§ 37. Определение констант взаимодействия в бета-распаде. Разрешенные переходы разных типов

В теории β-распада предполагается, что постоянные C_S, C_V, C_T и C_A для всех ядер одинаковы, так как они характеризуют взаимодействие нуклонов с электронно-нейтринным полем. Индивидуальные же особенности ядер проявляются в значениях матричных элементов

$$M_S \equiv \int 1, \quad M_V \equiv \int \beta, \quad M_T \equiv \int \beta\boldsymbol{\sigma} \quad \text{и} \quad M_A \equiv \int \boldsymbol{\sigma}.$$

Таким образом, постоянные C_i можно определить, изучая отдельные примеры β-распада. В § 36 было указано, что исследование формы спектров разрешенных β-переходов приводит к заключению, что должны выполняться равенства

$$C_S C_V = C_T C_A = 0. \tag{37,1}$$

Условия (37,1) выполняются, если две из четырех постоянных равны нулю. Для выяснения вопроса, какие постоянные C_i равны нулю, можно использовать данные о корреляции направлений вылета электронов и нейтрино при β-распаде.

Если не производить интегрирования по всем направлениям вылета электронов и нейтрино, то вероятность β-распада будет содержать квадраты матричных элементов от волновых функций легких частиц. В приложении III, § Н показано, что матричные элементы разрешенных β-переходов, усредненные по спиновым состояниям легких частиц, соответственно равны

$$2 \langle |(\psi_e^\dagger \beta \psi_\nu)|^2 \rangle_{\text{спин}} = 1 - \frac{v}{c}\cos\theta, \tag{S}$$

$$2 \langle |(\psi_e^\dagger \psi_\nu)|^2 \rangle_{\text{спин}} = 1 + \frac{v}{c}\cos\theta, \tag{V}$$

$$2 \langle |(\psi_e^\dagger \beta\boldsymbol{\sigma} \psi_\nu)|^2 \rangle_{\text{спин}} = 1 + \frac{v}{3c}\cos\theta, \tag{T}$$

$$2 \langle |(\psi_e^\dagger \boldsymbol{\sigma} \psi_\nu)|^2 \rangle_{\text{спин}} = 1 - \frac{v}{3c}\cos\theta. \tag{A}$$

Учитывая эти результаты, получим, что вероятность β-распада с испусканием электрона и нейтрино в направлениях, составляющих угол θ между собой, пропорциональна

$$1 + \alpha \frac{v}{c}\cos\theta, \tag{37,2}$$

где

$$\alpha = \frac{(C_V^2 - C_S^2)\left|\int 1\right|^2 + \frac{1}{3}(C_T^2 - C_A^2)\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2}{(C_V^2 + C_S^2)\left|\int 1\right|^2 + (C_T^2 + C_A^2)\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2}. \tag{37,3}$$

Из (37,2) следует, что при усреднении по всем направлениям вылета нейтрино анизотропия в распределении направлений вылета электронов исчезает. Таким образом, если не фиксировать направления отдачи ядра, которое связано с направлениями вылета электронов и нейтрино, то угловое распределение электронов в разрешенных β-переходах будет изотропным. Если значение α положительно, то из (37,2) следует, что электрон и нейтрино разлетаются преимущественно в одном направлении; если же α отрицательно, то электрон и нейтрино разлетаются преимущественно в противоположных направлениях. Угловая корреляция направлений вылета электрона и нейтрино пропорциональна произведению величины α на отношение скорости электрона к скорости света, поэтому при уменьшении скорости электрона до нуля угловая корреляция исчезает.

