

О ПРОБЛЕМАТИКЕ ДВОЙНОГО БЕЗНЕЙТРИННОГО e -ЗАХВАТА

Ф. Ф. Карпешин

НИИ физики им. В. А. Фока

Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены резонансные эффекты в двойном безнейтринном e -захвате. Показано, что их наблюдение в будущих экспериментах является фундаментальным тестом КЭД. Однако подготовка эксперимента требует внедрения новых технологий в ядерную физику.

Resonance effects are considered in the double neutrinoless electron capture. Observation of these effects in future experiments will provide us with a test of fundamentals of QED. At the same time, development of new technologies into nuclear physics should precede the experiments.

PACS: 23.40.-s

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ

При двойном безнейтринном K -захвате закон сохранения энергии требует, чтобы распад сопровождался испусканием γ -кванта, уносящего излишек энергии Δ . Возможный механизм этого процесса представлен фейнмановскими графиками рис. 1, *a, б*. На рисунках учтено, что орбитальный захват можно представить двояко: как собственно электронный захват или как образование дырки в электронной оболочке. На рис. 1, *a* в левой вершине входной стрелкой показан K -электрон, который испускает фотон и затем претерпевает слабый захват на ядре. Последний сопровождается испусканием нейтрино, что показано выходной стрелкой на нейтринном пропагаторе. Направление времени — слева направо вдоль двойной линии, соответствующей пропагатору ядра. Далее нейтрино взаимодействует со вторым K -электроном и образует еще одну вакансию в конечном состоянии. Электронная дырка в квантовой электродинамике (КЭД) распространяется назад во времени, что и показано на рисунке стрелкой, направленной влево, против хода времени. В результате мы приходим, однако, к парадоксальной второй вершине, в которой сходятся две фермионных линии, но нет ни одной выходящей фермионной линии. Таких вершин нет в КЭД, где направление стрелок не меняется вдоль любой фермионной линии. Наличие такой вершины означало бы нарушение лептонного заряда. В КЭД электронная дырка могла бы создаваться только входящим антинейтрино, которое изображалось бы стрелкой, направленной слева направо.

Полученный парадокс иллюстрирует тот факт, что в рамках КЭД нет места двойному безнейтринному процессу. Последний возможен только в том случае, если нейтрино совпадает с антинейтрино или, по крайней мере, имеет место смешивание их состояний.

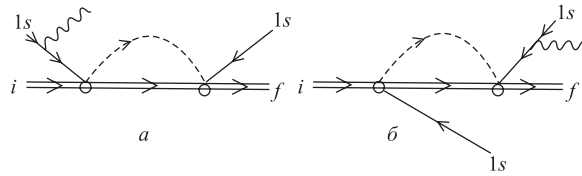


Рис. 1. Фейнмановские графики процесса двойного безнейтринного K -захвата, сопровождаемого радиационным распадом дырок в конечном состоянии. Двойная линия — ядерный переход; штриховая — пропагатор нейтрино; волнистая — испускаемый фотон

Подобная ситуация возникает в хронологически первой теории нейтрино, предложенной Майораной, в которой нейтрино тождественно антинейтрино, т. е. является истинно нейтральной частицей. Поэтому обнаружение двойного безнейтринного процесса явилось бы подтверждением майорановской природы нейтрино. Аналогично устроена диаграмма рис. 1, б. Дополнительная вершина, соответствующая испусканию фотона, вносит в амплитуду процесса сопряженную с ней малость $\sim \alpha = 1/137$. Энергию Δ определим как разность масс конечного возбужденного атома с двумя вакансиями на K -оболочке и исходного нейтрального атома. Заметим, что радиационная вершина на рис. 1, а, б должна быть мультипольности $M1$, что привносит большой фактор подавления в амплитуду процесса. Если же рассмотреть радиационный $E1$ -переход, то еще больший фактор подавления возникнет при e -захвате из p -состояния с неравным нулю $l \neq 0$ орбитальным моментом.

