Доклады Академии Наук СССР
1939. Том XXIII, № 4

ФИЗИКА

Л. А. СЛИВ

ОБ ИМПУЛЬСЕ ОТДАЧИ ПРИ β-РАСПАДЕ

(Представлено академиком В. А. Фоком 8 III 1939)

Блох и Мёллер ([1]) указали на то, что относительная вероятность вылета электрона и нейтрино с углом θ между направлениями их импульсов будет различной в зависимости от того, берем ли мы закон взаимодействия между тяжелыми ядерными частицами и полем электронов и нейтрин в форме, предложенной Ферми ([2]), или в форме, предложенной Конопинским и Уленбеком ([3]).

Однако требование релятивистской инвариантности матричного элемента, входящего в вероятность β-распада $H_\beta = \pm g \int v_m^*(r)\, u_n(r)\, \psi^*(r)\varphi(r)\, dr$, где u_n и v_m — собственные функции тяжелой частицы до и после распада, ψ — волновая функция электрона, φ — волновая функция нейтрино, g — постоянная, позволяет построить пять вариантов закона взаимодействия типа Ферми (т. е. составленного из произведений волновых функций электрона и нейтрино), а именно: векторный, тензорный, псевдовекторный, скалярный и псевдоскалярный ([4]). Так как скорость тяжелых частиц v мала, то можно пренебречь членами порядка $\frac{v}{c}$. Тогда вариант псевдоскаляра совсем отпадает $\left(\text{так как он целиком порядка } \frac{v}{c}\right)$, а первые четыре варианта закона взаимодействия типа Ферми можно написать в виде:

$$\left.\begin{aligned} V_a &= g\psi^*\varphi, & V_c &= g\sigma_{\text{тяж}}\cdot\psi^*\sigma\varphi, \\ V_b &= g\sigma_{\text{тяж}}\cdot\psi^*\beta\sigma\varphi, & V_d &= g\psi^*\beta\varphi, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

где σ и β — обычные матрицы Дирака, $\sigma_{\text{тяж}}$—матрицы Паули.

В случае взаимодействия типа Конопинского и Уленбека возможны три варианта закона взаимодействия:

$$\left.\begin{aligned} &V'_a = g'\psi^*\beta\,\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \qquad V'_b = g'\sigma_{\text{тяж}}\cdot\psi^*\,\alpha\times\operatorname{grad}\varphi, \\ &V'_c = g'\sigma_{\text{тяж}}\cdot\psi^*\,\beta\left\{\alpha\times\operatorname{grad}\varphi - i\sigma\frac{\partial\varphi}{c\partial t}\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

(Здесь также принята во внимание малость скорости v тяжелых частиц.)

Если теперь определять относительную вероятность вылета пары легких частиц под углом θ друг к другу, то получим при взаимодействии типа Ферми

$$\left(1+\varepsilon\frac{cP_e}{E_e}\cos\theta\right), \tag{3}$$

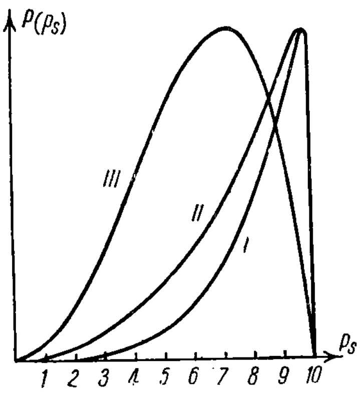
где P_e и E_e — импульс и энергия электрона.

ε принимает значения $+1, +\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, -1$ в зависимости от того, берем ли мы в качестве закона взаимодействия вариант V_a, V_b, V_c или V_d [формула (1)]. Масса нейтрино положена равной нулю. При взаимодействии типа Конопинского-Уленбека относительная вероятность будет одинакова для всех возможных вариантов и имеет вид

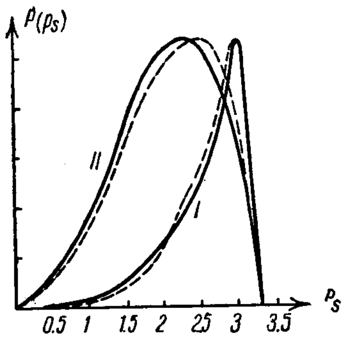
$$\left(1-\frac{cP_e}{E_e}\cos\theta\right). \tag{4}$$

Формула (4) совпадает с формулой (3) для $\varepsilon=-1$, т. е. для скалярного варианта.

