

ГЛАВА VI

ОСНОВЫ ТЕОРИИ БЕТА-РАСПАДА

§ 35. Нейтринная теория бета-распада

Большинство нестабильных ядер распадается, испуская электрон (или позитрон) с соответствующим увеличением (или уменьшением) на единицу заряда ядра. Такой процесс называется электронным или позитронным распадом в зависимости от того, испускается ли ядром электрон или позитрон. В некоторых случаях изменение заряда ядра происходит и при захвате одним из протонов ядра орбитального электрона. Это явление носит название *K*-захвата и будет рассмотрено в § 41.

Время жизни по отношению к β -распаду изменяется в очень широких пределах от сотых долей секунды до 10^{18} лет. Верхний предел определяется только возможностями экспериментального определения времени жизни. С точки зрения обычных ядерных масштабов времени время жизни ядра по отношению к β -распаду можно считать бесконечно большим.

В результате экспериментального исследования явления β -распада было установлено, что:

1) электроны (позитроны) распада имеют непрерывный спектр энергии с максимальной энергией, равной разности энергий между материнским и дочерним ядрами.

2) Хотя электрон (позитрон) уносит момент количества движения $\hbar/2$, моменты количества движения материнского и дочернего ядер отличаются на целое число \hbar .

Кажущееся нарушение законов сохранения энергии и момента при β -распаде было устранено гипотезой Паули, в которой постулировалось существование нейтральной частицы нейтрино, обладающей полуцелым спином и массой покоя, близкой к нулю. Согласно нейтринной гипотезе энергия распада статистически распределяется между электроном и нейтрино, которые возникают и испускаются одновременно при β -распаде. Энергия покоя нейтрино должна равняться разности между максимальной энергией электрона и полной энергией ядерного перехода. Эксперимент показывает, что энергия покоя нейтрино в пределах ошибок опыта равна нулю ($\frac{m_\nu}{m_e} \leq 10^{-2}$).

Успех теории β -распада, основанной на нейтринной гипотезе, а также результаты опытов по исследованию ядер отдачи при β -распаде и опытов по непосредственному воздействию нейтрино на нуклоны дали прочное обоснование этой гипотезы. Реальность существования нейтрино в настоящее время не вызывает никаких сомнений.

Первое математическое описание явления β -распада, основанное на нейтринной гипотезе, было сделано Ферми [1] в 1934 г. по аналогии с теорией излучения. В дальнейшем, вплоть до 1956 г., эта теория уточнялась многими исследователями без существенного изменения основ теории, предложенной Ферми. Обзор работ этого периода по теории β -распада можно найти в статьях [2].

В 1956 г. был установлен факт несохранения четности при слабых взаимодействиях, ответственных за явление β -распада. В результате этого интерес к явлению β -распада значительно повысился как со стороны экспериментаторов, так и теоретиков. В 1957 г. появилось большое число экспериментальных работ, которые подтвердили несохранение четности в явлении β -распада, однако в связи с уточнением методики эксперимента выяснилось, что некоторые из ранее выполненных работ не имели достаточной точности, поэтому их результаты не согласовались между собой. Нет сомнения, что в ближайшее время главные закономерности явления β -распада будут найдены.

В этой главе мы рассмотрим только основы теории β -распада. Вначале будем предполагать, что четность сохраняется при β -распаде, а затем рассмотрим, как следует изменить теорию, чтобы учесть несохранение четности.

Для построения теории β -распада прежде всего необходимо установить вид оператора взаимодействия H' между нуклонами и электронно-нейтринным полем. Малая величина взаимодействия нуклонов с электронно-нейтринным полем позволяет проводить исследование по методу теории возмущений в первом борновском приближении. В этом случае вероятность β -распада в единицу времени выражается непосредственно через матричный элемент оператора взаимодействия и волновые функции начального (a) и конечного (b) состояний:

$$P_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle b | H' | a \rangle |^2 \rho(E), \quad (35,1)$$

где $\rho(E)$ определяет число конечных состояний на единичный интервал энергии.

Для конкретного выбора оператора взаимодействия H' электронно-нейтронного поля с нуклонами следует учесть, что процесс электронного β -распада состоит в превращении одного нейтрона ядра в протон с испусканием электрона и антинейтрино, а процесс позитронного β -распада состоит в превращении протона в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино.

