

Л. А. СЛИВ

ФОРМА β -СПЕКТРОВ И МАССА НЕЙТРИНО

(Представлено академиком В. А. Фоком 3 V 1939)

1. Тщательные измерения формы β -спектров, произведенные многими авторами (1-3), показали, что теоретическая формула Конопинского-Уленбека (4) (в дальнейшем сокращенно: К-У) для распределения β -электронов по энергиям сильно расходится с экспериментом в области спектра, близкой к верхней границе. Для остальной же части спектра формула К-У находится в достаточном согласии с экспериментальными данными. Попытка исправить формулу К-У введением отличной от нуля массы нейтрино и этим устранить расхождение вблизи верхней границы спектра не дала удовлетворительных результатов, ибо из каждого β -спектра получались разные значения для массы нейтрино. Кроме того выяснилось, что теория К-У не дает правильной зависимости продолжительности жизни тяжелых β -радиоактивных элементов от энергии распада (5), а также приводит к слишком большой относительной вероятности захвата ядром орбитальных электронов (6).

2. Преимущество закона взаимодействия типа К-У заключается в том, что он дает нужную асимметрию β -спектров, что не может дать закон взаимодействия Ферми. Поэтому представляется необходимым изменить закон взаимодействия К-У таким образом, чтобы устранить возникшие расхождения теории с экспериментом.

Конопинский и Уленбек, подобно Ферми, пользовались «векторным» видом закона взаимодействия. Помимо «векторного» вида взаимодействия возможны два других — «псевдовекторный» и «тензорный» (7). Когда масса нейтрино полагается равной нулю, все три вида взаимодействия (при обычно делаемых пренебрежениях) дают одинаковую функцию распределения электронов по энергиям. Но это не будет иметь места в том случае, когда масса нейтрино отлична от нуля.

Напишем псевдовектор и тензор, составленные из волновых функций электрона и производных от волновых функций нейтрино, в следующем виде:

$$V_k = \psi^* i \rho_2 \frac{\partial \varphi}{\partial x_k}, \quad k = 1, 2, 3, 0, \quad (1)$$

$$V_{ik} = \psi^* \rho_3 \gamma_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_k}, \quad i, k = 1, 2, 3, 0, \quad (1')$$

$\gamma_0 = -\rho_3$; $\gamma_l = \rho_3 \alpha_l$; $l = 1, 2, 3$; α_l , ρ_2 и ρ_3 — матрицы Дирака, ψ — волновая функция электрона, φ — волновая функция нейтрино. Квадрат матричного элемента H_β , входящего в выражение для вероятности β -распада, будет для случая «псевдовекторного» или «тензорного» взаимодействия иметь вид

$$|H_\beta|^2 = g^2 \left| \int \left\{ (u_n^* \sigma u_m) (\psi^* i \rho_2 \text{grad } \varphi) - (u_n^* \gamma_5 u_m) \left(\psi^* i \rho_2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \right\} d\mathbf{r} \right|^2 \quad (2)$$

и

$$|H_{\beta}|^2 = g^2 \left| \int \left\{ (u_n^* \rho_3 \sigma u_m) (\psi^* [\alpha \times \text{grad } \varphi]) + (u_n^* \rho_3 \alpha u_m) \left(\psi^* \alpha \frac{\partial \varphi}{c \partial t} - \psi^* \text{grad } \varphi \right) \right\} d\mathbf{r} \right|^2, \quad (2')$$

где u_m и u_n — собственные функции ядра до и после β -распада, σ — спиновый оператор Паули, $\gamma_5 = \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$, g — постоянная. [Относительно введения производной по времени в гамильтонов оператор см. работу Фирца (8).] Пренебрегая под интегралом членами порядка $\frac{v}{c}$, где v — скорость тяжелых частиц, и считая ψ и φ постоянными в области ядра, получим, что (2') отличается от (2) только на множитель 2. Поэтому в дальнейшем мы не будем различать эти два матричных элемента.

Вероятность того, что в единицу времени произойдет β -распад, при котором электрон вылетает с энергией между E_e и $E_e + dE_e$, тогда равна:

$$P(E_e) dE_e = g^2 \left| \int u_n^* \sigma u_m d\tau \right|^2 \left[1 + \frac{k}{E_e E_\nu} \right] F(Z, E_e) E_e P_e E_\nu P_\nu^3 dE_e. \quad (3)$$

E_e и P_e — энергия и импульс электрона, E_ν и P_ν — энергия и импульс нейтрино, $k = \frac{\mu}{m}$, где μ — масса нейтрино, m — масса электрона. Энергии выражены в единицах mc^2 , импульсы — в единицах mc . $F(Z, E_e)$ определяет влияние кулонова поля ядра на распределение электронов по энергиям; для $Z=0$ $F(Z, E_e) = 1$. В отличие от соответствующей формулы К-У для $P(E_e)$ здесь вместо множителя $E_e^3 P_e$ входит $E_e P_e^3$.

