

$S_2(\varepsilon) = k^4 + q^4 + \frac{10}{3}k^2q^2$ график Кюри становится линейным. β -распаду K^{40} соответствует трехкратно запрещенный уникальный переход $\Delta J = -4$, $lg_{10}(\tau f) = 17,6$. Согласие между теорией уникальных β -переходов и экспериментом подтверждает правильность основных положений теории β -распада.

Интерпретация запрещенных β -спектров, не принадлежащих к уникальным переходам, затруднена, так как, по-видимому, в таких переходах существенна комбинация взаимодействий разного типа (с учетом релятивистских матричных элементов), зависящая от относительной величины матричных элементов, которые пока трудно оценить. Отдельные слагаемые в такой комбинации соответствуют разным формам спектра, что еще более затрудняет интерпретацию. Более подробный обзор запрещенных β -спектров дан в статье Конопинского [24].

В настоящее время нет еще достоверных данных, которые подтверждали бы наличие псевдоскалярного взаимодействия, соответствующего матричному элементу $|\int \gamma_5|^2$ с правилами отбора $\Delta J = 0$ и изменением четности. Некоторое время предполагалось [25], что β -распад RaE можно отнести к этому типу, так как считали, что в этом случае осуществляется переход $0^- \rightarrow 0^+$. Однако эта интерпретация оказалась ошибочной. Было показано [26], что при β -распаде RaE происходит переход $1^- \rightarrow 0^+$, который допускает комбинацию скалярного и тензорного взаимодействий, приводящую к хорошему согласию с экспериментом.

§ 39. Нарушение закона сохранения четности в бета-переходах

Взаимодействия между различными частицами можно в основном разделить на три типа: сильные взаимодействия, слабые взаимодействия и электромагнитные взаимодействия.

Сильные взаимодействия осуществляются между нуклонами, нуклонами и π -мезонами, а также в процессах, приводящих к рождению тяжелых (K) мезонов и гиперонов и др. Сильные взаимодействия характеризуются значением безразмерной константы взаимодействия $\frac{G^2}{\hbar c} \approx 14$. К электромагнитным взаимодействиям относятся взаимодействия электрических зарядов; они характеризуются безразмерной константой взаимодействия $\frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$. И наконец, к слабым взаимодействиям относятся взаимодействия электронно-нейтринного поля с нуклонами и взаимодействия, приводящие к распаду μ , π и тяжелых (K) мезонов и гиперонов. Слабые взаимодействия характеризуются безразмерной константой взаимодействия $\sim 10^{-12}$; например, в случае β -распада

$$\frac{G^2}{\hbar c} = \frac{g}{mc^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2} \approx 4,77 \cdot 10^{-12}.$$

При сильных и электромагнитных взаимодействиях имеет место инвариантность взаимодействия по отношению к обращению времени, инверсии пространственных координат и операции зарядового сопряжения.

Согласно работам Людерса [27] и Паули [28] любое локальное взаимодействие, инвариантное относительно собственного преобразования Лоренца, также инвариантно относительно комбинированного преобразования: обращения времени (T), пространственной инверсии (I) и зарядового сопряжения (C), т. е.

$$TIC = \text{инвариант.}$$

Это равенство носит название теоремы Людерса — Паули. Согласно этой теореме, если взаимодействие инвариантно относительно обращения времени (T), то оно инвариантно и относительно комбинации преобразований IC .

До последнего времени предполагали, что четность сохраняется при всех взаимодействиях, в частности и при слабом взаимодействии. Однако в 1956 г. возникло сомнение в справедливости закона сохранения четности для случая слабых взаимодействий.

Анализ следствий из теории β -распада при допущении, что при взаимодействии электронно-нейтринного поля с нуклонами четность не сохраняется, был произведен в работах Ли и Янга [29]. Они показали, что классификация β -распадов на разрешенные и запрещенные, распределение электронов распада по энергии (форма спектра), корреляция направлений вылета электронов и нейтрино, электронов и γ -квантов не зависят от закона сохранения четности.

