могут быть чем-то абсолютным даже в смысле специальной теории относительности, а должны зависеть от гравитационных полей.

С другой стороны, гравитационные поля создаются материей. Поэтому мы приходим к выводу, что геометрия пространства зависит, а точнее говоря, определяется материей. Иными словами, геометрия пространства теряет свое самостоятельное существование, и становится как бы частью физики. Пространство, как мы знаем, теснейшим образом связано со временем. Поэтому можно сказать, что не только свойства пространства, но и свойства времени, определяются в конечном счете материей — ее характером и структурой, распределением в пространстве и состоянием движения.

В этом заключается основная идея общей теории относительности, созданной Эйнштейном.

«Если система физических законов инвариантна относительно некоторой глобальной симметрии, то более сильное требование инвариантности относительно локальной симметрии можно выполнить только введением новых полей, которые приводят к появлению новых сил. Эти поля называются калибровочными полями, они связаны с новыми частицами, и силы можно представить как результат обмена этими частицами. Так, гравитация — калибровочное поле для локальной инвариантности относительно преобразований Пуанкаре, а сила тяготения возникает из требования, чтобы эта симметрия была локальной.

Существование электромагнитных сил также можно вывести из требования локальности симметрии. В квантовой теории поля заряженные частицы описываются комплексными полями, так что в каждой точке заданы две величины: амплитуда и фаза. Амплитуда измеряет вероятность найти частицу в данной точке, а фаза характеризует волновые свойства частиц. Наблюдаемые величины, такие как полная энергия системы заряженных частиц, не меняется при сдвиге фазы на некоторую величину, одинаковую во всех точках. Таким образом, поле обладает глобальной симметрией относительно сдвига фаз. Локальная симметрия требует инвариантности наблюдаемых относительно независимого изменения фазы в разных точках. Чтобы устроить локальную симметрию, необходимо ввести калибровочное поле; кванты этого поля — фотоны, вызывающие электромагнитные силы. При наличии лишь глобальной симметрии не было бы ни электромагнитных сил, ни света»¹⁾.

Расширение симметрии с глобального до локального уровня требует введения новых полей, но следует иметь в виду, что динамика полей не определяется только условием расширения симметрии.

Теперь мы перейдем к симметриям сильного и слабого взаимодействий и попытаемся расширить их с глобального до локального уровня.

Начнем с сильного взаимодействия, которое, как мы видели, обладает точной цветовой симметрией $SU(3)_c$. Эта симметрия глобальная и преобразования ее, бесконечно

¹⁾ Фридман Д., ван Ньювенхейзен П. Супергравитация и унификация законов физики.— УФН, 1979, т. 128, с. 135.

близкие к единичному, имеют вид

$$U^{(c)} = 1 + \frac{i}{2} \sum_{j=1}^8 \omega_j \lambda_j$$

где λ_j — восемь генераторов группы (это — матрицы Гелл-Манна, которые выше были приведены) и ω_j — восемь вещественных констант.

Чтобы симметрия стала локальной, параметры группы ω_i должны стать функциями пространственных координат (а также времени). Чтобы понять, к чему это должно приводить, вспомним калибровочное преобразование ψ -функции электрона, $\psi \rightarrow \psi' = U\psi$, где $U = e^{i\alpha}$. Преобразование, близкое к единичному, имеет вид $U = 1 + i\alpha$. Это преобразование аналогично преобразованию $U^{(c)}$ — только теперь у нас нет восьми матриц λ_i , а перед параметром группы α стоит единичная матрица.

Чтобы сделать калибровочное преобразование локальным, т. е. считать параметр α функцией пространственных координат (а также времени) и сохранить при этом инвариантность теории, необходимо ввести, как уже разъяснялось, новое поле. Мы ввели электромагнитное поле, описываемое 4-вектором электромагнитного потенциала A_μ (μ — векторный индекс в 4-пространстве). Тензор электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ связан с A_μ соотношением

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$$

а напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей — соотношениями

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}_\mu \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi$$

(четвертая компонента A_μ равна φ).

Возвратимся к группе $SU(3)_c$. По сравнению с калибровочным преобразованием U электрона у нас теперь не один, а восемь параметров ω_i . Но если они станут функциями координат и времени и мы хотим сохранить инвариантность теории, т. е. теории сильного взаимодействия (иными словами, динамики кварков), то мы должны ввести восемь новых полей. Именно, на каждый параметр ω_i следует ввести 4-вектор, аналогичный 4-вектору электромагнитного потенциала. Таким образом, мы должны ввести восемь 4-векторов, которые обозначаются через $G_{\mu A}$, где индекс A соответствует номеру генератора ($A =$

$= 1, 2, \dots, 8$) — он называется цветовым индексом — и μ — по-прежнему, векторный индекс.

Введенные поля — их восемь — носят название *глюонных* полей. Они аналогичны электромагнитному полю и так же, как электромагнитное поле обуславливает взаимодействие между электронами (и позитронами), так и глюонные поля обуславливают взаимодействие между кварками (и антикварками). Взаимодействия эти возникают в результате обмена квантами соответствующих полей: в случае электромагнитного поля — это фотоны, обмен которыми приводит к взаимодействию между электронами, и в случае глюонных полей — это глюоны (их восемь сортов), обмен которыми приводит к взаимодействию между кварками. Таким образом, глюоны в конечном счете ответственны за образование адронов.

Введя глюонные 4-потенциалы G_{μ}^A , можно определить и глюонные поля, аналогичные электромагнитному полю $F_{\mu\nu}$. Формулы получаются более сложные:

$$F_{\mu\nu}^A = \frac{\partial G_{\nu}^A}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial G_{\mu}^A}{\partial x_{\nu}} - g_s C_{ABC} G_{\mu}^B G_{\nu}^C.$$

Здесь g_s — некоторая константа, характеризующая связь глюонных полей с кварковыми полями, а также глюонных полей между собой и C_{ABC} — некоторые величины, определяемые структурой матриц λ_i (по индексам B и C они суммируются от 1 до 8). Эти матрицы определяют также цветовые заряды $R-G$, $G-B$, $B-R$, о которых мы говорили в разделе о цветных кварках и глюонах.

Поля, которые вводятся для того, чтобы сохранить инвариантность теории при расширении симметрии от глобальной до локальной, носят название *калибровочных*. Таким образом, глюонные поля — это калибровочные поля. Такими же полями являются электромагнитное поле и гравитационное поле.

С каждым полем связаны некоторые частицы — кванты этого поля. С электромагнитным полем связаны фотоны, с глюонными полями — глюоны, с гравитационным полем — гравитоны. Все эти частицы являются безмассовыми. Таково общее свойство квантов калибровочных полей.

Итак, расширение цветовой симметрии с глобального до локального уровня приводит к введению новых полей — глюонных, которые обуславливают взаимодействие между кварками.

Симметрия — в данном случае $SU(3)$, — лежит в основе кварковой динамики. Мы должны теперь перейти к слабому взаимодействию и тоже попытаться объяснить его с позиций расширения понятия симметрии взаимодействия с глобального на локальный уровень. Речь будет идти о расширении лептонной изотопической инвариантности для левого электрона и левого нейтрино с глобального до локального уровня. При этом также возникают новые поля — поля промежуточных бозонов, которые выполняют функции переносчиков слабого взаимодействия. Эти частицы «при рождении», так же как фотоны и глюоны, не имеют массы, но так как симметрия электрон — нейтрино является приближенной, то их нужно «одеть», т. е. сделать так, чтобы они получили конечную массу. Это достигается путем специального механизма, который мы далее рассмотрим, а пока закончим этот раздел словами Янга, который в своей лекции «Эйнштейн и физика второй половины XX века» говорил:

«Первым важным принципом симметрии в фундаментальной физике была лоренц-инвариантность, обнаруженная как математическое свойство уравнений Максвелла, которые в свою очередь были основаны на экспериментально наблюдаемых законах электромагнетизма. В этой цепочке обнаружение инвариантности, или симметрии, было вторичным. В своих «Автобиографических заметках» Эйнштейн подчеркивал заслуги Г. Минковского в обращении этой цепочки. Начав с лоренц-инвариантности, Минковский потребовал, чтобы все полевые уравнения были ковариантны относительно этой симметрии.

Могущество физических следствий из принципов симметрии произвело глубокое впечатление на самого Эйнштейна, и он начал работать над расширением лоренц-инвариантности. Это, в совокупности с принципом эквивалентности, привело к общей теории относительности. Мы можем утверждать, что Эйнштейн ввел в обращение принцип: взаимодействия диктуются симметрией. Этот принцип сыграл в последние годы важную роль в зарождении различных теорий поля».

Асимптотическая свобода

Возвратимся снова к кварк-глюонному взаимодействию и сравним его с электронно-фотонным взаимодействием.

Электронно-фотонное взаимодействие определяется электрическим зарядом электрона, причем электрическим

варядом обладает только электронно-позитронное поле, фотонное же поле, являющееся переносчиком электромагнитного взаимодействия, электрически нейтрально.