Квант может быть испущен и при распаде одной из дырок, образовавшихся в результате двойного захвата. При этом излишек энергии Δ добавляется к энергии кванта флюоресценции. Соответствующие фейнмановские графики даны на рис. 2, а, б. Процесс, показанный на рис. 2, носит резонансный характер. В этом отношении ситуация аналогична безрадиационному возбуждению ядра в электронном переходе (NEET) [1]. Дырки образуются в результате K -захвата в виртуальном состоянии. Величина Δ играет роль дефекта резонанса. Резонанс достигается при значении $\Delta = 0$. Вероятность процесса быстро уменьшается по мере удаления дырочного состояния от массовой поверхности, т. е. энергии реальной дырки, в соответствии с формой линии (брейт-вигнеровской или лоренцевой). Резонансная ситуация встречается, например, в ядрах ^{112}Sn , ^{136}Ce , ^{162}Er , ^{164}Er и других. При дефекте резонанса $\Delta \gg \Gamma_a$, Γ_a — ширина K -дырки, может обладать нерезонансный механизм рис. 1, когда квант испускается одним из электронов перед захватом.

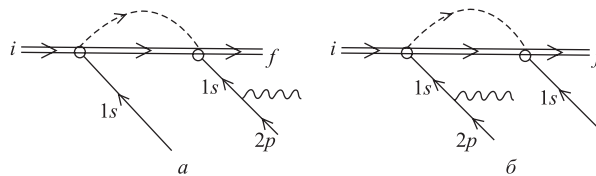


Рис. 2. Фейнмановские графики процесса двойного безнейтринного K -захвата в случае резонанса, когда радиационный фотон сливается с квантом флюоресценции

Большой интерес представляет диаграмма рис. 3, *a*, на которой радиационный захват, переходя в промежуточное (перед захватом) s -состояние с $l = 0$, претерпевает $2p$ -электрон. Сильная электрическая дипольная вершина испускания кванта в ней сочетается с благоприятным e -захватом из s -состояния. Принцип Паули на величине этой диаграммы никак не отражается [1, 3–5]. Аналогично, аддитивный вклад в амплитуду процесса диаграмма рис. 2, *б*. Она отражает такую последовательность, когда сначала происходит захват одного K -электрона. На образовавшуюся вакансию переходит, излучая квант флюоресценции, второй $2p$ -электрон. Подобно первому, второй $2p$ -электрон может виртуально перейти и в занятое $1s$ -состояние, а затем претерпеть K -захват. Тонкость состоит в том, что резонансная энергия радиационного перехода E_X на рис. 2, *a* относится к дочернему ядру с атомным номером $Z_f = Z_i - 2$. Аналогично, на графике рис. 2, *б* E_X можно было бы отнести к промежуточному состоянию l . На рис. 3, *a* величину E_X можно соотнести с исходным ядром Z_i , а на рис. 3, *б* — с промежуточным. Каждая из них отличается друг от друга в $\sim (1 + 2/Z_i)$ раз. Для средних $Z \approx 40$ отличие составляет $\sim 10\%$, т.е. порядка кэВ. Таким образом, линии отчетливо разрешаются с хорошим запасом, и, в принципе, можно было бы в эксперименте различить тот или другой вариант, подбирая нуклиды с соответствующей величиной Δ . Однако двойной β -распад — очень быстрый процесс по отношению к атомным временам [2]. Можно сказать, что электронные орбиты не могут перестроиться в промежутке между двумя захватами. А поскольку промежуточное состояние не успевает сформироваться, то резонансную частоту флюоресценции можно отнести либо к начальному, либо к конечному атому.

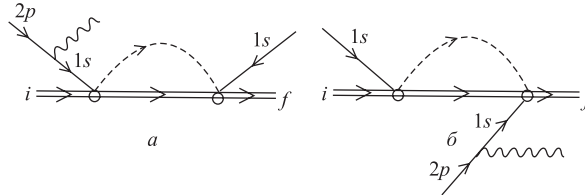


Рис. 3. Фейнмановский график процесса двойного безнейтринного K -захвата, которому предшествует радиационный переход $2p$ -электрона