Если четность в β -распаде не сохраняется, то скалярное взаимодействие, приводящее к испусканию электрона и антинейтрино, можно записать в виде

$$H_S = g \int (\psi_p^\dagger \beta \psi_n) \{C_S (\psi_e^\dagger \beta \psi_\nu) + C'_S (\psi_e^\dagger \beta \gamma_5 \psi_\nu)\} d\tau. \quad (39,1)$$

Соответственно тензорное взаимодействие в нерелятивистском приближении

$$H_T = g \int (\psi_p^\dagger \beta \sigma \psi_n) \{C_T (\psi_e^\dagger \beta \sigma \psi_\nu) + C'_T (\psi_e^\dagger \beta \sigma \gamma_5 \psi_\nu)\} d\tau. \quad (39,2)$$

Аналогичным образом преобразуются и другие типы взаимодействия. Квадраты модулей матричных элементов не могут иметь интерференционных членов между частями, содержащими и не содержащими матрицу γ_5 . Поэтому вероятность испускания электронов с энергией в интервале $\epsilon, \epsilon + d\epsilon$ под углом θ к направлению вылета нейтрино можно записать в виде

$$P(\epsilon) d\epsilon d\Omega = g^2 F(Z, \epsilon) \left(\xi + \frac{\eta pc}{\epsilon} \right) \frac{(E - \epsilon)^2 \epsilon p_e d\epsilon d\Omega}{2\pi^3 \hbar^2 c^5}, \quad (39,3)$$

где

$$\xi = (|C_S|^2 + |C'_S|^2) \left| \int \beta \right|^2 + (|C_T|^2 + |C'_T|^2) \left| \int \sigma \beta \right|^2, \quad (39,3a)$$

$$\eta = \frac{1}{3} (|C_T|^2 + |C'_T|^2) \left| \int \beta \sigma \right|^2 - (|C_S|^2 + |C'_S|^2) \left| \int \beta \right|^2, \quad (39,3б)$$

$$|C_S|^2 + |C'_S|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2 = 1. \quad (39,3в)$$

Если β -распад определяется векторным и псевдовекторным взаимодействиями, то величины (39,3a) — (39,3в) будут иметь следующие значения:

$$\xi = (|C_V|^2 + |C'_V|^2) \left| \int \beta \right|^2 + (|C_A|^2 + |C'_A|^2) \left| \int \sigma \beta \right|^2, \quad (39,3a')$$

$$\eta = (|C_V|^2 + |C'_V|^2) \left| \int \beta \right|^2 - \frac{1}{3} (|C_A|^2 + |C'_A|^2) \left| \int \sigma \beta \right|^2, \quad (39,3б')$$

$$|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_A|^2 + |C'_A|^2 = 1. \quad (39,3в')$$

Из (39,3) следует, что эксперименты, определяющие форму β -спектров и угловые корреляции в направлениях вылета электронов и нейтрино, не могут ответить на вопрос о наличии или отсутствии взаимодействий C'_i без сохранения четности.

Этот вопрос может быть разрешен только при измерении псевдоскалярных величин, например при измерении угла вылета электрона по отношению к направлению спина ядра:

$$\frac{\sigma k}{|\sigma| |k|}.$$

В конце 1956 г. Ву, Амблер, Хайвард, Хоппес и Худзон [31] экспериментально показали, что при β -распаде ориентированных ядер Co^{60} вероятность вылета электронов зависит от взаимной ориентации спина ядра и направления вылета электрона. Такая зависимость возможна только в том случае, когда взаимодействие электронно-нейтринного поля с нуклонами содержит отличные от нуля (одновременно) величины C и C' для соответствующего типа взаимодействия.

Угловое распределение электронов β -распада ориентированных ядер, как показали Ли и Янг [29], будет определяться формулой *)

$$W(\theta) d\Omega = \text{const} (1 + \alpha \cos \theta) \sin \theta d\theta,$$

где в случае разрешенного β -распада при переходе $J \rightarrow J - 1$ без изменения четности значение α связано с основными величинами, опреде-

*) Общая теория угловых распределений и поляризации электронов (и позитронов) для разрешенных переходов при β -распаде ориентированных ядер с учетом несохранения четности развита И. М. Шмушевичем [47].

ляющими β -распад, формулой*)

$$\alpha = \frac{v}{c} \frac{C_T^* C_T' + C_T C_T'^*}{|C_T|^2 + |C_T'|^2} \frac{\langle J_z \rangle}{J}, \quad \text{если } C_A = 0, \quad (39,4)$$

$$\alpha = -\frac{v}{c} \frac{C_A^* C_A' + C_A C_A'^*}{|C_A|^2 + |C_A'|^2} \frac{\langle J_z \rangle}{J}, \quad \text{если } C_T = 0, \quad (39,5)$$

где $\langle J_z \rangle$ — среднее значение проекции спина начального ядра; v — скорость электрона; c — скорость света. Для разрешенных переходов $J \rightarrow J \pm 1$ без изменения четности

$$\alpha = \frac{\langle J_z \rangle}{J} \frac{v}{c} \frac{C_T^* C_T' + C_T C_T'^*}{|C_T|^2 + |C_T'|^2}, \quad \text{если } C_A = 0.$$