Кварк-глюонное взаимодействие определяется не электрическим зарядом кварка, а специфическим зарядом — цветовым зарядом и переносится глюонными полями, причем цветовым зарядом обладают как кварки, так и переносчики взаимодействия — глюоны. Иными словами, это взаимодействие осуществляется заряженными (цветным зарядом) полями. Полей этих восемь, а зарядов, строго говоря, — три (мы обозначали их в разделе о цветных кварках и глюонах через $R - G, G - B, B - R$), но по существу они определяются одной константой g_s (она входит в выражение для глюонных полей $F_{\mu\nu}^A$), которую обыкновенно и называют цветовым зарядом. Константа электронно-фотонного взаимодействия определяется как $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, а константа кварк-глюонного взаимодействия как $\alpha_c = \frac{g_s^2}{4\pi}$.

Существенным свойством глюонных полей является то, что они взаимодействуют друг с другом. Поэтому говорят, что глюонное поле — это поле с самодействием. Самодействие определяется тем же цветовым зарядом g_s , что и взаимодействие глюонов с кварками.

Таким образом, глюонное поле является полем нелинейным. Поэтому глюоны могут испускать и поглощать друг друга. Если сравнить глюоны со светом, то это будет, по образному выражению Л. Б. Окуня, «самосветящийся свет», т. е. свет как бы сам испускает свет.

Откуда возникают такие удивительные свойства глюонного поля? Оказывается, что они заключены в свойствах цветовой симметрии $SU(3)_c$. Если сравнивать эту группу симметрии с калибровочной группой симметрии квантовой электродинамики (КЭ), то различие будет заключаться в том, что группа $SU(3)_c$ — неабелева, а группа калибровочных преобразований в КЭ — абелева. Именно неабелев характер группы цветовой симметрии и приводит к особенностям глюонного поля и делает его «самосветящимся».

Но этим дело не ограничивается. Неабелев характер группы $SU(3)_c$, или, как говорят, неабелев характер глюонного поля, приводит к удивительному свойству кварк-глюонного взаимодействия — оно мало на малых

расстояниях между кварками и растет с увеличением этого расстояния. Дело в том, что интенсивность кварк-глюонного взаимодействия зависит не только от величины цветового заряда, но еще и от переданного импульса (от кварков к глюонам). Чем больше этот импульс, тем меньше интенсивность взаимодействия. Но большим импульсам соответствуют малые расстояния. Поэтому, если ввести эффективный цветовой заряд, определяющий интенсивность взаимодействия, то он будет уменьшаться с ростом переданного импульса или уменьшением расстояния. При стремлении переданного импульса к бесконечности, т. е. уменьшении расстояния до нуля, эффективный цветовой заряд будет стремиться к нулю. Это замечательное явление носит название *асимптотической свободы*. Именно это явление и объясняет успех партонной гипотезы — на малых расстояниях кварки в адронах ведут себя почти как свободные частицы — партоны. Однако взаимодействие между взаимно дополнительными цветовыми зарядами в белых адронах на расстояниях порядка размеров адронов столь велико, что развести их на большие расстояния невозможно. Это утверждение, называемое *гипотезой конфайнмента* (пленения) кварков и глюонов внутри белых адронов, находится в согласии со всеми экспериментальными фактами, относящимися к сильному взаимодействию.

Асимптотическая свобода является следствием неабелевого характера глюонного поля. Она может возникнуть только в том случае, если калибровочная симметрия, с которой связано возникновение поля (при переходе от глобальной к локальной инвариантности), характеризуется неабелевой группой. В случае абелевых калибровочных симметрий асимптотической свободы не возникает.

Чтобы разъяснить это фундаментальное обстоятельство, рассмотрим сперва квантовую электродинамику, калибровочная симметрия которой является абелевой.

Взаимодействие между электронно-позитронным и электромагнитным полями определяется зарядом электрона e , играющим роль константы взаимодействия между полями. Эту величину — заряд реального электрона — следует отличить от заряда «голого» электрона e_0 — гипотетического электрона, изолированного от окружающего мира.

Отличие e от e_0 связано с тем, что заряд e_0 поляризует вакуум, т. е. создает вокруг себя электронно-позитронные пары. При этом естественно, что компоненты

пар со знаком заряда, противоположным знаку e_0 , будут приближаться к e_0 , а компоненты пар с тем же зарядом — удаляются от e_0 . В результате для внешнего наблюдателя, находящегося от заряда e на расстоянии, большем электронной комптоновской длины волны \hbar/mc , заряд e_0 будет экранирован. Экранировка будет восприниматься как уменьшение заряда. Уменьшенный таким образом заряд и будет представлять собой величину e , которую можно интерпретировать как эффективный заряд электрона. На рис. 42 схематически показано распределение плотности $\rho_0(r)$ исходного заряда e_0 («голового»

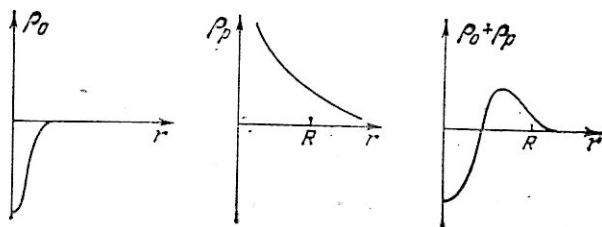


Рис. 42. Распределения плотностей электрического заряда

заряда), распределение плотности заряда $\rho_p(r)$, индуцированного поляризацией облака виртуальных пар, и, наконец, суммарная плотность заряда $\rho_0 + \rho_p$, соответствующая эффективному заряду e (все эти величины изображены как функции расстояния r от «центра» голого заряда).

На рис. 43 изображена диаграмма Фейнмана, соответствующая поляризации вакуума в квантовой электродинамике. Петля изображает здесь виртуальную электронно-позитронную пару, а волнистая линия — виртуальный фотон с 4-импульсом k , испущенный зарядом e_0 . От этого импульса и будет зависеть эффективный заряд электрона $e \equiv e(k, e_0)$. Зависимость имеет следующий вид:

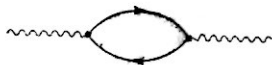


Рис. 43. Вклад e^+e^- -пар в поляризацию вакуума

$$e^2(k, e_0) = e_0^2 \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{|k^2|} \right)^{-1}$$

где Λ — так называемый предельный импульс (импульсы частиц в квантовой электродинамике не должны превосходить Λ , так как при этом возникают расходимости,

и теория теряет смысл, хотя по идее мы должны были бы считать $\Lambda \rightarrow \infty$).

Эта формула, справедливая при $|k^2| \ll \Lambda^2$, показывает, во-первых, что $e^2 < e_0^2$, как и должно быть в силу эффекта экранировки заряда при поляризации вакуума, и, во-вторых, что с ростом $|k^2|$ (вектор k называют *переданным импульсом*) эффективный заряд увеличивается. Так и должно быть, так как большим $|k^2|$ соответствуют меньшие расстояния.

Переданный импульс $|k|$ связан с расстоянием r до центра заряда соотношением $r = \hbar/|k|$. Поэтому, если выразить эффективный заряд как функцию рассеяния r , то мы получим

$$e^2(r, e_0) = e_0^2 \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{r^2}{r_0^2} \right)^{-1},$$

где $r_0 = \hbar/\Lambda$.

Длина r_0 очень мала, так как предельный импульс очень велик и формула справедлива при $r > r_0$. Если считать формально, что логарифмический член значительно больше единицы, то мы получим формулу:

$$e^2(r, e_0) = 12\pi^2 / \ln(r^2/r_0^2),$$

в которую вообще не входит исходный заряд e_0 .

Если устремить r_0 к нулю (т. е. $\Lambda \rightarrow \infty$), то эффективный заряд обратится в нуль независимо от величины e_0 . Это так называемая *нуллификация заряда* Ландау — Померанчука, происходящая благодаря полному экранированию заряда при $\Lambda \rightarrow \infty$. (Мы говорили о ней в главе, посвященной квантовой электродинамике.)

В действительности, конечно, никакой нуллификации заряда нет, а пришли мы к ней потому, что сделали формально предельный переход, что не законно, так как при этом квантовая электродинамика несправедлива.

Поляризация электронно-позитронного вакуума приводит к модификации закона Кулона. Именно, если взять пробный заряд Q , то потенциал, создаваемый им, будет равен Q/r только на больших расстояниях $r \gg \hbar/mc$ (m — масса электрона). Если же $r \ll \hbar/mc$, то потенциал будет определяться формулой

$$\varphi = Q(r)/r;$$

здесь $Q(r)$ — эффективный заряд:

$$Q(r) = Q \left[1 + \frac{\alpha}{3\pi} \ln \left(\frac{\hbar}{mcr} \right)^2 \right],$$

где $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры. (Эта формула соответствует приведенной выше формуле для эффективного заряда и представляет собой первые два члена разложения последней по степеням α .)