Из вероятности испускания электрона с импульсом P_e под углом θ к направлению испускания нейтрино можно получить функцию распределения по импульсам атомов отдачи.



Фиг. 1.



Фиг. 2.

С взаимодействием типа Ферми вероятность для атома в результате β-распада иметь импульс в интервале $p_s - p_s + dp_s$ будет:

$$\begin{aligned} P(p_s)\,dp_s \sim p_s^2\,dp_s\{&6E_0^2(1-\xi^2)-(3E_0^2+p_s^2)(1-\xi^3)-3(1-\xi)+\\ &+\varepsilon[6(p_s^2+1-E_0^2)+6E_0^2(1-\xi^2)-(3E_0^2+p_s^2)(1-\xi^3)-3(1-\xi)]\}, \end{aligned} \tag{5}$$

где E_0 — максимальная энергия электронного спектра, p_s — импульс атома отдачи, умноженный на c (E_0 и p_s выражены в единицах mc^2). $\xi=(E_0^2-p_s^2)^{-1}$. ε принимает те же значения, что и в формуле (3). Для определенных значений ε формула (5) значительно упрощается.

Аналогичным образом с взаимодействием типа Конопинского-Уленбека получим:

$$P(p_s)\,dp_s \sim p_s^2\,dp_s\,(E_0^2-p_s^2-1)^4\,(3E_0^2+p_s^2)\,(E_0^2-p_s^2)^{-3}. \tag{6}$$

В самом общем случае закон взаимодействия может быть написан в виде линейной комбинации всех возможных вариантов. Тогда при взаимодействии типа Ферми получается большой произвол в выборе $P(p_s)$. Если же однако связывать теорию β-распада с теорией мезотронов, как это делает например Юкава ([5]), то закон взаимодействия поля мезотронов с легкими частицами в самом общем виде будет включать только векторный и тензорный варианты обоих типов взаимодействия. На фиг. 1 кривая *I* соответствует функции распределения $P(p_s)$, вычисленной с взаимодействием V_a (формула 1), кривая *II*—с V_b, кривая *III*—с V_a' или V_b' [формула (2)]. Поэтому, если в теории Юкава закон взаимодействия поля с легкими частицами содержит только члены типа Ферми, то функция распределения $P(p_s)$ будет в общем случае иметь вид линейной комбинации кривых *I* и *II* (фиг. 1), т. е. вид, отличный от того случая, когда закон взаимодействия содержит только члены типа Конопинского-Уленбека (кривая *III*).

Формулы (5) и (6) получены без учета влияния заряда ядра на электронный спектр. Однако вычисления, произведенные для атома с зарядом $z = 82$, показывают, что поправка на заряд незначительная. На фиг. 2 пунктирные кривые соответствуют функции распределения $P(p_s)$, вычисленной с взаимодействиями V_a (кривая *I*) и V_d (кривая *II*) и с учетом влияния заряда ядра ($z = 82$), а сплошные кривые соответствуют $P(p_s)$, вычисленной по формуле (5), т. е. без учета заряда ядра.

Отсюда можно также заключить, что функция распределения $P(p_s)$ мало изменяется с изменением формы спектра β-электронов.

Физический институт
Ленинградского государственного
университета.

Поступило
13 III 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Bloch a. Mφller, Nature, **136**, 911 (1935). [2] Fermi, ZS. f. Physik, **88**, 161 (1934). [3] Konopinski a. Uhlenbeck, Phys. Rev., **48**, 7 (1935). [4] Bethe a. Bacher, Rev. of. Mod. Phys., 8, 191 (1936). [5] H. Jukawa, S. Sakata, M. Kobayasi a. M. Taketani, Proc. Phys. Math. Soc. of Japan, **20**, 720 (1938).