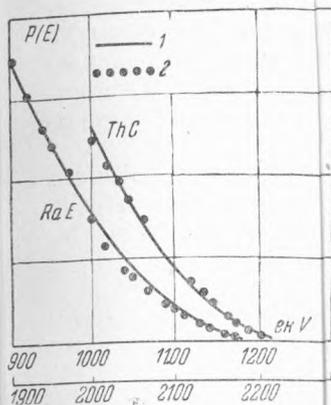
Из сравнения распределения электронов согласно формуле (3) с имеющимися экспериментальными данными о форме β -спектров, в особенности около верхней границы, можно заключить, что наилучшее согласие получится в том случае, когда масса нейтрино близка к массе электрона. Если положить массу нейтрино равной массе электрона, то получим функцию распределения электронов по энергиям $P(E)$ в следующем виде:

$$P(E) = g^2 \left| \int u_n^* \sigma u_m d\tau \right|^2 \left(1 + [E(E_0 - E)]^{-1} F(Z, E) E (E^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (E_0 - E) [(E_0 - E)^2 - 1]^{\frac{3}{2}} \right), \quad (4)$$

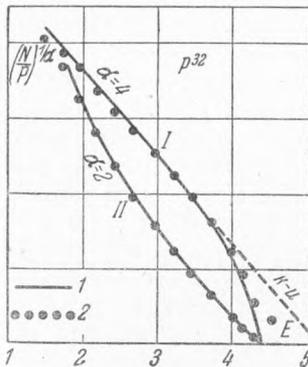
где E — полная энергия испускаемых электронов (значок e здесь и в дальнейшем опущен); E_0 — полная энергия распада; $E_0 = E_{\max} + 1$. Около верхней границы $P(E)$ убывает, как $\sim (E_{\max} - E)^{\frac{3}{2}}$, т. е. в этой области спектра распределение электронов по формуле (4) будет близко к распределению электронов согласно теории Ферми (9). Матричный элемент $\left| \int u_n^* \sigma u_m d\tau \right|^2$ дает правила отбора, предложенные Гамовым и Теллером (10).

3. Сравним теперь распределение, получающееся по формуле (4), с экспериментальными измерениями β -спектров, специально проведенными на участке около верхней границы. На фиг. 1 сравнены концы теоретических и экспериментальных спектров RaE(2) и ThC(3). Верхняя граница теоретической кривой для RaE лишь на 5 ekV больше экспериментальной и равна 1185 ekV; верхняя граница теоретической кривой для ThC взята равной 2220 ekV. Как видно из фиг. 1, теоретические кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными точками и одновременно дают правильные значения границ спектров. На фиг. 2 кривая I есть график К-У для спектра P³²(1) ($E_m = 4.33$). На некотором участке графика К-У теоретическая кривая, вычисленная по формуле (4), представляет собой почти прямую. Это согласуется

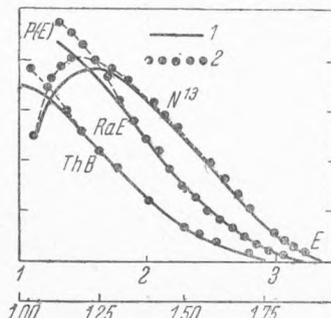
с известным фактом, что экспериментальные точки средней части спектров на таком графике располагаются по прямой линии. Кривая II фиг. 2 есть график Ферми для этого же спектра; на этом графике теоретическая кривая, вычисленная по формуле (4), имеет почти прямолинейный



Фиг. 1: 1—теорет. измерения, 2—экспериментальные измерения.



Фиг. 2 (обозначения, как и на фиг. 1).



Фиг. 3 (обозначения, как и на фиг. 1).

участок около верхней границы. Заметим, что для распределения (4) построение таких графиков теряет свое прежнее значение. На фиг. 3 приведены теоретические и экспериментальные спектры легкого элемента N^{13} (13) и тяжелых элементов RaE (14) и ThB (15). Для верхних границ этих спектров в формуле (4) взяты следующие значения:

$$RaE \rightarrow E_m = 32; \quad ThB \rightarrow E_m = 1.75, \quad N^{13} \rightarrow E_m = 3.4.$$

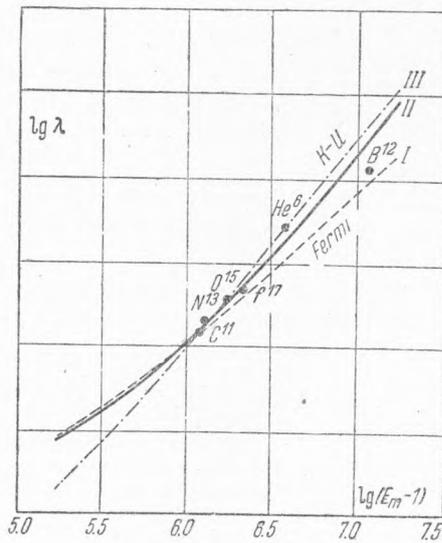
Небольшое расхождение экспериментальных и теоретических спектров для RaE и ThB наблюдается в области малых энергий, где экспериментальные измерения пока недостаточно точны. [Заметим также, что для $F(Z, E)$ в формуле (4) взято приближенное значение из работы Ферми (9), что отражается на точности теоретической кривой в области малых энергий.]