Перейдем теперь от квантовой электродинамики (КЭ) к квантовой хромодинамике (КХД), объектами которой, вместо электронно-позитронного и электромагнитного полей, являются кварковые и глюонные поля. При этом вместо «затравочного» электрического заряда электрона e_0 выступает «затравочный» цветовой заряд g_{c0} , играющий роль константы взаимодействия между полями. Однако он не является только принадлежностью кваркового поля: глюонное поле также несет этот заряд. Ясно, что подобно ситуации в КЭ мы должны наряду с затравочным цветовым зарядом g_{c0} рассматривать эффективный цветовой заряд $g_c(k, g_{c0})$, определяющий интенсивность кварк-глюонного поля и зависящий от переданного импульса k и затравочного заряда g_{c0} . На первый взгляд кажется, что в КХД не будет различия по сравнению со случаем КЭ — ведь эффект поляризации вакуума (и поэтому эффект экранировки заряда) должен быть и в

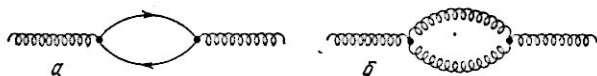


Рис. 44. Поляризация вакуума во втором порядке по константе кварк-глюонного взаимодействия: вклад фермионов (а), вклад глюонов (б)

КХД. Это утверждение верно и ему отвечает диаграмма рис. 44, а, соответствующая поляризации вакуума. На ней сплошные линии относятся к кваркам (петля изображает кварк-антикварковую пару), а волнообразные линии — к глюонам.

Но замечательным свойством неабелевых полей является то, что для них наряду с эффектом экранирования имеет место еще эффект антиэкранирования, т. е. эффект уменьшения эффективного цветового заряда при увеличении переданного импульса или уменьшении расстояния. Этот эффект присущ только неабелевым полям и связан с тем, что глюонное поле может само переносить цвето-

вой заряд. Простейшая диаграмма Фейнмана, соответствующая этому эффекту, изображена на рис. 44, б. Мы должны учитывать как диаграмму рис. 44, а, соответствующую эффекту экранировки, так и эту диаграмму (рис. 44, б), соответствующую эффекту антиэкранировки. Ясно, что вклад диаграмм первого типа будет тем больше, чем больше в нашем распоряжении сортов — ароматов кварков. Но если их число меньше $33/2$, то эффект антиэкранировки оказывается более существенным — и эффективная константа взаимодействия оказывается убывающей функцией переданного импульса, т. е. функцией, убывающей с уменьшением расстояния. В этом случае эффективная константа взаимодействия равна

$$g_c^2(k, g_{c0}) = 16\pi^2 [\beta_0 \ln(k^2/\Lambda_s^2)]^{-1},$$

где Λ_s — некоторая константа размерности импульса, $\beta_0 = 11 - 2/3 n_f$ и n_f — число сортов кварков.

Эффекту антиэкранировки соответствует модификация закона Кулона для цветовых зарядов, отличающаяся от рассмотренной выше модификации закона Кулона в КЭ. Именно в КХД потенциал, создаваемый цветовым зарядом Q_c на расстоянии r , будет определяться формулой

$$\varphi_c = Q_c(r)/r,$$

где эффективный заряд определяется формулой

$$Q_c(r) = Q_c [1 + \gamma g_c^2 \ln(r^2/r_0^2)]$$

(γ и r_0 — некоторые константы).

Мы видим, что цветовой заряд как бы «разбухает», или расширяется, а расширение это происходит потому, что само глюонное поле, наряду с кварками, переносит цветовой заряд. Действительно, рассмотрим какой-либо кварк в вакууме. Он будет окружен как виртуальными кварк-антикварковыми парами, так и виртуальными глюонами. При этом «облако» кварк-антикварковых пар будет поляризовано таким образом, что антикварки будут расположены ближе к рассматриваемому кварку и будут поэтому экранировать его цветовой заряд. Что же касается виртуальных глюонов, то действие их будет прямо противоположное — цветовой заряд глюонов будет такой же, как и у рассматриваемого кварка. Он и вызывает эффективное «разбухание» заряда кварка. Именно это и означает антиэкранировку, лежащую в основе явления асимптотической свободы, т. е. обращения эффективной константы взаимодействия $g_c(k)$ в нуль при $k \rightarrow \infty$.

Асимптотическая свобода кварков объясняет, как уже указывалось, успех гипотезы партонгов. Но асимптотическая свобода достигается только в пределе $k \rightarrow \infty$, при конечных же k она выполняется приближенно, поэтому должны быть отклонения от скейлинга в глубоко неупругом рассеянии электронов адронами, который справедлив в партонной модели. Именно, если ввести в задачу о рассеянии электронов адронами структурные функции $W_1(v, q^2) \equiv F_1$ и $\frac{v}{2m^2} W_2(v, q^2) \equiv F_2$, то в партонной модели эти функции будут зависеть только от одной переменной $\omega = 2v/(-q^2)$ (напомним, что $q^2 < 0$). Но в действительности они зависят как от ω , так и от q^2 . Если определить моменты этих функций, т. е. интегралы $\int_1^0 x^n F_{1,2} dx$, где $x = 1/\omega$, то они будут отличаться от констант, характерных для скейлинга, на величины типа $(\ln q^2/M^2)^{-\alpha_n}$, где $\alpha_n > 0$ и M — некоторая константа.

Отметим также, что в партонной модели величина

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)},$$

где $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ и $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ — сечения процессов $e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}$, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, представляет собой константу, равную $R_0 = \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2/e^2$ (e_i — заряды кварков, участвующих в процессе). В КХД же с асимптотической свободой R будет зависеть от переданного импульса q , причем зависимость будет слабой и поправка к R_0 будет определяться формулой вида $[a \ln(q^2/M^2)]^{-\alpha_n}$, где a и M — константы. При $q^2 \rightarrow \infty$ поправка исчезает.

Подводя итоги, можно сказать, что теория цветных кварков, взаимодействующих с безмассовыми цветными глюонами, которая основана на локальной цветовой симметрии $SU(3)_c$, с единой точки зрения объясняет основные свойства сильного взаимодействия.

Единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий

Рассматривая слабое взаимодействие, мы проводили аналогию между слабым и электромагнитным взаимодействиями и говорили, что подобно тому, как электромаг-

питное взаимодействие обусловлено обменом фотонами, так слабое взаимодействие обусловлено обменом W - и Z^0 -бозонами. Потом мы отошли от этой концепции обмена, так как масса промежуточных бозонов очень велика и имеется обширная низкоэнергетическая область динамики слабых процессов, которая не требует для своего описания представления о W - и Z -бозонах, а может целиком базироваться на теории универсального четырехфермионного взаимодействия. Приложениями этой теории мы и занимались.

Теперь мы вернемся к концепции промежуточных бозонов — прежде всего с целью показать, как они должны быть введены в физическую теорию. Мы воспользуемся при этом тем же методом, которым мы пользовались при введении глюонов — переносчиков сильного взаимодействия: поля промежуточных бозонов должны быть введены, как и глюонные поля, таким образом, чтобы происходило расширение некоторой симметрии от глобального до локального уровня.

Но прежде чем рассматривать эту симметрию, остановимся на исходном «строительном» материале, т. е. исходных частицах, лагранжиан которых будет обладать интересующей нас симметрией.

Исходными частицами являются электрон и электронное нейтрино, массы которых для наиболее четкого выявления симметрии считаются вначале равными нулю. В слабых процессах участвует, как мы знаем, только левое нейтрино ν_L (со спиральностью $-1/2$). С ним «спарен» левый электрон e_L (также со спиральностью $-1/2$), который вместе с ν_L входит в заряженный слабый ток (правого заряженного тока нет!). Поэтому свободный лептонный лагранжиан удобно записать в виде

$$\mathcal{L}_l^{(0)} = i\bar{L}'\hat{D}L + i\bar{R}\hat{D}R,$$

где L — лептонный дублет,

$$L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}_x$$

$R = e_R$ — лептонный синглет (ν_L, e_L, e_R — векторы состояний левого нейтрино, левого электрона и правого электрона) и $\hat{D} = \gamma_\mu \partial / \partial x_\mu$ — знакомый уже нам дифференциальный оператор, содержащий матрицы Дирака γ_μ .

Смысл этих понятий (дублета и синглета) становится ясным из симметрии лептонного лагранжиана. Так как

мы не допускаем перемешивания или суперпонирирования левых и правых лептонных состояний, то лагранжиан будет инвариантен по отношению к преобразованиям группы $SU(2)$ (а не $SU(3)$, хотя имеется три состояния $\nu_L, e_L, e_R!$). Допустимые преобразования имеют вид

$$R \rightarrow R' = R, \quad L \rightarrow L' = e^{i\tau\omega/2}L,$$

где τ — три матрицы Паули, всегда определяющие преобразование $SU(2)$ и ω — три произвольных вещественных числа. Эту группу мы будем обозначать через $SU(2)_W$. Преобразования ее производят суперпозицию состояний левых нейтрино и электрона, которые при пренебрежении массами этих частиц, эквивалентны исходным состояниям. Эта группа аналогична группе изотопического спина в случае нуклона. Поэтому естественно назвать ее группой лептонного изоспина. Левый нейтрино и левый электрон образуют лептонный изодублет. Мы можем ввести понятие лептонного изоспина — он равен $1/2$ — и считать, что проекция лептонного изоспина левого нейтрино равна, скажем, $+1/2$, а проекция лептонного изоспина левого электрона равна $-1/2$. Но нужно иметь в виду, что лептонный изоспин не имеет ничего общего с нуклонным (и, вообще, адронным) изотопическим спином. Речь идет только об одинаковых групповых свойствах, т. е. свойствах симметрии. По этой же терминологии состояние правого электрона e_R мы должны считать лептонным изосинглетом. (Изосинглетом будет также и состояние правого нейтрино ν_R , если, конечно, масса нейтрино отлична от нуля.)

