

§ 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

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

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

$$C_S C_V = C_T C_A = 0. \quad (37,1)$$

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, § H показано, что матричные элементы разрешенных β -переходов, усредненные по спиновым состояниям легких частиц, соответственно равны

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

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

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

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

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

$$1 + \alpha \frac{v}{c} \cos \theta, \quad (37,2)$$

где

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

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 , Растан и Раби [10] показали, что коэффициент угловой корреляции α заключен в пределах $0,325 < \alpha < 0,340$. β -распад He^6 ($\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^7 + \beta + \bar{\nu}$) относится к разрешенному типу и соответствует переходу $J=1 \rightarrow J=0$ без изменения четности [11]. Следовательно, для этого перехода $|\int 1|^2 = 0$, и согласно (37,3) коэффициент угловой корреляции α должен равняться $\pm \frac{1}{3}$. Знак плюс отвечает случаю $C_A=0$, знак минус $C_T=0$. Приведенное 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:

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

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

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

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

β -распад Ne^{19} соответствует переходу $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$, поэтому оба матричных элемента $\int 1$ и $\int \sigma$ могут быть отличными от нуля. Введя

обозначение $x = \frac{|\int 1|^2}{|\int \sigma|^2}$, из (37,3) получим:

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

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

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

$$-1 \leq \alpha \leq \frac{1}{3}, \quad \text{если } C_A = C_V = 0; \quad (\text{а})$$

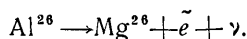
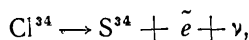
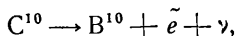
$$\frac{1}{3} \leq \alpha \leq 1, \quad \text{если } C_A = C_S = 0; \quad (\text{б})$$

$$-\frac{1}{3} \leq \alpha \leq 1, \quad \text{если } C_T = C_S = 0; \quad (\text{в})$$

$$-1 \leq \alpha \leq -\frac{1}{3}, \quad \text{если } C_T = C_V = 0. \quad (\text{г})$$

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 $0 \rightarrow 0$ 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]:



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

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

где $R = \frac{C_T^2}{C_S^2}$, $g_S = g C_S$.

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

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

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

где

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

— 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

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

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

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

Для определения численного значения постоянной D удобно использовать β -распад, происходящий без изменения спина и четности ($0^+ \rightarrow 0^+$). 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 $C_A = -(1,25 \pm 0,04) C_V$.

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

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

Из (37,6) следует, что произведение периода полураспада и безмерной функции Ферми, зависящей от максимальной энергии электрона, должно быть постоянным (с точностью до постоянства $(\left| \int 1 \right|^2 + R \left| \int \sigma \right|^2)$) 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 $(\phi_p^\dagger \hat{O}_i \phi_n)$, входящие в ядерные матричные элементы, при β -распаде «превращают» нейтрон в протон. Другими словами, они изменяют значение проекции T_z 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]:

$$\left| \int 1 \right|^2 = T(T+1) - T_z^{(n)} T_z^{(k)},$$

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

Вычисление матричного элемента $\left| \int \sigma \right|^2$ обычно базируется на представлении о ядерных оболочках. В случае распада нейтрона оценка матричного элемента наиболее точна: $\left| \int \sigma \right|^2 = 3$. 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 ($H^3 \rightarrow He^3$; $O^{15} \rightarrow N^{15}$; $F^{17} \rightarrow O^{17}$). 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 $g_S = C_S g = 1,374 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$, можно получить значение постоянной β -распада $g = 2,26 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$.

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.

Т а б л и ц а 23. Значения τf для облегченных β -переходов

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

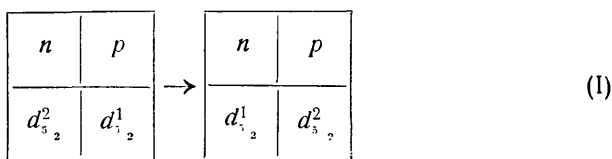
*) В последнее время Сосновский, Спивак и Добрынин произвели более точные измерения времени жизни нейтрона и нашли, что $\tau f = 1170 \pm 35$. Тогда $R = 1,55 \pm 0,08$.

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.

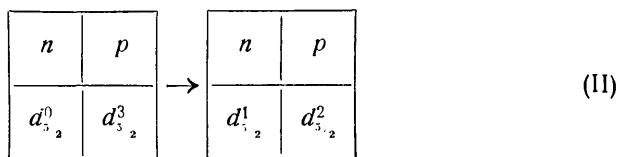
Т а б л и ц а 24. Значения τf для некоторых нормальных разрешенных β -переходов

β -переход	Состояния ядер	$\lg_{10}(\tau f)$
$N^{12} \rightarrow C^{12}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$	4,1
$Ne^{23} \rightarrow Na^{23}$	$d_{5/2} \rightarrow D_{3/2}$	5,09
$Zn^{69} \rightarrow Ga^{69}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$	4,37
$Se^{81} \rightarrow Br^{81}$	$p_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$	4,72
$Te^{127} \rightarrow In^{127}$	$d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$	5,66
$Sn^{121} \rightarrow Sb^{121}$	$d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$	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 $Ne^{19} \rightarrow F^{19}$ соответствует преобразованию внешних нуклонных оболочек ядер:



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



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 $\text{Ne}^{19} \rightarrow \text{F}^{19}$ равно $10^{3,29}$, а в переходе $\text{O}^{19} \rightarrow \text{F}^{19}$ оно становится равным $\sim 10^{5,57}$. По-видимому, 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 $\text{C}^{14} \rightarrow \text{N}^{14}$ соответствует переходу $S_0 \rightarrow D_1$, β -распад Si^{31} соответствует переходу $d_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$, Zn^{65} — переходу $f_{5/2} \rightarrow p_{3/2}$ 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 $\exp\{-i(\mathbf{k}-\mathbf{q})\mathbf{r}\}$. Тогда вероятность β -распада будет определяться матричными элементами:

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

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 $|\Delta J| \leq n$ с изменением четности, если n нечетное. Матричному элементу β_n соответствует тензорное и псевдовекторное взаимодействия и правила отбора $|\Delta J| \leq n+1$ 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