Используя вид матрицы γ_5 и свойство коммутаций матриц $\gamma_i\gamma_k + \gamma_k\gamma_i = 2\delta_{ik}$, легко находим

$$\bar{\psi}'\gamma_5\psi' = -\bar{\psi}\gamma_5\psi,$$

что и доказывает высказанное ранее утверждение. Величины $\bar{\psi}\gamma_i\gamma_5\psi$ при отражении не меняют знак, а при преобразованиях поворота и лоренцевых преобразованиях преобразуются как компоненты вектора. Следовательно, мы можем утверждать, что эти величины являются компонентами четырехмерного аксиального вектора или псевдовектора.

В тензорном характере величин $\bar{\psi}\gamma_i\gamma_k\psi$ можно убедиться аналогичным образом:

$$\bar{\psi}'\gamma_i\gamma_k\psi' = \bar{\psi}S^{-1}\gamma_i\gamma_k S\psi = \bar{\psi}S^{-1}\gamma_i S S^{-1}\gamma_k S\psi = a_{il}a_{km}\bar{\psi}\gamma_l\gamma_m\psi,$$

что совпадает с определением тензора.

§ 122. Понятие о слабых взаимодействиях. Несохранение четности

Мы видели уже, что, кроме электромагнитного взаимодействия, в природе имеется и другой вид взаимодействия — сильное взаимодействие между нуклонами.

Оказалось, что между частицами, помимо сильного взаимодействия, существует еще один вид взаимодействия, также не электромагнитного характера, получивший название слабого взаимодействия (см. § 130).

Слабые взаимодействия, не могущие связать воедино ядерные нуклоны, играют большую роль в физике элементарных и ядерных частиц. Они являются ответственными за радиоактивный распад ядер с испусканием легких частиц — электронов и нейтрино. Иными словами, слабое взаимодействие между элементарными частицами приводит к β-распаду.

Теория слабых взаимодействий достигла в последнее время существенных успехов. Однако последовательное рассмотрение относящихся сюда вопросов возможно лишь в рамках квантовой теории поля и поэтому мы ограничимся лишь некоторыми замечаниями. Прежде всего заметим, что уравнение Дирака (113,7) можно рассматривать как уравнение для некоторого электронно-позитронного поля ψ. О таком полевом подходе мы уже упоминали в § 112, когда рассматривали уравнение Клейна — Гордона — Фока. Частицы при полевом описании рассматриваются как кванты возбуждения соответствующего поля (например, фотоны — кванты возбуждения электромагнитного поля [см. §§ 101 и 102]). Тогда функцию ψ следует рассматривать как оператор в пространстве чисел заполнения (ср. формулу (99,26) теории вторичного квантования). Конечно, переходя к «полевому» описанию, мы отказываемся от одночастичной трактовки уравнения Дирака. Оператор ψ имеет отличные от нуля матричные элементы, соответствующие поглощению электрона и рождению позитрона, оператор ψ^+, наоборот, — рождению электрона и поглощению позитрона. Подобного рода соображения являются общими и относятся также к другим частицам (μ-мезонам, нейтрино, нуклонам и т. д.).

Рассмотрим теперь какой-либо процесс, например, распад μ-мезона с испусканием нейтрино и антинейтрино:

$$\mu \to e + \nu + \bar{\nu}.$$

Напомним, что, по определению, нейтрино называют частицу, испускаемую при позитронном распаде протона

$$p \to e^+ + n + \nu,$$

а антинейтрино — частицу, испускаемую при β-распаде нейтрона

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}.$$

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные показывают, что эти частицы не тождественны.

В процессе распада μ-мезона участвуют четыре частицы со спином $^1/_2$, четыре фермиона.

Для описания μ-мезона, электрона и нейтрино вводим операторы соответственно ψ_μ, ψ_e и ψ_ν, каждый из которых удовлетворяет соответствующему уравнению Дирака. Основная задача теперь заключается в выборе взаимодействия, приводящего к распаду. Для этого нужно сформулировать гамильтониан взаимодействия

$$\hat{H}' = \int \hat{\boldsymbol{H}}' dV, \qquad (122,1)$$

где $\hat{\boldsymbol{H}}'$ — плотность гамильтониана взаимодействия.

Так как ψ — операторы в пространстве чисел заполнения, то плотность гамильтониана взаимодействия должна содержать эти операторы, аналогично тому, как это имеет место в нерелятивистской физике (§ 99).

Из структуры выражения (122,1) видно, что плотность гамильтониана взаимодействия $\hat{\boldsymbol{H}}'$ (слово «плотность» мы будем иногда опускать) должна быть релятивистским скаляром (инвариантом по отношению к повороту и преобразованию Лоренца). До последнего времени не возникали сомнения в существовании симметрии по отношению к «правому» и «левому», т. е. предполагалось, что при любых взаимодействиях выполняется закон сохранения четности. Поэтому считалось, что плотность $\hat{\boldsymbol{H}}'$ должна быть инвариантом и по отношению к преобразованиям инверсии. Требование релятивистской инвариантности резко ограничивает класс возможных выражений для $\hat{H}'$. Именно, поскольку в теории относительности всякое взаимодействие имеет характер близкодействия, значения характеристик всех частиц — операторов ψ, следует брать в одной точке пространства и в один момент времени.