Угловую корреляцию между направлением вылета электрона и нейтрино определяют путем измерения направления вылета электрона и импульса ядра, получающегося при распаде. Сделав такие измерения для β-распада He^6, Растад и Раби [10] показали, что коэффициент угловой корреляции α заключен в пределах $0{,}325 < \alpha < 0{,}340$. β-распад He^6 ($He^6 \longrightarrow Li^7 + \beta + \tilde{\nu}$) относится к разрешенному типу и соответствует переходу $J = 1 \longrightarrow J = 0$ без изменения четности [11]. Следовательно, для этого перехода $\left|\int 1\right|^2 = 0$, и согласно (37,3) коэффициент угловой корреляции α должен равняться $\pm\frac{1}{3}$. Знак плюс отвечает случаю $C_A = 0$, знак минус $C_T = 0$. Приведённое выше экспериментальное значение α указывает, что реализуется случай $C_A = 0$. Другими словами, взаимодействие нуклона с электронно-нейтринным полем, приводящее к правилам отбора Гамова—Теллера, соответствует только тензорному взаимодействию. В последнее время, однако, появились сомнения в точности указанного выше экспериментального значения α для β-распада He^6. Поэтому заключение о том, что $C_A = 0$, нельзя считать окончательным, тем более, что имеются экспериментальные указания на равенство нулю постоянной C_T.

Угловые корреляции между вылетом электрона и нейтрино измерялись также при исследовании β-распада Ne^{19}. При этом разными авторами были получены следующие значения:

$\alpha = -0{,}8 \pm 0{,}4$ (Альфорд и Гамильтон [12], 1954),

$\alpha = 0{,}21 \pm 0{,}08$ (Максон, Аллен и Ентчке [13], 1955),

$\alpha = -0{,}15 \pm 0{,}2$ (Альфорд и Гамильтон [14], 1957),

$\alpha = 0{,}14 \pm 0{,}13$ (Гуд и Лауер [15], 1957).

β-распад Ne^{19} соответствует переходу $\frac{1}{2} \longrightarrow \frac{1}{2}$, поэтому оба матричных элемента $\int 1$ и $\int \boldsymbol{\sigma}$ могут быть отличными от нуля. Введя обозначение $x=\frac{|\int 1|^2}{|\int \sigma|^2}$, из (37,3) получим:

$$\alpha=\frac{\frac{1}{3}C_T^2+x\left(C_V^2-C_S^2\right)}{C_T^2+x\left(C_V^2+C_S^2\right)},\quad \text{если } C_A=0;$$

$$\alpha=\frac{-\frac{1}{3}C_A^2+x\left(C_V^2-C_S^2\right)}{C_A^2+x\left(C_V^2+C_S^2\right)},\quad \text{если } C_T=0.$$

Таким образом, в зависимости от величины x коэффициент α должен заключаться в пределах:

$$-1\leqslant\alpha\leqslant\frac{1}{3},\qquad \text{если } C_A=C_V=0; \tag{а}$$

$$\frac{1}{3}\leqslant\alpha\leqslant 1,\qquad \text{если } C_A=C_S=0; \tag{б}$$

$$-\frac{1}{3}\leqslant\alpha\leqslant 1,\qquad \text{если } C_T=C_S=0; \tag{в}$$

$$-1\leqslant\alpha\leqslant-\frac{1}{3},\qquad \text{если } C_T=C_V=0. \tag{г}$$

Приведенные выше экспериментальные значения α для случая β-распада Ne^{19} исключают только случай $C_A=C_S=0$. Если положить, как это обычно делалось ранее, на основе экспериментов с He^6, что $C_A=0$, то тогда следует положить $C_V=0$. Таким образом, предполагалось, что явление β-распада обусловлено только скалярным и тензорным взаимодействиями.

Для выяснения вопроса о том, какая из постоянных: C_S или C_V, равна нулю, можно было бы использовать β-распады только с фермиевскими правилами отбора, так как они не содержат постоянных C_T, C_A. Разрешенные β-распады, удовлетворяющие только правилам отбора Ферми, должны наблюдаться при переходах $0\to 0$ без изменения четности. К переходам такого типа относится [16, 17] позитронный β-распад O^{14} на возбужденный (2,3 *Мэв*) уровень N^{14} и три позитронных распада [18]:

$$C^{10}\to B^{10}+\tilde{e}+\nu,$$

$$Cl^{34}\to S^{34}+\tilde{e}+\nu,$$

$$Al^{26}\to Mg^{26}+\tilde{e}+\nu.$$

К сожалению, во всех этих случаях измерения угловой корреляции вылетающих легких частиц значительно более сложны, чем в случае β-распадов ядер инертных газов He^6 и Ne^{19}, и пока еще не произведены.

