

Д. ИВАНЕНКО и Н. КОЛЕСНИКОВ

О ДВОЙНОМ β -РАСПАДЕ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 10 X 1951)

Рассмотрение системы атомных ядер ⁽¹⁾ показывает, что в случае четно-четных ядер (число частиц в ядре A и число протонов Z — четные) могут существовать 2 и даже 3 (последних известно 4 случая) устойчивых относительно обычного β -распада ядра-изобара. Однако, аналогично правилу Маттауха, имеющему место для ядер с нечетным A , следует ожидать, что в каждом из таких случаев может иметься лишь одно ядро, устойчивое относительно процесса двойного β -распада (при котором Z изменяется сразу на две единицы). Действительно, недавно был обнаружен двойной β -распад ядер Sn_{50}^{124} , Te_{52}^{130} и U_{92}^{288} ⁽²⁻⁴⁾. В отличие от обычного β -распада, различные возможные представления о нейтрино (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$) в случае двойного β -распада приводят уже к различным результатам ⁽⁵⁾. Обычная теория Дирака (в которой $\nu \neq \bar{\nu}$) приводит лишь к возможности двойного β -распада с испусканием, кроме двух электронов (позитронов), также двух нейтрино (антинейтрино) с периодом $\sim 10^{24}$ лет ⁽⁵⁾, тогда как точка зрения Майорана, в которой нейтрино и антинейтрино тождественны $\nu \equiv \bar{\nu}$, приводит к возможности безнейтринного β -распада ^(6,7) (нейтрино испускается и поглощается лишь виртуально) с периодом $\tau \sim 10^{17}$ лет ⁽⁸⁾.

Однако можно предложить еще один вариант безнейтринного $\beta\beta$ -распада, восстанавливая идею о существовании непосредственного взаимодействия пары нуклеонов (так или иначе довольно тесно связанных друг с другом) с двухэлектронным полем (полем пар электронов — позитронов), независимым от нейтрино*.

Симметрия в свойствах электронов и позитронов приводит к тому, что наряду с безнейтринными процессами $\beta^+\beta^-$ ⁽¹¹⁾ становятся возможными также $\beta^-\beta^-$ - и $\beta^+\beta^+$ -превращения. Энергию взаимодействия нуклеонов с двухэлектронным полем можно принять в следующем виде:

$$H' = g_e (\tilde{\varphi}_{e_1} B_1 \varphi_{e_2} Q_1 Q_2 + \text{к. с.}), \quad (1)$$

где Q — операторы изотопического спина; B_1 — оператор, действующий на спиновую часть волновых функций электронов и обеспечивающий соответствующие трансформационные свойства; g_e — новая константа взаимодействия нуклеонов с двухэлектронным полем; φ_{e_1} и φ_{e_2} — волновые функции электронов (позитронов) e_1 и e_2 , соответственно.

Матричный элемент перехода нуклеонов 1 и 2 из состояний $u_{H_1}^a$ и $u_{H_2}^a$ в состояния $u_{H_1}^b$ и $u_{H_2}^b$ с испусканием двух электронов (позитронов) будет:

* Эта гипотеза несколько аналогична известной трактовке процессов в атомах, согласно которой может происходить одновременный переход двух электронов с возбужденного состояния с испусканием света, для чего, во всяком случае, необходима тесная связь электронов.

$$H_{ab} = g_e \int d\nu' d\nu_2 (u_{H_1}^{b*} C_1 u_{H_1}^a) (u_{H_2}^{b*} C_2 u_{H_2}^a) (\tilde{\varphi}_{e_1} B_1 \varphi_{e_2}); \quad (2)$$

C — оператор, действующий на спины тяжелых частиц и превращающий нейтроны в протоны при помощи операторов Q .

Вероятность испускания одного электрона e_1 с энергией E_1 в интервале dE_1 равняется

$$w(E) = \frac{2\pi}{\hbar} \rho_{e_1} \rho_{e_2} |H_{ab}|^2 dE_1, \quad (3)$$

где ρ_{e_1} и ρ_{e_2} — плотности состояний первого и второго электронов.

Из (3) вытекает, что полная вероятность $\beta\beta$ -распада будет

$$w(\varepsilon_0) = \frac{1}{\tau_0} f(\varepsilon_0) \left(\frac{g_e}{g_F} \right)^2, \quad (4)$$

где ε_0 — верхняя граница двойного β -спектра в единицах $m_e c^2$ (m_e — масса электрона); известное характерное время $\tau_0 = 0,7 \cdot 10^5$ сек. ⁽¹⁰⁾; g_F — фермиевская константа β -распада ($g_F = 2 \cdot 10^{-49}$ эрг·см³);

$$f(\varepsilon_0) \approx \frac{(\varepsilon_0 + 2)^2 \varepsilon_0^3}{16} \left\{ 1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0 + 4} \right)^2 \right\} F$$

(в случае скалярного варианта); F — функция кулоновского поля.

Из (4) следует:

$$\tau = \frac{\tau_0 \ln 2}{f(\varepsilon_0)} \left(\frac{g_F}{g_e} \right)^2. \quad (4a)$$

Используя экспериментальные данные и беря

$$\tau = 0,6 \cdot 10^{16} \text{ лет } (1), \quad \varepsilon_0 = \frac{1,3}{0,51} = 2,55, \quad (5)$$

получим

$$g_e = 2,77 \cdot 10^{-9} g_F \quad g_e = 5,5 \cdot 10^{-58} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (6)$$

К сожалению, верхние границы двойных β -спектров для других случаев β -распада (Te_{52}^{130} и U_{92}^{238} (^{2,3})) не установлены. Однако, используя эмпирические данные для построения кривой $Z^* = f(A)$ ⁽¹⁰⁾, где Z^* — значение Z при данном A , соответствующее максимальной энергии связи, можно определить разности энергетических уровней для случая $A = 130$ и 238 , причем для g_e также получается тот же порядок величины.