4. Продолжительность жизни τ β -радиоактивных элементов определяется по формуле:

$$\frac{1}{\tau} = \lambda = \int_1^{E_m} P(E) dE, \quad (5)$$

где $P(E)$ имеет вид (3).

На фиг. 4 приведены кривые зависимости λ (в сек^{-1}) от $E_m - 1$ (в электрон-вольтах) для легких элементов по теориям Ферми (кривая I) и К-У (кривая III) по формуле (5) (кривая II). Для больших значений $E_m - 1$ кривая II параллельна кривой III, для малых значений $E_m - 1$ кривая II сходится к кривой I. Если провести такие же кривые для тяжелых элементов, то получится аналогичная картина.



Фиг. 4.

Сравнение зависимости продолжительности жизни τ от энергии распада, получающейся из теории К-У, с экспериментальными данными показало⁽⁵⁾, что для тяжелых ядер с относительно малой энергией распада, как например ThВ и RaD, теория К-У дает сильно преувеличенные значения τ . Для очень легких ядер теория К-У дает приблизительно правильные значения τ . Из фиг. 4 видно, что формула (5) тоже дает правильные значения τ для очень легких ядер, но одновременно будет давать правильные значения τ и для тяжелых ядер. Постоянная g^2 в формуле (4) получается приблизительно в 10 раз меньше соответствующей постоянной в теории К-У.

5. Теория захвата ядром орбитальных электронов была дана Юкава и Саката⁽¹¹⁾ и Мёллером⁽¹²⁾. Вероятность захвата ядром К-электрона оболочки, если использовать матричный элемент (2) и положить $\mu = m$, получится равной

$$P_k = g^2 \left| \int u_n^* u_m d\tau \right|^2 \frac{4\pi (Z\alpha)^3}{\Gamma(3+2S)} \left(\frac{2\rho}{a_0} \right)^{2S} r^{-\frac{2\rho}{a_0}} (1 - [E_k (E_0 + E_k)]^{-1}) (E_0 + E_k) \cdot [(E_0 + E_k)^2 - 1]^{\frac{3}{2}}, \quad (6)$$

где E_k есть энергия электрона на К-уровне, выраженная в единицах mc^2 ; a_0 — радиус боровской орбиты, измеренный в единицах $\frac{\hbar}{mc}$, $\alpha = \frac{1}{137}$, $S = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} - 1$, ρ — радиус ядра, E_0 — энергия, освобождаемая ядром.

Для сравнения теории с экспериментом существенны те случаи, когда одновременно с наличием вероятности захвата ядром К-электрона имеется отличная от нуля вероятность β -распада с испусканием позитрона. В таблице приведены данные для отношения вероятности К-электронного захвата P_k к вероятности позитронного β -распада λ_+ для легких элементов по теориям Ферми и К-У и по формулам (6) и (5).

$E_0 - 1$	1.118	1.4142	2.29	3.20	4.11	5.02	7.09	
$\frac{P_k Z^{-3} 10^5}{\lambda_+}$ {	по Ферми	9.000	123	3.2	0.61	0.22	0.10	0.03
	по К-У	$\sim 1.5 \cdot 10^6$	8 730	50.9	5.60	1.55	0.60	0.15
	по формулам (6) и (5)	5.000	122	5.12	1.25	0.47	0.24	0.09

В заключение выражаю благодарность акад. В. А. Фоку, П. П. Павинскому и А. И. Алиханьяну за помощь и содействие при выполнении данной работы.

Физический институт
Ленинградского государственного университета.

Поступило
9 V 1939.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ E. Luman, Phys. Rev., **51**, 1 (1937). ² Алиханьян, Алиханов и Джелепов, ДАН, XIX, 375 (1938). ³ А. Алиханьян и С. Никитин, ДАН, XIX, 377 (1938). ⁴ Konopinski a. Uhlenbeck, Phys. Rev., **48**, 7 (1935). ⁵ H. Richardson, Proc. Roy. Soc. (A), London, **161**, 456 (1937). ⁶ Bethe, Hoyle a. Peierls, Nature, **143**, 200 (1939). ⁷ Bethe a. Bacher, Rev. of Mod. Phys., **8**, 82 (1936). ⁸ M. Fierz, Helv. Phys. Acta, **10**, 284 (1937). ⁹ E. Fermi, ZS. f. Phys., **88**, 161 (1934). ¹⁰ Gamow, Teller, Phys. Rev., **49**, 895 (1936). ¹¹ Yukawa a. Sakata, Phys. Rev., **5**, 677 (1937). ¹² C. Möller, Phys. ZS. Sow., **11**, 9 (1937). ¹³ S. Kikuchi a others, Proc. Ph.-Math. Soc. Japan, **21**, 52 (1939). ¹⁴ Alichanian, Alicanow a. Dželerow, Phys. ZS. Sow., **11**, 204 (1937). ¹⁵ Алиханьян и Заельский, ДАН, XVII, 465 (1937).