Мы хотим предложить другой подход, который дает вполне определенный ответ на данный вопрос. Более внимательный анализ диаграмм рис. 3 показывает, что это те же графики рис. 2, но в другой области изменения кинематических переменных [4, 5]. Обобщим известный принцип вычисления вероятности встряски, данный Мигдалом в случае встряски электронной оболочки в атоме [6]: надо перейти в конечную систему отсчета и переразложить волновую функцию начального состояния по этому базису. Обозначим Φ_Z и ϕ_Z волновые функции атома и ядра с атомным номером Z соответственно. Тогда выражение для амплитуды двойного K -захвата можно записать так:

$$\langle \phi_{Z-2} \Phi_{Z-2}^{(2)} | H'_\beta H'_\beta | \Phi_{Z-2}^{(1)} \phi_Z \rangle \langle \Phi_{Z-2}^{(1)} | \Phi_Z^{(1)} \rangle, \quad (1)$$

где H'_β — оператор слабого взаимодействия, ответственный за K -захват. Индексы 1 и 2 маркируют волновые функции нейтрального атома (с атомным номером Z или $Z - 2$) и иона с двумя дырками в конечном состоянии соответственно. Выражение (1) можно интерпретировать так, что оператор $H'_\beta H'_\beta$ одновременно выступает проектором, который

отбирает в волновой функции начального состояния компоненту, отвечающую базисному пространству конечного атома. Поэтому должны проявиться резонансы, отвечающие дочернему атому с номером $Z - 2$.

Аналогичная проблема, связанная с неортогональностью волновых функций начального и конечного состояний, встречается при вычислении вероятности внутренней конверсии [9–11], радиационных ширин в атомах [12, 13] и ряде других случаев. Экспериментально подтвержденного метода их решения пока нет. Таким образом, изучение резонансных эффектов в будущих экспериментах по двойному e -захвату станет тестом основ КЭД.

2. ВОЗМОЖНЫЕ «РЕЗОНАНСНЫЕ» ЯДРА

Резонансный характер закона сохранения энергии при двойном безнейтринном K -захвате можно количественно выразить в виде

$$M_1 = M_2 + E_{\text{ex}}^{(n)} + E_{jm} + \Delta, \tag{2}$$

где $E_{\text{ex}}^{(n)}$ — энергия возбуждения дочернего ядра; E_{jm} — суммарная энергия создания двух вакансий в электронной оболочке j и m . Типичные комбинации $jm = KK, KL_1, L_1L_1$. Разность масс нейтральных атомов

$$\Delta M = M_1 - M_2 \stackrel{\text{def}}{=} Q_{2K} \tag{3}$$

есть, по определению, энерговыделение. Излишек энергии $\Delta = \Delta M - E_{\text{ex}}^{(n)} - E_{jm}$ играет роль дефекта резонанса. Поскольку ядерный процесс завершается много быстрее атомного, то дырочное состояние выступает как промежуточное для всего процесса в целом, а возникновение резонанса связано с полюсной особенностью диаграммы. Соответственно, вероятность процесса рис. 2 можно представить в факторизованном виде [4,5]

$$w = W_{2K} \frac{\Gamma_\gamma/2\pi}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2}, \tag{4}$$

где W_{2K} — множитель, описывающий вероятность процесса на ядре; Γ — полная ширина распада образующегося дудырочного состояния; Γ_γ — его радиационная ширина.

Энергии двойного K -захвата (в кэВ) и дефекты резонанса Δ для ряда различных резонансных ситуаций. j, m — состояния электронной оболочки, из которых происходит захват электронов.

Δ_1, Δ_2 — избытки масс [14] материнского и дочернего атомов соответственно

Процесс	Δ_1	Δ_2	ΔM [7]	$E_{\text{ex}}^{(n)}$	jm	E_{jm}	Δ
$^{112}\text{Sn} \rightarrow ^{112}\text{Gd}$	-88659(4)	-90581(3)	1922±4	1870,9	2K	53,4224	-2,3±4
$^{152}\text{Gd} \rightarrow ^{152}\text{Sm}$	-74713(3)	-74773(3)	55,6±1,2	0	KL_1	54,571	1,03±1,2
$^{136}\text{Ce} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	-86500(50)	-88892(3)	693±10	2315,4	KL_1	47,092	1,03±1,2
$^{162}\text{Er} \rightarrow ^{162}\text{Dy}$	-66346(4)	-68190(3)	1844,5±2,8	1745,5	2K	107,58	-8,6±2,8
$^{164}\text{Er} \rightarrow ^{164}\text{Dy}$	-65953(3)	-65977(3)	24,1±2,5	0	$2L_1$	18,092	1,03±2,5