Если учесть, что из требования инвариантности взаимодействия относительно обращения времени следует условие действительности коэффициентов C_T , то при $J \rightarrow J - 1$ находим:

$$\alpha = \frac{\langle J_z \rangle}{J} \frac{v}{c} \frac{2C_T C_T'}{C_T^2 + C_T'^2}, \quad \text{если } C_A = 0, \quad (39,4a)$$

$$\alpha = -\frac{\langle J_z \rangle}{J} \frac{v}{c} \frac{2C_A C_A'}{C_A^2 + C_A'^2}, \quad \text{если } C_T = 0. \quad (39,5a)$$

В опытах Ву и др. [31] исследовалось угловое распределение электронов при β -распаде ориентированных магнитным полем (при низкой температуре) ядер Co^{60} . β -распад $\text{Co}^{60} \rightarrow \text{Ni}^{60}$, соответствующий переходу $J = 5^+ \rightarrow J = 4^+$ с правилами отбора Гамова — Теллера, относится к разрешенному типу. Среднее значение v/c для испускаемых электронов равнялось 0,6; среднее значение поляризации ядер $\frac{\langle J_z \rangle}{J} = 0,6$. Поэтому согласно (39,4a) при $|C_T| = |C_T'|$ следовало ожидать, что $|\alpha| = 0,36$.

В эксперименте было найдено, что электроны испускаются преимущественно в направлении, противоположном направлению ориентации спина; при этом $\alpha = -0,4$. Таким образом, опыты по β -распаду Co^{60} подтвердили несохранение четности при явлении β -распада и показали, что в пределах ошибок эксперимента $C_T' = -C_T$, если $C_A = 0$, или $C_A = C_A'$, если $C_T = 0$.

Можно было бы думать, что несохранение четности связано с асимметрией пространства по отношению к инверсии пространственных

*) Здесь для общности допускается, что постоянные C_i и C_i' могут быть комплексными числами. Если потребовать, чтобы гамильтониан взаимодействия был инвариантен относительно операции отражения времени, то можно показать [30], что постоянное C_i и C_i' (с точностью до несущественного общего фазового множителя, который может быть нормирован к единице) являются действительными числами.

координат. Однако, как показал Л. Д. Ландау [32], несохранение четности при β -распаде может не затрагивать симметрии пространства, если предположить, что при слабых взаимодействиях не имеют места в отдельности закон сохранения четности и инвариантность относительно зарядового сопряжения.

Если в сильных и электромагнитных взаимодействиях каждый из этих законов выполняется в отдельности, то при слабых взаимодействиях имеет место инвариантность только относительно совокупности этих двух операций. Совокупность операции инверсии и зарядового сопряжения Ландау назвал *комбинированной инверсией*. При комбинированной инверсии происходит инверсия пространственных координат и одновременно частицы переходят в античастицы. Инвариантность слабого взаимодействия относительно комбинированной инверсии оставляет пространство полностью симметричным, асимметричными делаются заряды частиц.

Частицы, тождественные со своими античастицами, т. е. истинно нейтральные частицы, при комбинированной инверсии переходят сами в себя. Поэтому для таких частиц комбинированная инверсия совпадает с обычной пространственной инверсией. В этом случае закон сохранения комбинированной инверсии совпадал бы с законом сохранения четности.

В следующем параграфе мы рассмотрим основные свойства нейтрино, вытекающие из явления β -распада, и, в частности, те свойства, которые связаны с нарушением закона сохранения четности при β -распаде.

§ 40. Основные свойства нейтрино

Свойства нейтрино, введенных Ферми в теорию β -распада, таковы, что непосредственно наблюдать их очень сложно. Электрический заряд нейтрино равен нулю, масса и магнитный момент также равны нулю (или очень малы), поэтому их взаимодействие с веществом может происходить только за счет слабого взаимодействия, проявляющегося в процессах β -распада. Поток нейтрино, попадая на ядра, может вызвать процессы, обратные β -распаду, при которых будут выделяться электроны или позитроны. На возможность такого процесса указали Бете и Пайерлс [33] сразу же после опубликования работы Ферми. Однако вследствие малого эффективного сечения реакции ($\sim 10^{-44}$ см²) трудно было надеяться, что этот процесс можно будет наблюдать в эксперименте. Положение изменилось в последние годы, когда были созданы мощные ядерные реакторы, работа которых сопровождается выделением большого количества нейтрино.

Практическое осуществление реакции обратного β -распада связано с вопросом о том, являются ли нейтрино и антинейтрино тождественными частицами или разными. Мы условились называть антинейтрино $\bar{\nu}$ -частицу, которая выделяется при электронном распаде нейтрона

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}; \quad (40,1)$$