Письма в ЖЭТФ, том 39, вып.6, стр. 283 – 285 *25 марта 1984 г.*

О ВЛИЯНИИ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ЗАПРЕЩЕННЫЕ β-РАСПАДЫ ЯДЕР

Е.Х.Ахмедов

Рассматривается возможность изменения полных вероятностей запрещенных β-переходов в поле сильной монохроматической электромагнитной волны.

В опубликованных недавно работах Рейсса [1,2] рассматривается влияние сильной электромагнитной волны на запрещенные β-распады ядер. Обсуждается возможность снятия запрета за счет поглощения ядром из волны (или испускания в волну) n дипольных квантов, что позволяет передать ядру угловой момент n единиц и изменить правила отбора для n-кратно запрещенного перехода на разрешенные. Учитывались также многофотонные процессы взаимодействия рождающегося при β-распаде электрона с внешним полем. Автор [1,2] пришел к выводу, что в случае, когда амплитуда напряженности поля в волне F и частота поля ω удовлетворяют соотношению $z \equiv (eFR/\omega)^2 \sim n$ (R – радиус ядра), возможно существенное увеличение вероятности процесса. В результате проведенных расчетов для перехода первого запрета $^{90}Sr \to {}^{90}Y$ получено уменьшение периода полураспада в 3,8 раза, для перехода третьего запрета $^{87}Rb \to {}^{87}Sr$ – на пять порядков, а для 4-кратно запрещенного перехода $^{113}Cd \to {}^{113}In$ предсказывается уменьшение периода полураспада на 12 порядков. В работе [3] опубликованы некоторые поправки к проведенным в [1,2] расчетам, однако основные их результаты пересмотру не подвергаются. Как будет показано в настоящей работе, эти результаты полностью ошибочны.

Использовавшиеся в [1,2] волновые функции ядра во внешнем электромагнитном поле калибровочно эквивалентны полному пренебрежению взаимодействием ядра с полем и поэтому не могут описывать снятия запрета. Учет влияния поля на волновую функцию электрона может привести, так же, как и в случае разрешенных β-переходов [4-9], лишь к малым поправкам порядка χ^2 ($\chi = eF / \sqrt{2 m\epsilon_0}\, 2\epsilon_0$, где m – масса электрона, $\epsilon_0 = M_i - M_F - m$ – кинетическое энерговыделение). Сильное изменение вероятностей запрещенных β-распадов в поле волны, предсказываемое в [1,2], является результатом пренебрежения множителем $e^{i\mathbf{qr}}$ в амплитуде процесса ($\mathbf{q}$ – суммарный импульс электрона и нейтрино): вследствие этого пренебрежения матричный элемент процесса во внешнем поле M, являющийся функцией $\mathbf{q} - e\mathbf{A}$, заменяется на $M(-e\mathbf{A})$. При этом в выражении для вероятности процесса нарушается компенсация двух больших вкладов, что приводит к ошибочному результату. Указанная компенсация является следствием калибровочной инвариантности, которая нарушается при замене $M(\mathbf{q} - e\mathbf{A})$ на $M(-e\mathbf{A})$.

Параметр $z^{1/2}$ работ [1,2] имеет смысл отношения классической энергии, получаемой частицей заряда e в поле F на расстоянии R, к энергии кванта ω. Он не учитывает тот факт, что ядро является квантовой системой и не может поглощать фотоны непрерывно. Реально снятие запрета может происходить следующим образом. Пусть в распадающемся ядре имеется возбужденное состояние $|1>$ с моментом и четностью, допускающими разрешенный β-переход из этого состояния в конечное состояние $|f>$. Тогда родительское ядро может, поглотив один или несколько квантов из волны (или испустив их в волну), виртуально перейти в состояние $|1>$, которое затем претерпевает разрешенный β-распад. Аналогичная ситуация будет иметь место, если в дочернем ядре существует состояние $|2>$ с квантовыми числами, допускающими разрешенный β-переход $|i> \Rightarrow |2>$ с последующим электромагнитным переходом $|2> \Rightarrow |f>$.

Рассмотрим простейший случай уникальных β-переходов первого запрета, которые описываются единственным ядерным матричным элементом $B_{ij} \equiv <f|\sigma_i x_j + \sigma_j x_i - \frac{2}{3}(\vec{\sigma}\mathbf{r})\delta_{ij}|i>$.