Лагранжиан $\mathcal{L}_l^{(0)}$ инвариантен, очевидно, также и по отношению к калибровочным преобразованиям типа $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi$, о которых мы уже говорили при рассмотрении уравнения Шредингера.

Инвариантность по отношению к этим преобразованиям в случае квантовой электродинамики связана с законом сохранения электрического заряда. В других случаях (т. е. в других теориях) также имеется эта инвариантность — например, для лагранжиана $\mathcal{L}_l^{(0)}$, и всегда связана с сохранением некоторого заряда. Мы говорим некоторого, потому что заряд не обязательно должен быть электрический — это может быть и барионный заряд, и лептонный заряд, и гиперзаряд и т. д. Нас будет интересовать лептонный гиперзаряд частиц Y_L (поскольку с ним будут взаимодействовать калибровочные поля,

которые возникнут при расширении симметрии) и соответствующую группу преобразований мы обозначим через $U(1)_Y$. Она объединяет преобразования вида $e^{iY_L\alpha}$, где вместо α мы написали $Y_L\alpha$; группа эта, очевидно, абелева. Лептонный гиперзаряд Y_L определяется как удвоенное значение среднего электрического заряда Q в пределах изомультиплета (в данном случае лептонного). Поэтому

$$Y_L = -1 \quad \text{для } e_L \text{ и } \nu_L,$$

$$Y_L = -2 \quad \text{для } e_{R1}$$

$$Y_L = 0 \quad \text{для } \nu_R.$$

Заметим, что заряд частицы Q связан с Y_L и проекцией лептонного изотопического спина I_{L3} соотношением

$$Q = I_{L3} + 1/2 Y_L.$$

Теперь мы можем окончательно определить группу глобальной симметрии лагранжиана наших лептонов. Она представляет собой прямое произведение абелевой калибровочной группы $U(1)_Y$ и группы лептонного изоспина $SU(2)_W$, т. е. группу $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$.

Эту глобальную группу мы должны расширить до локального уровня, т. е. сделать так, чтобы параметры группы ω и α стали непрерывными функциями пространственных координат и времени. Чтобы теория осталась при этом инвариантной по отношению к преобразованиям локальной группы, необходимо ввести — так же, как и в случае локальной цветовой $SU(3)_C$ -симметрии, — новые поля. Полей должно быть четыре — по одному на каждый параметр группы $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \alpha$. Поля эти называются калибровочными и каждое из них представляет собой 4-вектор, подобный 4-вектору электромагнитного потенциала. Поля, связанные с группой $SU(2)_W$, обозначаются через $A_\mu^{(1)}, A_\mu^{(2)}, A_\mu^{(3)}$ (μ — релятивистский индекс), а поле, связанное с абелевой группой $U(1)_Y$, — через B_μ . Все эти поля — безмассовые, т. е. частицы, связанные с полями, имеют нулевую массу.

Поскольку поле B_μ возникает от расширения группы $U(1)_Y$, связанной с сохранением гиперзаряда Y_L , то оно взаимодействует с гиперзарядом Y_L , подобно тому, как электромагнитное поле A_μ взаимодействует с электрическим зарядом Q .

Введенные поля взаимодействуют с лептонами. Чтобы описать это взаимодействие, нужно вспомнить, как вво-

дится электромагнитное поле в уравнение Шредингера. В этом случае оператор импульса $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ заменяется на $\left(\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)$, где \mathbf{A} — векторный потенциал, e — заряд частицы. В четырехмерной форме эта замена имеет вид $\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu$ ($\hbar = c = 1$).

В рассматриваемой нами теории слабого взаимодействия производная $\partial/\partial x_\mu$, входящая в $\widehat{D} \equiv \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu}$, должна быть заменена на «удлиненную» производную

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - ig' Y_L B_{\mu 3}$$

где g и g' — некоторые константы, аналогичные заряду e в электродинамике, которые определяют взаимодействие полей A_μ и B_μ с лептонами. Если сделать эту замену в лагранжиане $\mathcal{L}_l^{(0)}$, то он приобретет вид

$$\mathcal{L}_l^{(0)} \rightarrow \mathcal{L}_l^{(0)} + \mathcal{L}_{\text{int}}$$

где \mathcal{L}_{int} — лагранжиан взаимодействия лептонов с калибровочными полями:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} j^{(e)} \cdot A + \frac{g}{\sqrt{2}} (j^{(+)} \cdot A^{(+)} + j^{(-)} \cdot A^{(-)}) + \sqrt{g^2 + g'^2} j^{(0)} \cdot Z.$$

Здесь $A^{(\pm)}$, Z , A — следующие комбинации калибровочных полей:

$$A^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A^{(1)} \pm iA^{(2)}),$$

$$Z = \frac{gA^{(3)} - g'(B)}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A = \frac{g'A^{(3)} + gB}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

(в них не выписан 4-векторный индекс $\mu = 1, 2, 3, 4$), и $j \equiv j_\mu$ — 4-векторы плотностей токов лептонов ($jA \equiv j_\mu A_\mu$): $j^{(e)}$ — плотность электрического тока электронов:

$$j_\mu^{(e)} = \bar{e} \gamma_\mu e$$

$j^{(\pm)}$ — плотности левых заряженных слабых токов лептонов:

$$j_\mu^{(+)} = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L, \quad j_\mu^{(-)} = \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L$$

и $j^{(0)}$ — плотность слабого нейтрального тока лептонов:

$$j_{\mu}^{(0)} = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L + \frac{1}{2} \frac{-g^2 + g'^2}{g^2 + g'^2} \bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L + \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} \bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R$$

(L и R служат для обозначения левых и правых биспиноров частиц).

Мы видим, что заряженные токи умножаются в выражении для лагранжиана взаимодействия \mathcal{L}_{int} на поля $A^{(\pm)}$. Поэтому мы должны интерпретировать эти поля как поля заряженных W^{\pm} -бозонов, $A_{\mu}^{(\pm)} \equiv W_{\mu}^{\pm}$. Именно с этими полями взаимодействуют заряженные слабые токи.

Электромагнитный ток $j_{\mu}^{(e)}$ умножается на поле A_{μ} , поэтому мы должны интерпретировать A_{μ} как электромагнитное поле — именно с ним должен взаимодействовать электронный ток.

Наконец, нейтральный слабый ток $j_{\mu}^{(e)}$ умножается в \mathcal{L}_{int} на поле Z_{μ} . Поэтому мы должны интерпретировать Z_{μ} как поле нейтральных бозонов Z^0 .

Множители перед произведениями токов и полей представляют собой константы связи полей с токами. Но константа связи электромагнитного поля с электрическим током есть заряд электрона e . Поэтому мы приходим к замечательному соотношению

$$e = gg' / \sqrt{g^2 + g'^2},$$

связывающему электрический заряд электрона с константами слабого взаимодействия, или слабыми зарядами, g и g' .

Обратим внимание на структуру токов. В электрический ток $j^{(e)}$ входит полный биспинор электрона e , и только он один.

В заряженные слабые токи $j^{(\pm)}$ входят биспиноры электрона и нейтрино e и ν , но не полностью, а только их левые составляющие (они соответствуют спину частиц, ориентированному против импульса).

В нейтральный слабый ток $j^{(0)}$ входят как левые, так и правые комплекты биспиноров e и ν (для правых компонент спин направлен вдоль импульса), но коэффициенты при $\bar{\nu}_L \gamma_{\mu} \nu_L$, $\bar{e}_L \gamma_{\mu} e_L$ и $\bar{e}_R \gamma_{\mu} e_R$ различны (в нейтральные токи входят биспиноры одной и той же частицы, а в заряженные токи — биспиноры разных частиц).

Таким образом, наша теория слабого взаимодействия с W^{\pm} - и Z^0 -бозонами заодно «захватывает» и фотоны.

Иными словами, наша теория является единой теорией слабого и электромагнитного взаимодействий.

Заметим, что без фотонов теорию нельзя сделать перенормируемой, а хорошая теория обязательно должна быть перенормируемой, так как в противном случае она будет содержать бесконечное число расходящихся величин.

Введенные при расширении симметрии $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ с глобального до локального уровня калибровочные поля $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$ и B являются безмассовыми. Мы должны сделать теперь так, чтобы поля $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A^{(1)} \pm iA^{(2)})$ и $Z = (gA^{(3)} - g'B)/\sqrt{g^2 + g'^2}$ приобрели массу (т. е. частицы, связанные с ними, стали массивными), поле же $A = (g'A^{(3)} + gB)/\sqrt{g^2 + g'^2}$ осталось безмассовым, так как оно является фотонным полем.