Для процесса β-распада с участием четырех фермионов

$$A+B \to C+D \qquad (122,2)$$

Ферми был предложен наиболее простой закон взаимодействия в виде

$$\hat{H}' \sim (\bar{\psi}_C \Gamma \psi_A)(\bar{\psi}_D \Gamma \psi_B) + \text{э. с.}, \qquad (122,3)$$

где э. с. обозначает эрмитово сопряженное выражение, а значение всех операторов ψ_i берется в одной точке. Величина Γ может иметь следующие значения:

$$\begin{aligned}
\Gamma_1 &= 1 && \text{— скалярный вариант,}\\
\Gamma_2 &= \gamma_\mu && \text{— векторный вариант,}\\
\Gamma_3 &= \sigma_{\mu\nu} && \text{— тензорный вариант,}\\
\Gamma_4 &= \gamma_\mu\gamma_5 && \text{— псевдовекторный вариант,}\\
\Gamma_5 &= \gamma_5 && \text{— псевдоскалярный вариант,}
\end{aligned}$$

где $\sigma_{\mu\nu} = -\frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$; $\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$, а по повторяющимся векторным индексам в (122,3) производится суммирование от единицы до четырех.

В плотность гамильтониана (122,3) не включены производные от операторов ψ и $\bar{\psi}$. Эта форма гамильтониана взаимодействия получила название «связь без производных». Ниже мы вернемся к вопросу об отсутствии производных в законе взаимодействия.

Трансформационные свойства билинейных комбинаций типа $(\bar{\psi}_C \Gamma \psi_A)$ были нами установлены в § 121. Поскольку оператор $\hat{H}'$ содержит произведения, в которые величины Γ входят дважды, он является скаляром при всех Γ. Так, например, для векторного варианта взаимодействия имеем:

$$\hat{H}' = g_2 (\bar{\psi}_C \gamma_\mu \psi_A)(\bar{\psi}_D \gamma_\mu \psi_B) + \text{э. с.},$$

где постоянная g_2 носит название константы связи или постоянной взаимодействия векторного варианта. Векторный вариант строится как скалярное произведение двух четырехмерных векторов (по μ производится суммирование от 1 до 4). Добавление эрмитово сопряженных членов делает оператор эрмитовым.

В общем случае плотность гамильтониана представляет сумму всех пяти типов взаимодействия. Написанное выражение удовлетворяет требованиям теории относительности и, помимо характеристик частиц — операторов ψ, содержит лишь постоянную взаимодействия и матрицы, входящие в уравнение Дирака.

Вернемся теперь к процессу распада μ-мезона с испусканием нейтрино и антинейтрино. Поскольку оператор ψ_ν описывает как испускание антинейтрино, так и поглощение нейтрино, процесс распада μ-мезона эквивалентен процессу с поглощением нейтрино

$$\mu+\nu\rightarrow e+\nu.$$

Соответственно $\hat{H}'$ имеет вид

$$\hat{H}'=\sum_{k=1}^{5} g_k\,(\bar{\psi}_e\Gamma_k\psi_\nu)(\bar{\psi}_\nu\Gamma_k\psi_\mu)+\text{э. с.} \qquad (122,4)$$

Использование гамильтониана (122,3) привело к определенным успехам в построении теории β-распада. Как будет ясно из последующего, использование гамильтониана (122,4) подготовило почву к разработке современной теории β-распада.

Дальнейшее существенное развитие теории было связано с открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях. Предположение о несохранении четности в слабых взаимодействиях было сделано Ли и Янгом [1]) на основании существования данных о двух типах распада K-мезонов.

K-мезоны — это группа элементарных частиц (положительная, отрицательная и две нейтральных) со спином, равным нулю, и массой около 966 электронных масс. Все K-мезоны неустойчивы и распадаются с временем жизни $1{,}2\cdot10^{-8}$ *сек* у заряженных и 10^{-10} *сек* и $6\cdot10^{-8}$ у нейтральных. Оказалось, что, помимо распада на μ-мезон и нейтрино, K-мезоны могут распадаться по схеме

$$K^+\rightarrow\pi^++\pi^0, \qquad (\theta\text{-распад}),$$

$$K^+\rightarrow\begin{cases}\pi^++\pi^-+\pi^+,\\ \pi^++\pi^0+\pi^0\end{cases} \qquad (\tau\text{-распад}).$$

Возможность распада K-мезона на два или на три π-мезона непосредственно противоречит закону сохранения четности. Действительно, анализ свойств π-мезонов и их углового распределения показывает, что четность систем из двух и трех мезонов отличаются друг от друга.

Еще более определенные указания на несохранение четности были получены позднее при изучении β-распада поляризованных ядер Co^{60}. Ядра Co^{60} обладают отличным от нуля спином $\boldsymbol{\sigma}$. Это

---

[1]) Ли Цзун-дао и Янг Чжень-нин, Статья в сборнике «Новые свойства симметрии элементарных частиц», ИЛ, 1957.