Процессы, в которых происходят взаимопревращения частиц, теоретически удобно описывать с помощью формализма вторичного кван-

тования. В методе вторичного квантования состояния системы определяются функциями, в которых роль независимых переменных играют числа частиц в определенных состояниях (числа заполнения). Волновые функции частиц ψ и ψ^\dagger рассматриваются как операторы, действующие на функции от чисел заполнения. Оператор ψ^\dagger называется оператором рождения, так как его действие на функцию чисел заполнения сводится к увеличению числа частиц в определенном состоянии на единицу. Оператор ψ называется оператором уничтожения, так как его действие на функцию чисел заполнения сводится к уменьшению числа частиц в определенном состоянии на единицу.

Протоны, нейтроны, электроны, позитроны, нейтрино и антинейтрино имеют спин $1/2$ и описываются уравнением Дирака. При этом электрон — позитрон и нейтрино — антинейтрино образуют пары зарядово-сопряженных частиц. В теории вторичного квантования показывается, что рождение частиц эквивалентно уничтожению античастиц и наоборот, поэтому процесс электронного β -распада

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu},$$

состоящий в превращении нейтрона в протон, электрон и антинейтрино, можно рассматривать как уничтожение нейтрона, описываемого оператором ψ_n , и нейтрино, описываемого оператором ψ_ν , и рождение электрона и протона, описываемых соответственно операторами ψ_e^\dagger и ψ_p^\dagger . Таким образом, оператор H' процесса электронного β -распада должен содержать операторы:

$$\psi_p^\dagger \psi_n \psi_e^\dagger \psi_\nu.$$

Оператор H' процесса позитронного β -распада должен содержать соответственно операторы

$$\psi_n^\dagger \psi_p \psi_\nu^\dagger \psi_e.$$

Для отыскания явной зависимости оператора взаимодействия электронно-нейтринного поля с нуклонами от указанных выше операторов рождения и уничтожения частиц исходят из требования релятивистской инвариантности, инвариантности относительно обращения времени, инвариантности относительно зарядового сопряжения и закона сохранения четности. Тогда, предполагая, что оператор H' содержит только операторы ψ и ψ^\dagger , а не их производные*), можно записать H' в виде линейной комбинации пяти элементарных взаимодействий:

$$H' = \sum_{i=1}^5 C_i H_i = C_S H_S + C_V H_V + C_T H_T + C_A H_A + C_P H_P, \quad (35,2)$$

где $\sum_{i=1}^5 C_i^2 = 1$, а элементарные взаимодействия выражаются через

*) Попытки введения производных от волновых функций легких частиц [3] привели к результатам, не согласующимся с экспериментом [4].

обычные матрицы Дирака $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, β , $\gamma_5 = i\alpha_1\alpha_2\alpha_3$ следующими равенствами:

$$H_S = g \int \{(\psi_p^\dagger \beta \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \psi_\nu) + (\psi_n^\dagger \beta \psi_p) (\psi_\nu^\dagger \beta \psi_e)\} d\tau, \quad (35,3a)$$

$$H_V = g \int \{[(\psi_p^\dagger \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_\nu) - (\psi_p^\dagger \alpha \psi_n) (\psi_e^\dagger \alpha \psi_\nu)] + \text{э.с.}\} d\tau, \quad (35,3б)$$

$$H_T = g \int \{[(\psi_p^\dagger \beta \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \sigma \psi_\nu) + (\psi_p^\dagger \beta \alpha \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \alpha \psi_\nu)] + \text{э.с.}\} d\tau, \quad (35,3в)$$

$$H_A = g \int \{(\psi_p^\dagger \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \sigma \psi_\nu) - (\psi_p^\dagger \gamma_5 \psi_n) (\psi_e^\dagger \gamma_5 \psi_\nu)\} + \text{э.с.}\} d\tau, \quad (35,3г)$$

$$H_P = g \int \{(\psi_p^\dagger \beta \gamma_5 \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \gamma_5 \psi_\nu) + \text{э.с.}\} d\tau. \quad (35,3д)$$

Интегрирование в (35,3а) — (35,3д) производится по области изменения пространственных координат, от которых зависят все функции ψ . Величина g характеризует интенсивность взаимодействия электронно-нейтринного поля с нуклонами. Значение этой величины выбирается из сравнения теории с экспериментом (см. ниже § 37). Постоянные C_i в (35,2) определяют относительную роль различных взаимодействий (35,3) в операторе H' общего взаимодействия. Буквами э. с. в (35,3б) — (35,3д) обозначены члены, эрмитовски сопряженные выражениям, стоящим в квадратных скобках. Эти члены соответствуют β -распаду с испусканием позитрона и нейтрино.

Элементарные взаимодействия (35,3а) — (35,3д) называются соответственно *скалярным*, *векторным*, *тензорным*, *псевдовекторным* (или аксиальным) и *псевдоскалярным* взаимодействиями. Эти названия отражают законы преобразования выражений, относящихся либо к нуклонам, либо к легким частицам*).