Итак, имеющиеся экспериментальные данные по угловым корреляциям не позволяют сделать однозначный вывод о значении постоянных C_S, C_V, C_T и C_A. До последнего времени принималось, что $C_A=C_V=0$. В этом случае вероятность испускания электрона с энергией ε в интервале $d\varepsilon$ определяется формулой

$$dP(\varepsilon)=g_S^2 F(Z,\ \varepsilon)\left(\left|\int 1\right|^2+R\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2\right)\frac{(E-\varepsilon)\,\varepsilon\,(\varepsilon^2-m^2c^4)^{1/2}}{2\pi^3\hbar^7c^6}\,d\varepsilon, \quad (37,4)$$

где $R=\dfrac{C_T^2}{C_S^2}$, $g_S=gC_S$.

Если окажется, что $C_S=C_T=0$ *), то в формуле (37,4) следует заменить g_S на $g_V=gC_V$ и положить $R=\dfrac{C_A^2}{C_V^2}$.

Интегрируя (37,4) по всем энергиям испускаемого электрона, находим полную вероятность β-распада, а следовательно, и период полураспада (τ):

$$P(E)=\frac{\ln 2}{\tau}=\frac{m^5c^4g_S^2}{2\pi^3\hbar^7}\left(\left|\int 1\right|^2+R\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2\right)f(Z,\ E), \quad (37,5)$$

где

$$f(Z,\ E)=(mc^2)^{-5}\int_{mc^2}^{E} F(Z,\varepsilon)\,(E-\varepsilon)^2\,(\varepsilon^2-m^2c^4)^{1/2}\,\varepsilon\,d\varepsilon \quad (37,5a)$$

— безразмерная функция Ферми, зависящая от заряда ядра и от максимальной энергии электрона.

Период полураспада разрешенных β-переходов очень сильно зависит от энергии перехода E. При малых зарядах ядра $f(Z,\ E)\sim E^7$, если $E>5mc^2$. Поэтому время жизни разрешенных переходов изменяется в очень широкой области и не может служить прямой характеристикой разрешенных переходов. Более характерной величиной, определяющей свойства β-переходов, является произведение $\tau f(Z,\ E)$. Из (37,5) следует

$$\tau f(Z,\ E)=\frac{D}{\left(\left|\int 1\right|^2+R\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2\right)}, \quad (37,6)$$

где D — универсальная постоянная, зависящая от константы связи $C_S^2g^2=g_S^2$ и имеющая размерность времени

$$D=\frac{2\ln 2\pi^3\hbar^7}{m^5c^4g_S^2}. \quad (37,7)$$

Для определения численного значения постоянной D удобно использовать β-распад, происходящий без изменения спина и четности ($0^+\longrightarrow 0^+$). В этом случае за переход ответствен только матричный элемент $\int 1$ и $D=\tau f\left|\int 1\right|^2$. Измеряя период полураспада и максимальную энергию

*) Согласно последним данным эти значения наиболее вероятны. Сосновский, Спивак и Добрынин показали, что векторное и псевдовекторное взаимодействие входят в (35,2) с разными знаками. При этом $C_A=-(1{,}25\pm0{,}04)\,C_V$.