Чтобы W - и Z^0 -бозоны приобрели массы, должны быть введены добавочные поля, в результате взаимодействия с которыми и возникают массы бозонов, если, правда, при этом действует специфический механизм, называемый *спонтанным нарушением симметрии* (механизм Хиггса).

Новые поля, которые должны быть введены, — это изотопический дублет (в смысле группы $SU(2)_W$ скалярных полей)

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

с гиперзарядом $Y_L = 1$ и соответствующий ему изотопический дублет античастиц $\bar{\Phi}^-$, $\bar{\Phi}^0$, т. е. всего вводится четыре новых поля — Φ^+ , Φ^0 , $\bar{\Phi}^-$, $\bar{\Phi}^0$, не содержащихся в исходном «строительном» материале.

Лагранжиан этих полей предполагается имеющим вид

$$\mathcal{L}_\Phi^{(0)} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} \right|^2 - \frac{\lambda}{2} \left(\Phi^2 - \frac{\eta^2}{2} \right)^2,$$

где $|\Phi|^2 = \Phi^{+*}\Phi^+ + \Phi^{0*}\Phi^0$ и λ и η — две константы (производится суммирование по $\mu = 1, 2, 3, 4$). Этот лагранжиан должен быть добавлен к исходному лагранжиану $\mathcal{L}_l^{(0)}$.

После введения калибровочных полей не только лептоны ν_L , e_L и e_R , но и скалярные поля Φ^+ , $\Phi^{(0)}$ начинают взаимодействовать с калибровочными полями. Для учета взаимодействия скалярных полей Φ с калибровочными

полями в лагранжиане $\mathcal{L}_\varphi^{(0)}$ надо сделать лишь замену

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_\mu} \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - \frac{i}{2} g \tau A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi,$$

так же, как мы поступали при учете взаимодействия лептонных полей с калибровочными полями. Мы получим тогда лагранжиан, который обозначим через \mathcal{L}_φ .

Теперь мы сделаем два отступления, чтобы разъяснить, что такое формально масса частиц и что такое спонтанное нарушение симметрии.

Если поле ψ характеризуется лагранжианом

$$\mathcal{L} = +\frac{1}{2} (\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - \frac{1}{2} m^2 \psi^2 + U(\psi),$$

где $\mu = 1, 2, 3, 4$ — релятивистский индекс (по нему производится суммирование), $U(\psi) = \alpha\psi^3 + \beta\psi^4, \dots$ — некоторая функция ψ , не содержащая квадратичного члена (α, β — константы), то m^2 , т. е. квадрат коэффициента при $-\frac{1}{2}\psi^2$, и будет квадратом массы частиц, связанных с полем ψ .

Рассмотрим теперь идею спонтанного нарушения симметрии, а затем покажем, как, используя эту идею, получить отличную от нуля массу частиц, которые сначала были безмассовыми.

Спонтанное нарушение симметрии означает, что симметрия состояния системы может отличаться от симметрии, которой удовлетворяют силы, действующие в системе. Например, взаимодействие между двумя атомами обладает центральной симметрией, т. е. силы между атомами зависят только от расстояния между ними. Но системы многих атомов могут находиться в состояниях, симметрия которых отличается от центральной симметрии. Действительно, в парах и жидкостях атомы находятся в состоянии хаотического движения и при этом нет никакого выделенного направления. Но наряду с изотропным распределением атомов в жидкости или газе атомы могут образовывать кристаллы, которые отличаются анизотропией, несмотря на то, что взаимодействие между атомами остается, как и в газе, по-прежнему центрально-симметричным.

Эту ситуацию можно проиллюстрировать на примере так называемого «буриданова осла» (рис. 45). Осел этот стоит на одинаковых расстояниях от двух стогов сена и вся эта картина явно симметрична. Но в тот момент, когда осел «выбирает» один из стогов сена и делает шаг

к нему, симметрия нарушается — возникает спонтанное нарушение симметрии.

Важным физическим примером спонтанного нарушения симметрии может служить ферромагнетик. Ферромагнетизм обусловлен спинами электронов, причем взаимодействие между отдельными спинами является инвариантным по отношению к вращениям. Однако спины могут

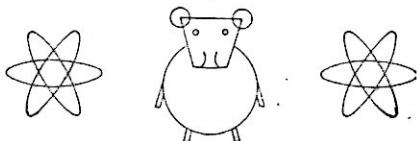


Рис. 45. Бурданов осел

иметь одну и ту же пространственную ориентацию — направление намагниченности. В этом случае симметрия состояния кристалла отличается от симметрии взаимодействия спинов, или, как говорят, имеет место спонтанное нарушение спиновой симметрии. Отметим здесь вклад Н. Н. Боголюбова в развитие идеи о спонтанном нарушении симметрии.

Разъясним теперь, как «работает» спонтанное нарушение симметрии в качестве механизма порождения массы.

Рассмотрим сперва следующий пример. Пусть имеется действительное скалярное поле φ , которое описывается лагранжианом

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\varphi/\partial x_\mu)^2 - \frac{1}{2}\mu\varphi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4,$$

где μ и λ — вещественные константы. Если $\mu > 0$, то величина $m = \sqrt{\mu}$ будет массой частицы, связанной с полем. В этом случае функция $V(\varphi) = \frac{1}{2}\mu\varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4$ (будем называть ее потенциальной энергией) имеет минимум при $\varphi = 0$ (рис. 46, а). Этот минимум соответствует вакууму поля.

Предположим теперь, что $\mu < 0$. Тогда $V(\varphi)$ будет иметь вид, изображенный на рис. 46, б. При $\varphi = 0$ мы имеем теперь не минимум, а максимум функции $V(\varphi)$; минимум же достигается при $\varphi = \sqrt{|\mu|/\lambda}$ и $\varphi = -\sqrt{|\mu|/\lambda}$, т. е. возникает два минимума и соответственно два состояния вакуума; поэтому говорят о вырождении вакуума.

Добавив к $V(\varphi)$ константу $-\mu^2/4\lambda^2$, что не меняет уравнения движения, мы можем считать, что при $\mu < 0$

функция $V(\varphi)$ определяется формулой

$$V(\varphi) = \frac{1}{4}\lambda^2(\varphi^2 - \eta^2)^2, \quad \eta \equiv \sqrt{|\mu|}/\lambda.$$

Выберем какое-либо одно состояние вакуума, например $\varphi = \eta$. Тогда ситуация выглядит следующим образом. Лагранжиан обладает зеркальной симметрией $\varphi \rightarrow -\varphi$, состояние же вакуума $\varphi = \eta$ этой симметрией не обладает (в отличие от состояния вакуума $\varphi = 0$ при $\mu > 0$,

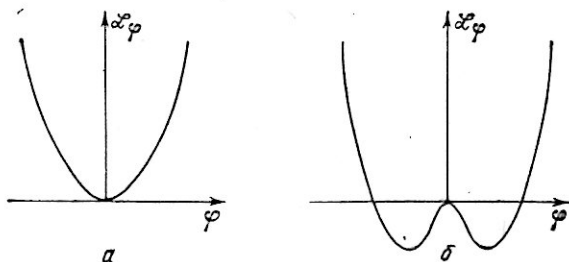


Рис. 46. Зависимость лагранжиана от поля φ : $\mu > 0$ (а), $\mu < 0$ (б)

обладающего зеркальной симметрией). По этой причине мы и говорим о спонтанном нарушении симметрии.

Можно теперь рассмотреть возбуждение поля над состоянием вакуума $\varphi = \eta$. Положим для этого $\varphi = \eta + \psi$, где ψ описывает возбуждение поля. Лагранжиан \mathcal{L} после подстановки в него $\varphi = \eta + \psi$ приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - \frac{1}{4}(\varphi^2 - \eta^2)^2 = \\ &= \frac{1}{2}(\partial\psi/\partial x_\mu)^2 - \lambda^2\eta^2\psi^2 + \dots \end{aligned}$$

Таким образом, масса частиц, связанных с возбуждением поля над вакуумом $\varphi = \eta$, равна $\sqrt{2}\lambda\eta$.

Рассмотрим еще один пример. Пусть комплексное скалярное поле φ взаимодействует с векторным полем A_μ , причем лагранжиан имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2} \left| \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ieA_\mu \right) \varphi \right|^2 - \frac{\lambda^2}{2} \left(|\varphi|^2 - \frac{\eta^2}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \\ F_{\mu\nu} &= \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}. \end{aligned}$$

Полагая $\varphi = \varphi' \exp(i\theta(x))$, можно выбрать $\theta(x)$ таким образом, чтобы величина φ' была действительной.

После этого можно сделать калибровочное преобразование и убрать $\theta(x)$ (при этом изменится только поле A_μ). Таким образом мы приходим к полю φ' с состоянием вакуума $\varphi'_0 = \eta/\sqrt{2}$.