Скорость нуклонов в ядре примерно на порядок меньше скорости света, поэтому движение нуклонов можно рассматривать в нереляти-

*) Пользуясь приложением III § M и O, можно, например, показать, что взаимодействие (35,3а) строится из произведения скаляра $\psi_p^\dagger \beta \psi_n$, составленного из функций тяжелых частиц, и скаляра $\psi_e^\dagger \beta \psi_\nu$, составленного из функций легких частиц. Взаимодействие (35,3б) является скалярным произведением четырехмерного вектора тяжелых частиц $\psi_p^\dagger \beta \gamma_i \psi_n$ на четырехмерный вектор $\psi_e^\dagger \beta \gamma_i \psi_\nu$ легких частиц:

$$\sum_{i=1}^4 (\psi_p^\dagger \beta \gamma_i \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \gamma_i \psi_\nu) = (\psi_p^\dagger \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_\nu) - (\psi_p^\dagger \alpha \psi_n) (\psi_e^\dagger \alpha \psi_\nu).$$

Взаимодействие (35,3в) образуется из произведений соответствующих тензорных величин:

$$\sum_{\substack{i,k=1 \\ i \neq k}}^4 (\psi_p^\dagger \beta \gamma_i \gamma_k \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \gamma_i \gamma_k \psi_\nu) = (\psi_p^\dagger \beta \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \sigma \psi_\nu) + (\psi_p^\dagger \beta \alpha \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \alpha \psi_\nu).$$

вистском приближении и пренебречь в (35,3) всеми членами, содержащими матрицы α и γ_5 , действующие на нуклонные функции, так как среднее значение операторов α и γ_5 равно отношению скорости нуклонов в ядре к скорости света. Таким образом, в нерелятивистском приближении (по нуклонам) остаются только взаимодействия:

$$H_S = g \int [(\psi_p^\dagger \beta \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \psi_\nu) + \text{э. с.}] d\tau, \quad (35,4a)$$

$$H_V = g \int [(\psi_p^\dagger \psi_n) (\psi_e^\dagger \psi_\nu) + \text{э. с.}] d\tau, \quad (35,4b)$$

$$H_T = g \int [(\psi_p^\dagger \beta \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \beta \sigma \psi_\nu) + \text{э. с.}] d\tau, \quad (35,4в)$$

$$H_A = g \int [(\psi_p^\dagger \sigma \psi_n) (\psi_e^\dagger \sigma \psi_\nu) + \text{э. с.}] d\tau. \quad (35,4г)$$

Волновые функции нейтрино можно выбрать в виде плоских волн $\psi_\nu = u_\nu \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{r}\}$. Если не учитывать действия электрического поля ядра на электрон, то волновые функции электрона тоже можно записать в виде плоских волн $\psi_e = u_e \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$. Тогда все подынтегральные выражения (35,4) будут содержать множитель $\exp\{-i(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r}\}$. Обычно при β -распаде $|\mathbf{k} - \mathbf{q}|R \ll 1$, поэтому можно разложить экспоненту в ряд

$$\exp\{-i(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r}\} = 1 - i(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r} - \frac{1}{2}[(\mathbf{k} - \mathbf{q})\mathbf{r}]^2 + \dots \quad (35,5)$$

и в первом приближении ограничиться первым членом разложения. Вероятность β -распада, вычисленная в этом приближении, соответствует так называемым *разрешенным β -переходам*.

Если вследствие определенной симметрии волновых функций матричные элементы (35,4a — 35,4г) при замене разложения (35,5) единицей равны нулю, а учет второго члена этого разложения приводит к значению, отличному от нуля, то говорят, что соответствующий β -распад является *однократно запрещенным* (запрещение первого порядка). Если отличный от нуля результат даст только третий член разложения (35,5), то говорят о *двукратно запрещенном* (запрещение второго порядка) β -распаде и т. д.

К запрещенным переходам обычно относят и случаи, когда отличны от нуля только релятивистские матричные элементы, содержащие матрицы α и γ_5 , действующие на нуклонные волновые функции.

§ 36. Правила отбора и форма бета-спектра разрешенных переходов

Рассмотрим теперь более подробно разрешенные β -переходы. Как уже указывалось в предыдущем параграфе, разрешенные переходы соответствуют случаю, когда можно заменить $\exp\{i(\mathbf{q} - \mathbf{k})\mathbf{r}\}$ единицей; с физической точки зрения эта замена означает, что электрон и