электронов, можно, оценив значение $\left|\int 1\right|^2$, вычислить D. Такие измерения были проделаны Гергартом [17] для β-перехода $0^+ \longrightarrow 0^+$, происходящего при β-распаде $O^{14} \longrightarrow N^{*14}$. Полагая $\left|\int 1\right|^2 = 2$ (см. ниже), он нашел $D = 6550 \pm 150$ *сек*. Тогда из (37,7) имеем:

$$g_S = 1{,}374 \pm 0{,}016 \cdot 10^{-49}\ \textit{эрг}\cdot\textit{см}^3.$$

Из (37,6) следует, что произведение периода полураспада и безмерной функции Ферми, зависящей от максимальной энергии электрона, должно быть постоянным (с точностью до постоянства $\left(\left|\int 1\right|^2 + R\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2\right)$ для всех разрешенных переходов. Опыт подтверждает это правило, несмотря на то, что в отдельности время полураспада и $f(Z, E)$ при разрешенных переходах могут отличаться до 10^9 раз.

Значение ядерных матричных элементов, входящих в (37,6), зависит от волновых функций нуклонов в ядре и может быть вычислено только в случае некоторых легких ядер. В частности, можно вычислить матричный элемент $\left|\int 1\right|^2$ для β-распадов, сопровождающихся переходом одного из пары зеркальных ядер в другое, если воспользоваться представлением о зарядовой независимости ядерных сил.

Операторы $(\psi_p^\dagger \hat{O}_i \psi_n)$, входящие в ядерные матричные элементы, при β-распаде «превращают» нейтрон в протон. Другими словами, они изменяют значение проекции T_3 изотопического спина ядра, не меняя его абсолютной величины. Из условия постоянства полного изотопического спина T ядра при переходах с матричным элементом $\int 1$ следует равенство (с точностью до небольших кулоновских поправок) волновых функций начального и конечного ядра. В этом случае, как показал Вигнер [19]:

$$\left|\int 1\right|^2 = T(T+1) - T_3^{(\text{н})} T_3^{(\text{к})},$$

где $T_3^{(\text{н})}$ и $T_3^{(\text{к})}$ — проекции изотопического спина для начального и конечного ядра соответственно. Например, при $T = {}^1/_2$, $T_3^{(\text{н})} = \pm{}^1/_2$, $T_3^{(\text{к})} = \pm{}^1/_2$ получим $\left|\int 1\right|^2 = 1$. При $T = 1$, $T_3^{(\text{н})} = \pm 1$, $T_3^{(\text{к})} = 0$ получим $\left|\int 1\right|^2 = 2$. В частности, при β-распаде $O^{14} \longrightarrow N^{*14}$ $(T = 1)$ переход соответствует $T_3 = -1 \longrightarrow T_3 = 0$, поэтому $\left|\int 1\right|^2 = 2$, что и было использовано выше при вычислении D.

Вычисление матричного элемента $\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2$ обычно базируется на представлении о ядерных оболочках. В случае распада нейтрона оценка матричного элемента наиболее точна: $\left|\int \boldsymbol{\sigma}\right|^2 = 3$. Если далее учесть, что для нейтрона $\left|\int 1\right|^2=1$ и значение $\tau f=1260\pm 200$ [20]*), то из равенства $\frac{6550\pm 150}{1+3R}=1260\pm 200$ можно получить оценку для $R=1,37\pm 0,40$, т. е. с точностью до знака определить и вторую постоянную β-распада: $g_T=\pm R\sqrt{g_S^2}$. Оценка величины матричных элементов $\left|\int \sigma\right|^2$ может быть сделана и для переходов между основными состояниями зеркальных ядер, имеющих заполненные оболочки нейтронов и протонов с одним избыточным или недостающим нуклоном, так как эти переходы с хорошим приближением можно рассматривать как одночастичные. Используя оценки для $\left|\int \sigma\right|^2$, полученные на основе одночастичного приближения, Финкельштейн и Мосцковский [21] определили значения R для нескольких β-переходов, у которых наиболее хорошо известны значения τf ($H^3 \to He^3$; $O^{15} \to N^{15}$; $F^{17} \to O^{17}$). Такой же анализ возможных значений R произведен Я. А. Смородинским [22], который пришел к заключению, что для величины R можно принять значение, равное 1,7. Пользуясь этим значением R, условием $C_S^2+C_T^2=C_S^2(1+R)=1$ и значением $g_S=C_S g=1,374\cdot 10^{-49}$ *эрг·см*^{3}, можно получить значение постоянной β-распада $g=2,26\cdot 10^{-49}$ *эрг·см*^{3}.