Рассмотрим возбуждения этого поля над вакуумом. Полагая в лагранжиане $\varphi' = \eta/\sqrt{2} + \chi$, получим

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \chi}{\partial x_\mu} \right)^2 - \frac{\lambda^2 \chi^2}{8} (\chi + 2\eta)^2 + \frac{e^2}{2} A_\mu^2 (\eta + \chi)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}.$$

Отсюда следует, что частицы поля χ обладают массой $m_\chi = \lambda\eta$. Кроме того, мы видим, что в лагранжиан вошло слагаемое $e^2\eta^2 A_\mu^2/2$, которого раньше не было. Оно означает, что векторное поле A_μ , бывшее безмассовым, приобрело массу $m_A = e\eta$. Это и есть эффект спонтанного нарушения симметрии поля φ .

Теперь мы можем вернуться к «созданию» масс W- и Z-бозонов.

Из выражения для лагранжиана $\mathcal{L}_\varphi^{(0)}$ для дублета $\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$ следует, что поле φ имеет бесчисленное множество состояний вакуума, которые определяются соотношением $|\varphi|^2 = \eta^2/2$.

Можно преобразовать изодублет φ к виду

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta + \chi \end{pmatrix},$$

где $\chi(x)$ — действительное скалярное поле. Полагая $\chi = 0$, мы сделаем определенный выбор состояния вакуума поля φ :

$$\varphi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta \end{pmatrix}.$$

Сделав этот выбор вакуума, мы тем самым спонтанно нарушаем симметрию поля φ .

Выражение для поля φ , содержащее χ , должно быть теперь подставлено в формулу для $\mathcal{L}_\varphi^{(0)}$, в которой, кроме того, должна быть сделана замена $\frac{\partial}{\partial x_\mu} \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu$. Для нас достаточно рассмотреть только одно слагаемое

$$\left| \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - ig \frac{\tau}{2} A_\mu - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \varphi \right|^2,$$

в которое вместо φ нужно подставить состояние вакуума $\varphi = \varphi_0$. В результате мы получим выражение

$$1/8 \eta^2 (g A_\mu^{(3)} - g' B_\mu)^2 + 1/8 \eta^2 g^2 (A_\mu^{(1)} - i A_\mu^{(2)}) (A_\mu^{(1)} + i A_\mu^{(2)}).$$

Мы видим, что после спонтанного нарушения симметрии поля φ в общий лагранжиан добавились слагаемые, квадратичные по калибровочным полям $A^{(1)}$, $A^{(2)}$, $A^{(3)}$, B . Это значит, что эти поля приобрели массу. Но массовыми стали не все четыре поля, а только три их комбинации:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^{(1)} \pm i A_\mu^{(2)}) \equiv W_\mu^{(\pm)}, \quad \frac{g A_\mu^{(3)} - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \equiv Z_\mu$$

т. е. W - и Z -бозоны; что же касается четвертой комбинации

$$A_\mu = (g' A_\mu^{(3)} + g B_\mu) / \sqrt{g^2 + g'^2}$$

(ортогональной к Z_μ), то она осталась безмассовой, как и должно быть, так как A_μ — это фотонное поле.

Выделив коэффициенты при $W_\mu^{(\pm)2}$ и Z_μ^2 , найдем массы W^\pm - и Z -бозонов:

$$m_W = 1/2 g \eta, \quad m_Z = 1/2 \sqrt{g^2 + g'^2} \eta.$$

Если ввести так называемый *угол Вайнберга* θ_W ,

$$\operatorname{tg} \theta_W = g'/g,$$

то отношение масс промежуточных бозонов запишется в виде

$$m_W/m_Z = \cos \theta_W.$$

Итак, массы промежуточных бозонов пропорциональны величине η , определяющей состояние вакуума поля φ . Это поле называется *хиггсовым полем*.

После введения вакуума хиггсово поле $\chi(x)$ будет описывать возбуждения поля над вакуумом. Они представляют собой массивные нейтральные скалярные мезоны с массой $\lambda \eta$.

В лагранжиан \mathcal{L}_φ будут входить, очевидно, слагаемые, пропорциональные как $\chi(x)$, так и $A^{(i)}$ и B . Эти слагаемые — взаимодействие нейтральных скаляров — мезонов Хиггса с промежуточными бозонами W^\pm и Z^0 (рис. 47).

Мы показали, как возникают массы W^\pm - и Z^0 -бозонов. Поступая аналогичным образом, можно получить массу электрона (и массу нейтрино), но мы не будем останавливаться на этом вопросе.

Рассматривая универсальное четырехфермионное слабое взаимодействие, мы говорили, что входящая в него универсальная константа Ферми G должна быть пропорциональна g^2 и обратно пропорциональна квадрату бозонных масс. Теперь, после того, как выяснено происхождение масс W^\pm - и Z^0 -бозонов и сформулировано, как бозонные поля входят в общий лагранжиан, можно установить точную связь между этими константами. Она имеет следующий вид:

$$G = g^2 / (4\sqrt{2}m_W^2).$$

Рассмотренная нами теория — единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий, или, как говорят, теория электрослабого взаимодействия была построена Вайнбергом, Глешоу и Саламом (Нобелевская премия 1980 г.). Мы видим, что в этой теории оба взаимодействия — слабое и электромагнитное — вводятся на одинаковой основе, и входящие в теорию поля — бозонное и электромагнитное — рассматриваются как калибровочные поля локальной симметрии $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$. Присоединив к локальной инвариантности $SU(2) \otimes U(1)_Y$ идею о спонтанном нарушении симметрии, мы получим конечные массы W - и Z -бозонов.

Важнейшим свойством единой теории электрослабого взаимодействия является то, что вся теория в целом, а не только ее электромагнитная часть, оказывается перенормируемой, и поэтому все высшие приближения (по константам g и g' или g и e) могут быть вычислены и имеют физический смысл, в то время как теория четырехфермионного взаимодействия свойством перенормируемости не обладает.

Единая теория в равной мере применима и к низким, и к высоким энергиям. Она содержит два свободных безразмерных параметра g и g' (электрический заряд электрона e выражается через них, $e^{-2} = g^{-2} + g'^{-2}$), характеризующих интенсивность взаимодействия, и требует

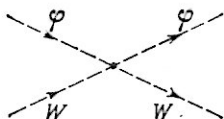


Рис. 47. Контактное взаимодействие ϕ -фермионов с W -бозонами

для своего построения введения хиггсовых скалярных бозонов. Эти частицы должны, естественно, считаться такой же реальностью, как и промежуточные бозоны W^\pm, Z^0 .

Великое объединение

В предыдущих разделах было разъяснено, как локальная симметрия оказывается лежащей в основе динамики частиц. Мы видели, что, если предположить локальность цветовой $SU(3)_c$ -симметрии кваркового поля, то необходимо ввести калибровочные глюонные поля (октет цветных глюонов), которые будут «цементировать» кварки, т. е. обеспечат сильное взаимодействие.

Мы показали далее, что W^\pm и Z^0 — промежуточные бозоны, обуславливающие слабое взаимодействие, также должны выступать как калибровочные поля, причем они должны вводиться на той же основе, что и фотон, который также является калибровочным полем.

Поэтому мы рассматривали систему фермионов — электрон и нейтрино — с характерной для них $SU(2)_w \otimes U(1)_f$ глобальной симметрией (в предположении, что массы электрона и нейтрино равны нулю). Чтобы сделать эту симметрию локальной, нужно было ввести четыре калибровочных поля — безмассовые W^+, W^-, Z^0 -бозоны и фотон (промежуточные бозоны приобретают массы благодаря механизму спонтанного нарушения симметрии). В результате возникает теория электромагнитного и слабого взаимодействий, которые объединяются в единое электрослабое взаимодействие.

Важнейшей чертой вводимых таким образом (т. е. для обеспечения локальной симметрии) калибровочных полей является то, что эффективные константы взаимодействия этих полей с фермионами (т. е. кварками, электронами и нейтрино) зависят от переданного импульса или, иначе говоря, от расстояния до фермиона. Именно эти константы, как мы уже говорили, уменьшаются с уменьшением расстояния в случае глюонов (благодаря этому возникает явление асимптотической свободы) и возрастают с уменьшением расстояния в случае фотонов; в случае промежуточных W^\pm - и Z^0 -бозонов поведение константы такое же, как и в случае глюонов.

Причина непостоянства «констант» взаимодействия или связи, т. е. зависимости «констант» от переданного импульса, заключается в поляризации вакуума, которой

соответствуют на языке диаграмм Фейнмана петли виртуальных частиц — векторных бозонов и фермионов (см. рис. 44, на котором волнистые линии обозначают бозоны, а сплошные линии — фермионы).