Считая, что константа связи нуклеонов с двухэлектронным полем g_e связана с константой Ферми g_F соотношением $g_F^2 = g_e g_\nu$, где g_ν — константа взаимодействия нуклеонов с двухнейтринным полем, и используя (6), получим $g_\nu = 0,722 \cdot 10^{-40}$ эрг·см³.

Таким образом, открывается принципиальная возможность для возбужденных ядер переходить в более низкие энергетические состояния также за счет двухнейтринного распада, причем вероятность такого процесса оказывается относительно весьма большой. Так, при энергиях возбуждения 1–2 Мэв получается $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-16}$ сек., т. е. величина, по порядку совпадающая с данными, полученными из эксперимента (высвечивание возбужденных ядер путем испускания γ -кванта). При этом имеется возможность испускаемым нейтрино уносить момент либо единицу (в духе гипотезы нейтринной природы света), либо нуль (псевдоскалярные «фотоны», с той же точки зрения).

Если бы такое взаимодействие нуклеонов с двухнейтринным полем действительно существовало, то, повидимому, должно было бы иметь место довольно сильное взаимодействие между нуклеонами через посредство нейтринного поля!

Конечно, процессы двойного β -распада не должны ограничиваться лишь $\beta^+\beta^-$, $\beta^-\beta^-$, $\beta^+\beta^+$ -распадами, но должны иметь место также смешанные распадно-захватные β^-K^- , β^+K^- и чистые дважды KK -захваты, причем в случае β^+K^- и β^-K^- -процессов должны испускаться монохроматические позитроны или, соответственно, электроны. Не исключено, что благодаря $\beta^+\beta^-$ -распаду также может происходить переход ядер в более низкие энергетические состояния (без изменения Z) в тех случаях, когда запрещено обычное высвечивание ядер (¹²). В частности, это можно предполагать у ядер с A четным, Z нечетным (например, у V_{23}^{50}).

Чрезвычайно малую распространенность таких ядер (исключая D_1^2 ; Li_3^6 ; B_5^{10} и N_7^{14}) следует тогда объяснить не только их малой устойчивостью в отношении обычных ядерных реакций, но также тем, что переход из некоторого первичного возбужденного состояния в невозбужденное состояние путем двойного β -распада гораздо менее вероятен, чем обычный β -распад.

Четверные процессы не могут играть сколько-нибудь существенной роли при малых энергиях E_0 . Наибольший интерес представляют процессы $\psi\psi\psi$ и $\beta\psi\psi$. Благодаря весьма сильной зависимости от энергии вероятность первого процесса становится равной вероятности $\beta\nu$ -процесса при $E_0 \sim 3 \cdot 10^2$ Мэв, а второго при $E_0 \sim 3 \cdot 10^3$ Мэв. При $E_0 \sim 10^3$ Мэв, с точки зрения гипотезы о нейтринной природе света, фотоны будут испускаться парами; таким образом, при еще более высоких энергиях можно ожидать испускания одновременно 3, 4 и более фотонов.

Обобщая указанные соображения об одновременном испускании нескольких частиц благодаря энергии связи нуклеонов с полем типа $U = g, \varphi + g_2 \varphi, \varphi_2 + g_3 \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3 + \dots$ на процессы высшей кратности (где, возможно, $g = \prod g_r$) (¹³), можно пытаться объяснить таким путем, в виде процесса первого порядка, одновременное порождение многих мезонов при столкновении нуклеонов высокой энергии, наблюдавшееся недавно в космических лучах.

Окончательное решение вопроса о том, возможен ли безнейтринный двойной β -распад, должно дать исследование формы спектра электронов $\beta\beta$ -распада. Если при этом окажется, что энергия уносится целиком электронами, то будет доказано существование безнейтринного двойного β -распада. Повидимому, для таких экспериментов пригоден, например, Ca_{20}^{48} .

Физический факультет
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
23 IV 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ См. напр. А. П. Знойко, ДАН, 68, № 5 (1949); ДАН, 69, № 2 (1949).
² E. L. Fireman, Phys. Rev., 75, 323 (1949). ³ M. G. Ingh'ram and J. H. Reynolds, ibid., 78, 822 (1950); 76, 1265 (1949). ⁴ C. A. Levine, A. Giorsho and G. T. Seaborg, ibid., 77, 296 (1950). ⁵ E. Fermi, Nuclear Physics, The University of Chicago Press, 1950. ⁶ M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev., 48, 512 (1935).
⁷ E. Majorana, Nuovo Cimento, 14, 171 (1937). ⁸ W. H. Furry, Phys. Rev., 56, 1184 (1939). ⁹ Л. А. Слив, ЖЭТФ, 20, 1035 (1950). ¹⁰ Г. А. Бете и Р. Ф. Бечер, Физика ядра, 1938. ¹¹ Д. Д. Иваненко и А. А. Соколов, Классическая теория поля, 1949; А. А. Соколов, ДАН, 12, 472 (1937). ¹² И. С. Шапиро, ДАН, 76, № 1 (1951). ¹³ Д. Иваненко и В. Лебедев, ДАН, 80, № 3 (1951).