Сводки значений τf для разных β-распадов даны в работах [23]. Наименьшее значение τf имеет группа легких ядер ($A<43$), в которых переход происходит между основными состояниями зеркальных ядер. В таблице 23 приведены некоторые случаи β-распадов, для которых значения $\lg_{10}(\tau f)$ заключены в пределах от 2,9 до 3,7. β-переходы, соответствующие таким значениям $\lg_{10}(\tau f)$, носят название *облегченных* или *сверхразрешенных* β-*переходов*.

По-видимому, ядерные матричные элементы в случае облегченных β-переходов имеют наибольшее значение, так как волновые функции материнского и дочернего ядер, соответствующие состояниям, принадлежащим одному зарядовому мультиплету, почти одинаковы.

Таблица 23. Значения τf для облегченных β-переходов

β-переход	Состояния ядер	$\lg_{10}(\tau f)$
$n_1 \to H^1$	$s_{1/2} \to s_{1/2}$	3, 1
$H^3 \to He^3$	$s_{1/2} \to s_{1/2}$	3,05
$Be^7 \to Li^7$	$p_{3/2} \to p_{3/2}$	3,36
$N^{13} \to C^{13}$	$p_{1/2} \to p_{1/2}$	3,67
$He^6 \to Li^6$	$^1S_0 \to {}^1S_0$	2,92
$F^{18} \to O^{18}$	$^3S_1 \to {}^3S_1$	3,57
$Ne^{19} \to F^{19}$	$(d_{5/2})^3 \to (d_{5/2})^3$	3,29
$C^{11} \to B^{11}$	$p_{3/2} \to p_{3/2}$	3,09

*) В последнее время Сосновский, Спивак и Добрынин произвели более точные измерения времени жизни нейтрона и нашли, что $\tau f=1170\pm 35$. Тогда $R=1,55\pm 0,08$.

К *нормальным разрешенным переходам* относятся переходы, удовлетворяющие правилам отбора Гамова — Теллера или Ферми, с значениями $\lg_{10}(\tau f)$, лежащими в интервале 4,1—5,8. В таблице 24 приведены значения $\lg_{10}(\tau f)$ для некоторых нормальных разрешенных β-переходов.

Таблица 24. Значения τf для некоторых нормальных разрешенных β-переходов

β-переход	Состояния ядер	$\lg_{10}(\tau f)$
$N^{12} \longrightarrow C^{12}$	$p_{1/2} \longrightarrow p_{3/2}$	4,1
$Ne^{23} \longrightarrow Na^{23}$	$d_{5/2} \longrightarrow D_{3/2}$	5,09
$Zn^{69} \longrightarrow Ga^{69}$	$p_{1/2} \longrightarrow p_{3/2}$	4,37
$Se^{81} \longrightarrow Br^{81}$	$p_{1/2} \longrightarrow p_{3/2}$	4,72
$Te^{127} \longrightarrow In^{127}$	$d_{3/2} \longrightarrow d_{5/2}$	5,66
$Sn^{121} \longrightarrow Sb^{121}$	$d_{3/2} \longrightarrow d_{5/2}$	5,00

Оболочечная модель ядра очень полезна для классификации β-переходов, так как она позволяет в некоторых случаях по спинам ядер, участвующих в переходе, установить четность и конфигурацию соответствующих состояний. Однако для получения количественных данных нужна более детальная теория. Теория оболочек не может, например, объяснить большое различие значений τf для облегченных ($\tau f \sim 2 \cdot 10^3$) и нормальных ($\tau f \sim 10^5$) β-переходов. Для иллюстрации этой трудности рассмотрим два β-перехода, происходящие между одинаковыми состояниями нуклонов. Первый переход $Ne^{19} \longrightarrow F^{19}$ соответствует преобразованию внешних нуклонных оболочек ядер:

$$\boxed{\begin{array}{c|c} n & p \\ \hline d^2_{5/2} & d^1_{5/2} \end{array}} \longrightarrow \boxed{\begin{array}{c|c} n & p \\ \hline d^1_{5/2} & d^2_{5/2} \end{array}} \qquad \text{(I)}$$