Зависимость эффективных констант связи от переданного импульса оказывается логарифмической. Если обозначить эти константы для электромагнитного, слабого и сильного взаимодействий через $\alpha = \alpha_1$, $\alpha_w = \alpha_2$, $\alpha_s = \alpha_3$ (эти константы равны квадратам соответствующих зарядов, деленных на 4π), то в области больших переданных импульсов M и μ будут справедливы соотношения:

$$\frac{1}{\alpha_i(M)} - \frac{1}{\alpha_i(\mu)} = \frac{b_i}{2\pi} \ln \frac{M}{\mu}, \quad i = 1, 2, 3,$$

где b_i — константы, определяющиеся размерностью калибровочной группы и числом фермионных ароматов. Для глюонов в $SU(3)_c$ -группе

$$b_3 = 11 - \frac{2}{3}n_f,$$

где n_f — число кварковых ароматов ($b_3 = 7$ при $n_f = 6$).

Зависимость эффективных констант взаимодействия от переданного импульса M в области больших значений M показана на рис. 48 (величина μ также предполагается большой; мы будем считать, что $\mu = m_w$, где m_w — масса W -бозона). Так как величины $\alpha_2(M)$ и $\alpha_3(M)$ падают с ростом M , а величина $\alpha_1(M)$ растет с ростом $\alpha_3(M)$, то кривые $\alpha_1(M)$, $\alpha_2(M)$ и $\alpha_3(M)$ могут пересечься в некоторой точке $M = M_0$. Можно убедиться, что равенство

$$\alpha_1(M) = \alpha_2(M_0) = \alpha_3(M_0) \equiv \bar{\alpha}(M_0)$$

соблюдается, если

$$\ln \frac{M}{\mu} = \frac{\pi}{11} \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{8}{3\alpha_s} \right) \approx 29,$$

где α — постоянная тонкой структуры в квантовой электродинамике и α_s — постоянная кварк-глюонного взаимо-

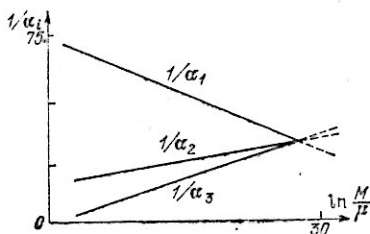


Рис. 48. Зависимость эффективных констант от массы M

действия при $\mu = m_w$, $\alpha_s \approx 0,1$. Полагая $\mu = m_w$, получим $M/m_w = 4 \cdot 10^{12}$, что при $m_w = 10^2$ ГэВ дает $M \approx 10^{14}$ ГэВ.

При таких передаваемых импульсах, что соответствует расстояниям порядка $r \approx 10^{-23}$ см, интенсивности трех фундаментальных взаимодействий — сильного, электромагнитного и слабого — становятся одинаковыми. Поэтому мы можем говорить о едином фундаментальном взаимодействии — сильноелектрослабом. Это и есть явление большого объединения или «великого синтеза». Общее значение эффективных констант взаимодействия равно $\alpha(M) = 0,02$. Эта величина мала по сравнению с единицей, поэтому при исследовании различных процессов в области великого синтеза будет применима теория возмущений. Это общее значение константы связи для всех трех фундаментальных взаимодействий, слившихся в единое взаимодействие. В этой области переданных импульсов (и соответствующих расстояний) и тем более еще больших импульсов теория становится неабелевой. Но для неабелевых полей константа связи не стремится к нулю при безграничном увеличении переданного импульса, иными словами, в неабелевой теории не возникает нулификации заряда, которая имеет место в абелевой квантовой электродинамике. В единой теории фундаментальных взаимодействий нет отдельного электромагнитного взаимодействия, описываемого абелевой квантовой электродинамикой и поэтому исчезает проблема нулификации электрического заряда.

Одинаковость констант взаимодействия при великом синтезе означает, что единое фундаментальное взаимодействие должно обладать некоторой единой симметрией кварков и $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметрией, которая лежит в основе единого электрослабого взаимодействия. Все известные «элементарные фермионы», т. е. лептоны и кварки, должны подчиняться этой объединенной симметрии и должны быть сгруппированы в минимальное число фундаментальных мультиплетов.

Простейшей такой объединенной симметрией является $SU(5)$ -симметрия. В математике важной характеристикой группы симметрии является *ранг группы*. По определению ранг группы есть число коммутирующих операторов, которые одновременно могут быть приведены к диагональному виду, позволяя тем самым охарактеризовать состояние частицы определенными квантовыми числами. Поскольку группа цветовой $SU(3)_c$ -симметрии является

группой второго ранга, а ранг группы $SU(2)$ равен единице, то ранг группы симметрии единого фундаментального взаимодействия, основанного одновременно на $SU(3)_c$ - и $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметриях, должен быть равен 4. Простейшей группой четвертого ранга и является группа $SU(5)$.

При использовании группы $SU(5)$ все известные фермионы (кварки и лептоны) подразделяются на три совокупности, или, как говорят, три поколения.— I, II, III:

e	μ	τ
ν_e	ν_μ	ν_τ
u	c	t
d	s	b
I	II	III

Каждое из поколений включает два лептона и два кварка. Частицы каждого поколения описываются идентично. В рамках $SU(5)$ -симметрии не удастся все лептоны и кварки «втиснуть» в один мультиплет. Но подобная ситуация уже встречалась нам при описании лептонов в группе $SU(2)_w \otimes U(1)_Y$ -симметрии электрослабого взаимодействия: там электрон, мюон и тяжелый лептон относились к трем различным мультиплетам.

Чтобы сконструировать фермионные фундаментальные мультиплеты в рамках $SU(5)$ -симметрии, необходимо подсчитать число независимых состояний в каждом поколении. Учитывая спиновые состояния всех фермионов и цвет кварков, легко убедиться, что поколение содержит 15 независимых фермионных состояний (см. табл. 6).

15 фермионных состояний можно «разместить» в двух фундаментальных мультиплетах группы $SU(5)$:

$$\bar{5} = \begin{bmatrix} \bar{d}_1 \\ \bar{d}_2 \\ \bar{d}_3 \\ e^- \\ \nu_e \end{bmatrix}, \quad 10 = \begin{bmatrix} 0 & \bar{u}_3 & -\bar{u}_2 & -u_1 & -d_1 \\ -\bar{u}_3 & 0 & \bar{u}_1 & -u_2 & -d \\ \bar{u}_2 & -\bar{u}_1 & 0 & -u_2 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{bmatrix}_L,$$

где индекс L обозначает левые частицы (спин частицы направлен против ее импульса). Эти совокупности частиц образуют базисы двух простейших представлений группы $SU(5)$. Вместо базиса $\bar{5}$, содержащего левые античасти-

Фермионные состояния

1 состояние ν_e	Если нейтрино двухкомпонентно, то его спин может быть направлен только против импульса нейтрино
2 состояния e^-	Спин электрона может быть направлен как по, так и против импульса
$3 \times 2 = 6$ состояний u $3 \times 2 = 6$ состояний d	Каждый кварк может находиться в трех различных состояниях по цвету

цы, может быть выбран и другой базис, содержащий правые частицы (спин частицы направлен вдоль ее импульса):

$$5 = (d_r, d_s, d_b, e^+, \bar{\nu}_e)_R.$$

Таковыми же мультиплетами описываются частицы, принадлежащие ко II и III поколениям.

Из структуры мультиплета 5 легко видеть, что дробность электрического заряда кварков связана с их цветом. Дело в том, что если электрический заряд кварка не зависит от его цвета (а это неизменное условие локальной цветовой симметрии) и если суммарный электрический заряд всех частиц данного мультиплета $SU(5)$ обращается в нуль, то имеет место соотношение

$$3Q(d) = Q(e), \quad \text{т. е.} \quad Q(d) = -1/3.$$

(Отметим, что обращение в нуль суммарного заряда в $SU(5)$ -симметрии имеет ту же природу, что и обращение в нуль суммарной проекции изотопического спина частиц, принадлежащих каждому мультиплету группы $SU(5)$ или $SU(3)$.)

До сих пор речь шла о классификации лептонов и кварков, т. е. о размещении их по мультиплетам глобальной группы симметрии $SU(5)$. Теперь, так же как и при изучении цветовой симметрии кварков и $SU(2)_W \otimes U(1)_Y$ -симметрии лептонов, мы должны сделать симметрию $SU(5)$ локальной. Для этого должны быть введены калибровочные поля. Число этих полей оказывается равным 24 (по числу генераторов группы $SU(5)$). С этими полями связаны частицы — векторные бозоны, обмен которыми приводит к взаимодействиям в системе фермионов, т. е. между кварками, между лептонами и между кварками и лептонами.

Сперва все эти бозоны будут безмассовыми, но затем мы спонтанно нарушаем $SU(5)$ -симметрию и бозоны приобретают массу (все, кроме фотона и глюонов!).

В число рассматриваемых бозонов входят прежде всего восемь глюонов, отвечающих подгруппе $SU(3)_c$ и ответственных за переходы между известными кварками (отличающимися цветом); далее сюда входят три бозона $A^{(1)}, A^{(2)}, A^{(3)}$, отвечающие группе $SU(2)_w$, и бозон B , отвечающий группе $U(1)_Y$, причем линейные комбинации $A^{(3)}$ и B дают Z^0 -бозон и фотон, так же, как в теории электрослабого взаимодействия.

