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 $\sim 10^{5,57}$. 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 $C^{14} \to N^{14}$ 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 по всем направлениям вылета электронов и нейтрино, будет содержать «множитель формы» спектра

$$S_n(\varepsilon) = \langle |k - q|^{2n} \rangle. \qquad (38,1)$$

Значения $S_n(\varepsilon)$ для $n = 0$, 1, 2 следующие: $S_0 = 1$, $S_1 = k^2 + q^2$, $S_2 = k^4 + q^4 + \frac{10}{3}k^2q^2$. Если учесть влияние кулоновского поля, то значение «множителя формы» изменяется:

$$S_n(\varepsilon) = \sum_{\nu=0}^{n} \frac{(2n+1)!\,(2\nu+1)!}{2^{2\nu}(\nu!)^2(2n-2\nu+1)!} q^{2(n-\nu)} L_\nu(p, \mp Z), \qquad (38,1a)$$

где $L_\nu(p, \mp Z)$ — функция, учитывающая влияние кулоновского поля [24].

При энергиях электрона, превышающих его энергию связи в атоме, $L_\nu(p, \mp Z) \to p^{2\nu}$, и функция (38,1a) переходит в (38,1).

Наличие множителя $S_n(\varepsilon)$ приводит к форме β-спектра уникальных запрещенных переходов, существенно отличающейся от формы спектров разрешенных переходов. Для сравнения теории с экспериментом строится график Кюри с учетом $S_n(\varepsilon)$, который должен изображаться прямой линией

$$\left\{ \frac{dP(\varepsilon)}{d(\varepsilon)} \left(p_e F(Z, \varepsilon) \cdot \varepsilon \cdot S_n(\varepsilon) \right)^{-1} \right\}^{1/2} = a(E - \varepsilon). \qquad (38,2)$$

При малых энергиях электрона в (38,2) надо брать множитель формы (38,1a), учитывающий влияние кулоновского поля.

Эксперимент подтверждает эти выводы теории. Например, β-распад $Y^{91} \to Zr^{91}$ соответствует переходу $p_{1/2} \to d_{5/2}$ с $\Delta J = 2$ и изменением четности. Форма спектра в этом случае сильно отличается от формы спектра разрешенного перехода. Однако при учете в (38,2) множителя формы $S_1 = k^2 + q^2 = (\hbar c)^{-2}[(E - \varepsilon)^2 + \varepsilon^2 - m^2c^4]$ получается хорошая прямая линия. Такой же характер имеет спектр для перехода $Cs^{137} \to Ba^{137}$. В работах [23] на основе оболочечной модели указывается большое число переходов с $|\Delta J| = 2$ и изменением четности, которые следует отнести к уникальным однократно запрещенным переходам. Для этих переходов значение τf, где f вычислялось по формуле для разрешенных переходов, изменялось в интервале $7{,}3 \leqslant \lg_{10}(\tau f) \leqslant 10{,}1$. Наличие множителя формы $S_n(\varepsilon)$ в выражении для вероятности уникальных β-переходов приводит к тому, что величиной, имеющей приближенно постоянное значение, должно быть не τf, как в случае разрешенных переходов, а $\langle S_n(\varepsilon) \rangle \tau f$, где согласно грубым оценкам [24] значение

$$\langle S_n(\varepsilon) \rangle \approx \left(\frac{E^2 - m^2c^4}{2} \right)^n.$$

При β-распаде Be^{10} наблюдается дважды запрещенный уникальный переход с $\Delta J = 3$ и $\lg_{10}(\tau f) = 13{,}7$. При учете множителя формы

$S_2(\varepsilon) = k^4 + q^4 + \frac{10}{3}k^2q^2$ 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 $\left|\int \gamma_5\right|^2$ 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 $0^- \to 0^+$. Однако эта интерпретация оказалась ошибочной. Было показано [26], что при β-распаде RaE происходит переход $1^- \to 0^+$, 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

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