Второй переход $O^{19} \longrightarrow F^{19}$ соответствует преобразованию внешних оболочек

$$\boxed{\begin{array}{c|c} n & p \\ \hline d^0_{5/2} & d^3_{5/2} \end{array}} \longrightarrow \boxed{\begin{array}{c|c} n & p \\ \hline d^1_{5/2} & d^2_{5/2} \end{array}} \qquad \text{(II)}$$

С точки зрения оболочечной модели матричные элементы переходов (I) и (II) не могут существенно отличаться друг от друга.

Опыт же показывает, что значение τf в переходе $Ne^{19} \to F^{19}$ равно $10^{3,29}$, а в переходе $O^{19} \to F^{19}$ оно становится равным $\sim 10^{5,57}$. Повидимому, во втором переходе более существенно искажаются состояния всех нуклонов.

Наконец, к третьему типу разрешенных переходов относятся переходы, удовлетворяющие правилам отбора: $\Delta J = 0, \pm 1$, четность не меняется, — имеющие, так же как облегченные и нормальные, характерную форму спектра разрешенных переходов, но соответствующие значениям $\lg_{10}(\tau f) = 6 - 7$. На основе оболочечной модели ядра было установлено, что эти переходы сопровождаются изменением орбитального момента нуклонов. Например, β-распад $C^{14} \to N^{14}$ соответствует переходу $S_0 \to D_1$, β-распад Si^{31} соответствует переходу $d_{3/2} \to S_{1/2}$, Zn^{65} — переходу $f_{5/2} \to p_{3/2}$ и т. д. Такие переходы получили название *затрудненных* или *l-запрещенных переходов*.

§ 38. Запрещенные бета-переходы

Матричные элементы $\int 1$ и $\int \sigma$, определяющие правила отбора разрешенных β-переходов, равны нулю, когда не выполняются условия: $\Delta J = 0, \pm 1$, четность не меняется. В этом случае надо учитывать матричные элементы, возникающие от членов, отброшенных при разложении в ряд волновых функций легких частиц, и членов, содержащих скорость нуклонов. Порядок величины таких матричных элементов значительно меньше порядка величины отличных от нуля матричных элементов $\int 1$ и $\int \sigma$, и соответствующие им переходы называются *запрещенными переходами*.

Предположим, что β-распад определяется $(n+1)$-м членом разложения электронно-нейтринной функции $\exp\{-i(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})\boldsymbol{r}\}$. Тогда вероятность β-распада будет определяться матричными элементами:

$$\alpha_n \equiv \left| \int (\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})\,\boldsymbol{r} \right|^{2n} \quad \text{и} \quad \beta_n \equiv \left| \int \{(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q})\,\boldsymbol{r}\}\,\sigma \right|^{2n}.$$

β-переходы, соответствующие матричным элементам α_n и β_n, называются *n-кратно запрещенными*. Матричному элементу α_n соответствуют скалярное и векторное взаимодействия и правила отбора $|\Delta J| \leqslant n$ с изменением четности, если n нечетное. Матричному элементу β_n соответствует тензорное и псевдовекторное взаимодействия и правила отбора $|\Delta J| \leqslant n+1$ с изменением четности, если n нечетное.

β-переходы с правилом отбора $|\Delta J| = n+1$ и изменением четности при n нечетном получили название *уникальных* (unique) *запрещенных переходов*. В настоящее время установлено, что многие запрещенные β-переходы относятся к типу уникальных переходов.

Из вида матричного элемента β_n следует, что выражение для вероятности уникальных n-кратно запрещенных β-переходов, усредненное