Длительность процесса двойного радиационного безнейтринного e -захвата не может превышать $\tau = \hbar/\Delta$ [4] вместо естественного времени жизни $\tau_0 = \hbar/\Gamma$, Γ — естественная ширина линии. Излишек энергии Δ либо уносится фотоном (рис. 2), либо добавляется к энергии кванта флюоресценции (рис. 3). Из (4) получим условие резонанса

$$\Delta \lesssim \Gamma. \quad (5)$$

В таблице рассмотрены несколько резонансных ситуаций. Энергии отделения двух электронов $E_{jm} = I_j + I_m$ равны сумме энергий отделения соответствующих электронов из атома. Как и массовые избытки, они взяты из таблиц [14]. В работе [2] и других можно найти оценки периодов полураспада.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Резюмируя, можно заключить, что в амплитуду двойного безнейтринного K -захвата генетически входит радиационная вершина, не требуемая в случае двойного безнейтринного β -распада. Энергия испускаемого кванта соответствует дефекту резонанса Δ . В общем случае это вносит дополнительную малость $\sim \alpha = 1/137$ в вероятность процесса. Исключение составляет случай (5), близкий к резонансу, когда величина $|\Delta| \lesssim \Gamma_\alpha \sim 20$ эВ. Тогда эмиссия дополнительного кванта становится ненужной, а величина Δ добавляется к энергии квантов флюоресценции. Таким образом, указанная малость исчезает, что создает благоприятную для эксперимента ситуацию. Выигрыш по сравнению с нерезонансной ситуацией составляет 2–3 порядка и больше. Эмиссия кванта флюоресценции возможна и до захвата, в атоме материнского элемента с номером $Z - 2$. Однако это не приводит к сдвигу резонансной частоты, по которому этот механизм можно было бы однозначно идентифицировать в эксперименте. В частности, отсюда следует, что нельзя зафиксировать экспериментально радиационный переход $2p$ -электрона в занятое $1s$ -состояние в материнском ядре.

Заметим, что погрешности масс атомов пока слишком велики по сравнению с шириной флюоресценции, чтобы определенно судить о наличии резонанса (5). Отметим в связи с этим прецизионный метод измерения масс ядер, предложенный в [8], допускающий точность измерения порядка атомной. Внедрение его в практику поистине откроет возможности для новых технологий.

В общем случае более вероятен двойной безнейтринный радиационный K -захват, в котором участвует один из $1s$ -электронов и второй $2p$ -электрон, испускающий электрический дипольный квант, предшествующий захвату этого электрона на ядре. Более того, порог для этого процесса ниже. Поэтому он может оказаться возможным, даже если двойной K -захват энергетически невозможен.

Автор признателен К. Я. Громову, С. Вицеху и Ю. П. Гангрскому за многочисленные плодотворные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ, грант № 05-02-17430.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Karpeshin F. F.* // *Nucl. Int.* 2002. V. 143. P. 79.
2. *Wycech S., Sujkowski Z.* // *Acta Phys. Pol. B.* 2004. V. 35. P. 1221.

3. *Martin P. C., Glauber R. J.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1307.
4. *Карпешин Ф. Ф.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37, вып. 2. С. 523.
5. *Карпешин Ф. Ф.* Мгновенное деление ядра в мюонных атомах и резонансная конверсия. СПб.: Наука, 2006.
6. *Мигдал А. Б.* // ЖЭТФ. 1941. Т. 11. С. 207;
Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
7. *Tretyak V. I., Zdesenko Yu. G.* // ADNDT. 2002. V. 80. P. 83.
8. *Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б., Гангрский Ю. П.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 323.
9. *Vatai E.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 156. P. 541; 1983. V. 402. P. 1.
10. *Банд И. М., Листенгартен М. А., Тржасковская М. Б.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 2195.
11. *Карпешин Ф. Ф., Тржасковская М. Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1232.
12. *Karpeshin F. F., Band I. M., Trzhaskovskaya M. B.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 654. P. 579.
13. *Grant I. P.* // J. Phys. B. 1974. V. 12. P. 1458.
14. *Firestone R. B.* Table of Isotopes. 8th ed. LBNL, Univ. of California, 1998.

Получено 1 июня 2007 г.