

А. И. АЛИХАНЬЯН и С. Я. НИКИТИН
ФОРМА β -СПЕКТРА ThC ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ И МАССА
НЕЙТРИНО

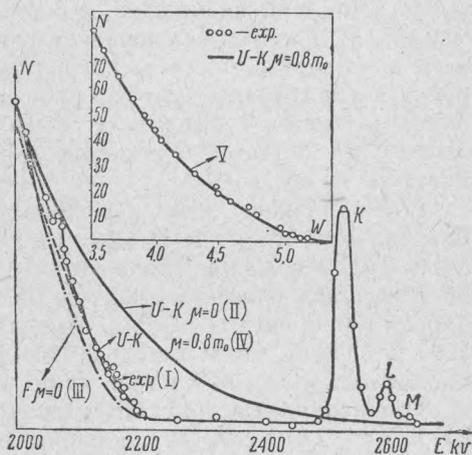
(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 16 III 1938)

До последнего времени считалось установленным, что кривая энергетического спектра β -частиц, испускаемых каким-либо радиоактивным элементом, плавно уменьшается, подходя к границе спектра с горизонтальной касательной. Так например, Гендерсон⁽¹⁾, исследовавший β -спектр ThC и ThC'', нашел такое убывание числа частиц у границы спектра и пришел к выводу, что масса нейтрино близка к нулю. К аналогичным заключениям пришли и другие авторы⁽²⁾, исследовавшие для этой цели β -спектр RaE.

В противоположность этим утверждениям А. И. Алиханьян, А. И. Алиханов и Б. С. Джелепов нашли, что в RaE число электронов вблизи границы спектра убывает так, что касательная пересекает ось абсцисс под некоторым углом. В частности из этих измерений следует, что участок спектра от $E = 1120$ kV до $E_{gr} = 1180$ kV изменяется почти по прямолинейному закону. То обстоятельство, что касательная при $E = E_{gr}$ не параллельна оси абсцисс, заставило авторов предположить, что нейтрино обладает конечной массой.

Представляло значительный интерес выяснить, является ли такая форма спектра RaE общей для всех радиоактивных элементов. Для этой цели мы исследовали конец спектра ThC методом магнитной фокусировки электронов однородным магнитным полем и регистрировали их при помощи метода совпадений. Аппаратура, которой мы пользовались, была та же, что при исследованиях конца спектра RaE. Узкий пучок электронов с расходимостью $\varphi = 10^\circ$ фокусировался на щель первого счетчика ($d \sim 0.8$ мм). Значительное число диафрагм и ловушек предохраняло счетную систему от рассеянных электронов. Активный осадок Th (B + C + C'') ($1 - 1.5$ мС) наносился на алюминиевую полоску 0.3 мм ширины, 5 мм длины методом электрического накопления.

На фигуре приведен конец спектра ThC (I). Аналогично тому, что наблюдалось в спектре RaE, заметен перелом в форме спектра при $E =$



$= 2130$ kV, после чего спектр убывает почти по прямолинейному закону вплоть до границы. Небольшое число совпадений, наблюдаемое при $H > H_{gr}$, обусловлено комптоновскими электронами, вырванными γ -лучами из стенок прибора, частично рассеянными электронами, а также случайными совпадениями. Как видно из фигуры, этот паразитный фон в широких пределах не зависит от напряженности магнитного поля. На этой же фигуре приведена оставшаяся часть спектра ThC до $E = 1275$ kV (кривая V). Построив при помощи этого спектра график Уленбека-Конопинского (при массе нейтрино $\mu = 0$), мы нашли экстраполированную границу $\omega_0 = 6.48 m_0 c^2$, при помощи которой построили спектр Y-K при $\mu = 0$ (кривая II). Кривая III вычислена по теории Ферми при $\mu = 0$; при этом за полную энергию распада принималось экспериментальное значение границы спектра ThC. Наконец кривая IV вычислена по теории Уленбека-Конопинского при $\mu = 0.8 m_0$ по формуле:

$$P \sim \omega (\omega^2 - 1)^{1/2} \cdot (\omega_0 - \omega)^3 \cdot \left[(\omega_0 - \omega)^2 - \left(\frac{\mu}{m_0} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot f(z, \omega),$$

при этом

$$\omega_0 = \omega_{0 \text{ exp}} + 0.8 m_0 c^2.$$

Очевидно, что ни одна из приведенных теоретических кривых, за исключением кривой IV, не удовлетворяет экспериментальному спектру. Хорошее совпадение экспериментального спектра со спектром Уленбека-Конопинского при $\mu = 0.8 m_0$ наблюдается не только у самой границы, но и в остальной части спектра. Аналогичный анализ, произведенный со спектром RaE, показал, что согласие теоретического спектра с экспериментальным получается при $\mu = 0.3 m_0$. На основании этих результатов можно сделать следующие выводы: существующая теория Уленбека-Конопинского правильно описывает форму β -спектра при $\mu \neq 0$. Однако при этом μ не остается одинаковым у различных элементов, а меняется с изменением ω_0 .

Как оказалось, наиболее подходящее значение μ может быть найдено из разности: $\omega_{0 \text{ extr.}} - \omega_{0 \text{ exp}} = \mu c^2$, что для ThC как раз дает $\mu = 0.8 m_0$, а для RaE $\mu = 0.3 m_0$. Однако то обстоятельство, что величина μ не остается постоянной для всех элементов, не дает возможности приписывать этому параметру простого смысла. Предварительные измерения конца спектра RaC показали, что и в этом случае форма спектра вблизи самой границы аналогична тому, что имеет место в RaE и ThC.

Три максимума, наблюдаемых на фигуре при $E_1 = 2526$ kV, $E_2 = 2588$ kV и $E_3 = 2610$ kV, обусловлены внутренней конверсией γ -линии ThC², $h\nu = 2614$ kV на K, L, M уровнях ThD. Резкость наблюдаемых линий указывает на прекрасную разрешающую силу аппарата и на чистоту условий, при которых производились измерения конца спектра ThC и RaE. Отношение интенсивностей линий K, L, M дает относительные вероятности конверсий на K, L и M уровнях γ -линии $h\nu = 2614$ kV. Наибольший максимум при $E = 2070$ kV отвечает внутренней конверсии γ -линии $h\nu = 2160$ kV, найденной Алихановым и В. П. Джелеповым в спектре позитронов Th (C + C³). Настоящие измерения позволяют определить абсолютное значение коэффициента внутренней конверсии γ -линии $h\nu = 2614$ kV, который оказался равным $\alpha = 1.77 \cdot 10^{-3}$, тогда как теоретическое значение по Тейлору и Мотту⁽³⁾ равно $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-3}$.

Физико-технический институт.
Ленинград.

Поступило
19 III 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Henderson, Proc. Camb. Phil. Soc., **31**, part 2, p. 285. ² O'Connor, Phys. Rev., **52** (1937). ³ H. M. Taylor and N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., **138**, 665 (1932).