Матричный элемент адронного тока при этом $<f \mid J_\mu \mid i> = \delta_{\mu i} B_{ij} q_j$, $i, j = 1, 2, 3$. Правила отбора для уникальных β-переходов первого запрета имеют вид $\Delta J^{\Delta\pi} = 2^-$. Состояние $\mid 1>$ должно быть связано с начальным состоянием $\mid i>$ электрическим дипольным переходом; при этом переход $\mid 1> \Rightarrow \mid f>$ будет разрешенным переходом гамов-теллеровского типа $\Delta J^{\Delta\pi} = 1^+$. Аналогичная ситуация будет иметь место для перехода через виртуальное состояние $\mid 2>$ дочернего ядра.

Как будет показано ниже, влияние внешнего поля на характеристики запрещенного β-распада возрастает с уменьшением энерговыделения ϵ_0; поэтому мы рассмотрим нерелятивистский случай $\epsilon_0 \ll m$.

Используя развитый в [8] простой метод расчета вероятностей квантовых процессов в поле сильной электромагнитной волны (см. также [7, 9]), нетрудно получить выражение для полной вероятности запрещенного β-распада в поле волны.

При этом, как и в работах [1, 2], предполагается выполнение условия $eFR/\Delta\epsilon_{1,2} \ll 1$ ($\Delta\epsilon_1 = \epsilon_1 - \epsilon_i$, $\Delta\epsilon_2 = \epsilon_2 - \epsilon_f$), что позволяет учитывать взаимодействие ядра с полем волны по теории возмущений. Поскольку $R \lesssim (5 \div 7) \cdot 10^{-13}$ см, $\Delta\epsilon_{1,2} \gtrsim 10$ кэВ, это условие для достижимых в лабораторных условиях полей выполняется с большим запасом. Взаимодействие электрона с внешним полем учитывается точно.

Поправки к полной вероятности процесса за счет снятия запрета, как и следовало ожидать, имеют порядок $\left[\frac{eFR}{\Delta\epsilon_{1,2}} \frac{1}{\sqrt{2m\epsilon_0} R}\right]^2 \sim \left(\chi \frac{\epsilon_0}{\Delta\epsilon_{1,2}}\right)^2$. Приведем результат для полной вероятности процесса в случае, когда снятие запрета происходит через возбужденное состояние $\mid 1>$ распадающегося ядра, в низшем порядке по параметрам χ^2 и $\left(\chi \frac{\epsilon_0}{\Delta\epsilon_1}\right)^2$ с учетом членов, зависящих от частоты поля ω, до порядка ω^2 включительно

$$W = W_1 + W_2,$$

$$W_1 \cong W_0 \left\{ 1 + \frac{315}{8} \chi^2 \left[1 + \frac{23}{90} \left(\frac{\omega}{2\epsilon_0} \right)^2 \right] \right\}, \tag{1}$$

$$W_2 \cong \left(\chi \frac{\epsilon_0}{\Delta\epsilon_1}\right)^2 \left(\frac{G_A^2}{2}\right) \frac{1}{(2J_i + 1)(2J_1 + 1)} \frac{4}{3} |<J_f \| \sigma^1 \| J_1>|^2 |<J_1 \| d^1 \| J_i>|^2 \cdot$$

$$(2m\epsilon_0)(2m)^{3/2} \pi^{-3} (8/105) \epsilon_0^{7/2} \left\{ 1 + \frac{35}{2} \left(\frac{\omega}{2\epsilon_0}\right)^2 + 14 \left(\frac{\omega}{2\epsilon_0}\right)\left(\frac{\omega}{\Delta\epsilon_1}\right) + 3 \left(\frac{\omega}{\Delta\epsilon_1}\right)^2 \right\}.$$

Здесь величина $W_0 = (G_A^2/2)(2J_i + 1)^{-1} |<J_f \| B^{(2)} \| J_i>|^2 (2m)^{5/2} \pi^{-3} (2/945) \epsilon_0^{9/2}$ – вероятность уникального перехода первого запрета в отсутствие поля, приведенные матричные элементы для величины B_{ij}, дипольного оператора $\mathbf{d}$ и спинового $\vec{\sigma}$ определены согласно [10]. В случае, когда переход происходит через виртуальное состояние $\mid 2>$ дочернего ядра, выражение для W имеет аналогичный вид.