обстоятельство налагает известные требования на угловое распределение вылетающих из них β-электронов. Именно, из закона сохранения четности вытекает, что распределение электронов должно обладать симметрией относительно направления вектора σ. Число электронов, вылетающих под углом θ и $180^\circ - \theta$ к направлению σ, должно быть одинаковым. Действительно, если представить число электронов, вылетающих в телесном угле $d\Omega$, в виде

$$dI = F(\theta)\, d\Omega,$$

где F — некоторая функция угла θ между векторами $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{\sigma}$, то это соотношение не должно нарушаться при преобразовании инверсии.

При преобразовании инверсии $\boldsymbol{\sigma}$, как аксиальный вектор, не изменяется, а полярный вектор $\boldsymbol{p}$ меняет знак. Поэтому при инверсии угол θ преобразуется: $\theta \to 180^\circ - \theta$. Таким образом, закон сохранения четности требует инвариантности функции распределения

$$F(\theta) = F(180^\circ - \theta).$$

Прямые измерения показали, что угловое распределение β-электронов, вылетающих из поляризованных ядер Co^{60}, не обладает указанной симметрией. Напротив, электроны вылетают преимущественно в направлении, противоположном ориентации спина ядра. Таким образом, β-распад поляризованных ядер непосредственно демонстрирует нарушение закона сохранения четности.

Закон сохранения четности, как мы видели в § 33, связан со свойствами симметрии пространства. Нарушение четности означало бы, что пространство не обладает симметрией и в нем понятие «право» и «лево» имеет абсолютный характер. Такая трактовка создала бы исключительно серьезные трудности в истолковании всех законов физики. Казалось совершенно непонятным, как пространство, оставаясь однородным и изотропным, может быть асимметричным.

Выход из этой трудности был предложен Л. Д. Ландау. Он заключается в том, что, согласно гипотезе Ландау, асимметричным является не пространство, а сами частицы. Ландау[1]) был предложен принцип комбинированной четности. Согласно этому принципу, все физические законы должны оставаться инвариантными при комбинированной инверсии — пространственной инверсии и одновременной замене частиц на античастицы (так называемое зарядовое сопряжение). Примерами последнего может служить замена электронов позитронами, протонов антипротонами и т. д.

---

[1]) Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 405 (1957).

Сохранение комбинированной четности было проверено на довольно большом экспериментальном материале. Поэтому тем более неожиданным оказалось слабое нарушение этого закона сохранения, обнаруженное в опытах по распаду нейтральных К-мезонов.

Несохранение четности при слабых взаимодействиях приводит к тому, что гамильтониан $\hat{H}'$ уже не обязательно должен быть скаляром по отношению к отражениям. В общем случае, следовательно, гамильтониан (122,3) следует дополнить, введя в него члены, которые меняют знак при отражении координат

$$\hat{H}' = \sum_{k=1}^{5} \left\{g_k \left(\bar{\psi}_C \Gamma_k \psi_A\right)\left(\bar{\psi}_D \Gamma_k \psi_B\right) + g'_k \left(\bar{\psi}_C \Gamma_k \psi_A\right)\left(\bar{\psi}_D \Gamma_k \gamma_5 \psi_B\right)\right\} + \text{э. с.} \tag{122,5}$$

Второе слагаемое в каждом члене суммы является псевдоскаляром. Постоянные g'_k, вообще говоря, не совпадают с постоянными g_k. Увеличение числа постоянных, казалось бы, затрудняет интерпретацию имеющихся экспериментальных данных и сравнение их с выводами теории. Однако на самом деле несохранение четности открыло новые возможности и привело к формулировке универсального закона четырехфермионных взаимодействий.

§ 123. Теория двухкомпонентного нейтрино. Универсальное четырехфермионное взаимодействие

Открытие несохранения четности в слабых взаимодействиях позволило сформулировать теорию продольного или двухкомпонентного нейтрино[1]). Теория двухкомпонентного нейтрино основана на предположении, что масса нейтрино не просто мала, но точно равна нулю. Поскольку нейтрино имеет спин, равный половине, оно описывается уравнением Дирака, которое при $m = 0$ для состояния с заданным импульсом p имеет вид[2]) [см. (115,3)]

$$Eu = (\boldsymbol{\alpha p})\, u, \qquad E = \pm |\boldsymbol{p}|. \tag{123,1}$$

От уравнения (123,1) для четырехкомпонентной функции u можно перейти к уравнению для двухкомпонентных функций. Полагая $u = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} w \\ w' \end{pmatrix}$ и учитывая, что $\boldsymbol{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$, перепишем

---

[1]) Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 407 (1957); Nuclear Phys. **3**, 127 (1957); A. Salam, Nuovo Cimento **5**, 299 (1957). См. перевод в сборнике «Новые свойства симметрии элементарных частиц», ИЛ, 1957.

[2]) В этом параграфе и далее мы пользуемся системой единиц, в которой $\hbar = 1$, $c = 1$.