Наконец, остается еще двенадцать бозонов, представляющих собой четыре заряженных цветовых триплета:

$$X_i^{(4/3)}, \bar{X}_i^{(-4/3)}, Y_i^{(1/3)} \text{ и } \bar{Y}_i^{(-1/3)},$$

где i — цветовой индекс ($i = r, g, b$) и индексы $4/3, 1/3$ обозначают электрические заряды частиц.

С X - и Y -бозонами мы не встречались до сих пор; это совершенно новые частицы, связанные с $SU(5)$ -симметрией. Они обуславливают переходы, т. е. превращения кварков в лептоны (X_i и \bar{X}_i обуславливают переходы $\bar{d} \leftrightarrow e^-$, а Y_i и \bar{Y}_i — переходы $\bar{d} \leftrightarrow \nu_e$, рис. 49, а).

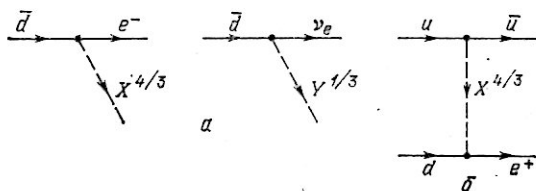


Рис. 49. Процессы с участием X - и Y -бозонов: испускание X - и Y -бозонов (а), процесс $u + d \rightarrow \bar{u} + e^+$ (б)

Схема переходов в мультиплете 5, обусловленных взаимодействиями фермионов со всеми бозонами, т. е. с глюонами G , бозонами W^\pm, Z^0 и бозонами X и Y и фотоном γ , имеет вид матрицы 5×5 , в верхнем левом углу которой находится матрица 3×3 , описывающая переходы, обусловленные восемью глюонами, а в правом нижнем углу — матрица 3×2 , описывающая переходы, обусловленные W^\pm - и Z^0 -бозонами, а также фотоном γ ; к этим матрицам примыкают с боков две матрицы 2×3 и 3×2 , описывающие переходы между кварками и лептонами, обусловленные X - и Y -бозонами.

Нестабильный протон

Необычным является то, что X- и Y-бозоны обладают как барионным, так и лептонным зарядами. Поэтому их можно назвать *лептокварками*.

Взаимодействие X- и Y-бозонов с фермионами таково, что X- и Y-бозоны могут переходить как в пары кварков, так и в пары антилептон — антикварк:

$$e^+ + \bar{d} \leftarrow X \rightarrow u + u, \quad \bar{\nu}_e + \bar{d} \leftarrow Y \rightarrow u + d.$$

В результате этих переходов, идущих с несохранением барионного заряда, протон и нейтрон становятся нестабильными, так как они могут превращаться в лептоны:

$$p = uud \rightarrow e^+, \quad n = udd \rightarrow \bar{\nu}_e.$$

Ясно, что в силу сохранения энергии и импульса одиночные лептоны появляться не смогут и будут иметь место распады типов

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0, \quad p \rightarrow e^+ + \rho^0,$$

$$p \rightarrow \bar{\nu}_e + \pi^+, \quad p \rightarrow \bar{\nu}_e + \rho^+.$$

Интересно, что возможен распад протона и с образованием μ^+ -мезона; он должен сопровождаться образованием каонов: $p \rightarrow \mu^+ + K^0$ или $p \rightarrow \bar{\nu}_\mu + K^+$. Такая корреляция среди продуктов распада протона связана с тем, что электрон и мюон принадлежат к разным поколениям группы SU(5)-симметрии.

Нестабильность протона должна быть очень малой (если вообще она есть)*). Поэтому массы X- и Y-бозонов должны быть огромными ($\geq 10^{15}$ ГэВ). Действительно, матричный элемент распада протона должен быть пропорционален g^2/m_X^2 , где m_X — масса X-бозона и $g^2 \approx \alpha$ -квадрат универсального заряда. Отсюда получаем оценку для времени жизни протона: $\tau_p = m_X^4 / (\alpha^2 m_p^5)$, где m_p — масса протона. Время жизни протона следует считать не меньше 10^{30} лет. Отсюда следует оценка для m_X , $m_X/m_p \approx 10^{14}$, и та же оценка для массы Y-бозонов.

*) Можно указать также на эффект монополярного катализа распада протонов, согласно которому взаимодействие магнитных монополей, если они существуют, с нуклонами должно приводить к распадам последних (В. А. Рубаков).

Заметим, что время жизни протона на двадцать порядков выше времени существования Вселенной, которое составляет 10^{10} лет.

Чтобы проиллюстрировать чрезвычайную медленность процессов распада протона, оценим число барионов N_B во Вселенной: $N_B = \frac{4}{3}\pi R^3 n_B$, где R — радиус Вселенной и n_B — плотность протонов. Полагая $R \approx 10^{28}$ см и $n_B \approx 10^{-7}$ см $^{-3}$ (предполагается, что средняя плотность вещества во Вселенной составляет 10^{-31} г/см 3), получим $N_B = 10^{77}$. За время существования Вселенной могла распасться только 10^{-20} часть от общего числа протонов, т. е. 10^{57} протонов. Они весят 10^{33} г, что составляет по порядку величины массу Солнца, но таких звезд во Вселенной не меньше 10^{20} .

Звезда размером в Солнце, содержащая 10^{57} протонов, могла бы потерять за 10^{10} лет за счет распадов 10^{37} протонов, которые весят около 10^{13} г = 10^7 т, т. е. за год Солнце должно терять около 1 кг своей массы за счет распадов протонов.

Масса Земли равна приблизительно $6 \cdot 10^{27}$ г, поэтому за 10^{10} лет может распасться $6 \cdot 10^7$ г земных протонов, т. е. за год — $6 \cdot 10^{-3}$ г, что эквивалентно распаду 10^{21} протонов.

Поскольку в физике элементарных частиц возможна регистрация одиночных распадов, то регистрация подобной нестабильности протона в принципе не составляет труда. Так, в бочке воды в одну тонну в течение года должен происходить один распад (если время жизни протона 10^{30} лет).

Если барионное число не сохраняется, то в принципе возможен переход нейтрона в антинейтрон (с изменением барионного числа на две единицы) и может наблюдаться нейтрон-антинейтронная осцилляция, аналогичная нейтрино-антинейтринной осцилляции (В. А. Кузьмин).

Разъясним теперь, что сохранение барионного числа, если оно вообще имеет место, не связано с локальной калибровочной инвариантностью. Выше уже неоднократно отмечалось, что локальная инвариантность с неизбежностью порождает безмассовые векторные бозоны. Если бы инвариантность, приводящая к сохранению барионного числа, была локальной, то должны были бы существовать «барионные фотоны», взаимодействующие с барионным зарядом. Это взаимодействие должно быть дальнедействующим, так как масса «барионных фотонов» равна нулю. Поскольку барионный заряд Земли отличен

от нуля и велик, то на любое пробное тело (содержащее барионы), помещенное над поверхностью Земли, должны действовать две силы, а именно, сила гравитационного притяжения и сила притяжения барионных зарядов:

$$F_1 = \kappa \frac{mM}{R^2} + g_B^2 \frac{aA}{R^2} = \kappa \frac{mM}{R^2} \left(1 + \frac{g_B^2 A a}{\kappa M m} \right),$$

где M и R — масса и радиус Земли, m — масса пробного тела, A и a — числа барионов в Земле и в теле, κ — постоянная тяготения Ньютона, g_B — константа взаимодействия барионного заряда с «барионным фотоном».

Существует, однако, опыт Этвеша, демонстрирующий, что дополнительное дальноедействие между макроскопическими телами отсутствует. Действительно, опыт Этвеша показывает, что на два тела одинаковой массы, но разной природы (например, тела из свинца и углерода) действуют одинаковые силы, причем различие сил ничтожно,

$\frac{|F_1 - F_2|}{F_1} \leq 10^{-12}$. Но «барионные фотоны» должны приводить к разным силам:

$$\frac{F_1 - F_2}{F_1} = \frac{g_B^2 A}{\kappa M} \left(\frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} \right) = \frac{g_B^2}{\kappa m_p} \left(\frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} \right),$$

где a_1 и a_2 — числа барионов в двух телах одинаковой массы. Эти числа различны в силу различия энергии связи нуклонов в ядрах элементов, т. е.

$$\left| \frac{a_1}{m} - \frac{a_2}{m} \right| \approx 10^{-3} m_p.$$

Таким образом,

$$\frac{|F_1 - F_2|}{F_1} = 10^{-3} \frac{g_B^2}{\kappa m_p^2} \leq 10^{-12},$$

т. е. $g_B^2 \leq \kappa \cdot 10^{-9} m_p^2$.

Это означает, что интенсивность гипотетического взаимодействия безмассовых «барионных фотонов» на девять порядков меньше интенсивности гравитационного взаимодействия! Можно считать, что дальноедействующее взаимодействие для барионного заряда отсутствует, т. е. соответствующая инвариантность носит не локальный, а глобальный характер. Поэтому сохранение барионного заряда не имеет такой глубокой физической причины, как сохранение электрического заряда. В этом различии и заключается источник несохранения барионного заряда, предсказываемого в теории великого объединения.

85 КОП.