Вклад W_1 в полную вероятность отвечает прямому переходу $\mid i> \Rightarrow \mid f>$ с учетом поправок, обусловленных влиянием внешнего поля на волновую функцию электрона; вклад W_2 отвечает переходу через виртуальное состояние $\mid 1>$, т.е. описывает снятие запрета. В принципе, между прямым переходом и переходом $\mid i> \Rightarrow \mid 1> \Rightarrow \mid f>$ возможна интерференция; однако соответствующий вклад $W_3 \sim \mathrm{Im} \{ <J_f \| B^{(2)} \| J_i> <J_i \| d^1 \| J_1> <J_1 \| \sigma^1 \| J_f> \}$ и обращается в ноль в силу вещественности соответствующих приведенных матричных элементов.

Из полученного выражения следует, что поправки к W_0 во внешнем поле чрезвычайно малы. Величина χ для рекордных интенсивностей лазерных полей имеет порядок $\chi \sim (10^{-3} \div$

$\div 10^{-4}$) при $\epsilon_0 \cong 20$ кэВ и быстро убывает с ростом ϵ_0; параметр $(\epsilon_0/\Delta\epsilon_1)$ по самым оптимистическим оценкам должен быть порядка единицы (при $\Delta\epsilon_1 \sim 10$ кэВ). Реально в лучших случаях величины $\Delta\epsilon_1$ имеют порядок от десятков до сотен кэВ. В качестве примера можно привести уникальные переходы первого запрета между основными состояниями ядер $^{112}Ag(2^-) \to {}^{112}Cd(0^+)$ ($\epsilon_0 = 3960$ кэВ, в ядре ^{112}Ag имеется уровень 1^+ с энергией $\Delta\epsilon_1 = 18,5$ кэВ) и $^{79}Se(\frac{7}{2}^+) \to {}^{79}Br(\frac{3}{2}^-)$ ($\epsilon_0 = 159$ кэВ; в ядре ^{79}Se имеется уровень $5/2^-$ с энергией $\Delta\epsilon_1 = 364,5$ кэВ). Таким образом, мощность современных источников электромагнитного излучения недостаточна для сколько-нибудь заметного изменения полных вероятностей запрещенных β-переходов. Проведенное нами рассмотрение относилось к уникальным переходам первого запрета ; нетрудно видеть, что в случае переходов высших запретов ситуация может только ухудшиться.

Интересно отметить, что коэффициент при χ^2 в формуле для W_1 на порядок больше соответствующего коэффициента в случае разрешенного β-распада [4-9]. Это означает, что для изучения влияния сильной электромагнитной волны на полные вероятности β-распада уникальные переходы первого запрета более перспективны, чем разрешенные. Представляет, в частности, интерес переход $^{187}Re(\frac{5}{2}^+) \to {}^{187}Os(\frac{1}{2}^-)$ с очень низким энерговыделением $\epsilon_0 = 2{,}64$ (4) кэВ. Если максимальные интенсивности лазерного излучения будут подняты на два порядка, то увеличение вероятности процесса в поле, рассчитанное по формуле (1), достигнет $\sim 10\%$. Однако на пути осуществления такого эксперимента имеются серьезные технические трудности.

Автор благодарит В.А.Ходеля за полезные обсуждения.

Литература

1. *Reiss H.* Phys. Rev., 1983, C27, 1199.
2. *Reiss H.* Phys. Rev., 1983, C27, 1229.
3. *Reiss H.* Phys. Rev., 1983, C28, 1402.
4. *Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф.* Препринт МГУ № 14/1982, М., 1982.
5. *Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф.* ЯФ, 1983, 37, 875.
6. *Никишов А.И., Ритус В.И.* ЖЭТФ, 1983, 85, 24.
7. *Волошин М.Б.* ЯФ, 1983, 38, 814.
8. *Ахмедов Е.Х.* ЖЭТФ, 1983, 85, 1521.
9. *Никишов А.И., Ритус В.И.* ЖЭТФ, 1983, 85, 1544.
10. *Эдмондс А.* Сб.: „Деформация атомных ядер", М.: ИИЛ, 1958, с. 305.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
24 января 1984 г.