

Л. В. ГРОШЕВ и Л. Я. ШАВТВАЛОВ

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНОГО $\beta$ -СПЕКТРА ТЬВ МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ СДВОЕННОГО $\beta$ -СПЕКТРОМЕТРА

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 15 VII 1949)

Известно, что в большинстве случаев возникающие в результате  $\beta$ -распада атомные ядра получают в возбужденных состояниях. Их наличие проявляется в том, что  $\beta$ -распад сопровождается испусканием  $\gamma$ -лучей. В тех случаях, когда распад приводит к образованию конечного ядра в нескольких различных энергетических состояниях, мы получаем сложный  $\beta$ -спектр, являющийся результатом наложения ряда элементарных, парциальных  $\beta$ -спектров, соответствующих переходам на разные уровни ядра продукта. При решении вопроса о форме  $\beta$ -спектра весьма существенно произвести разложение сложного спектра на элементарные. Такое разложение представляет также интерес для установления схемы энергетических уровней ядра продукта. Очень часто выделение элементарных спектров производится путем разложения соответствующего графика Ферми на отдельные линейные участки. Однако такой метод не особенно надежен и точен. Поэтому желательно иметь возможность непосредственного измерения элементарных  $\beta$ -спектров.

Если конечное ядро в результате  $\beta$ -распада образуется в основном и в одном из возбужденных состояний, выделение парциальных спектров легко может быть произведено путем использования метода  $\beta$ — $\gamma$ -совпадений. С этой целью измеряют число  $\beta$ — $\gamma$ -совпадений для различных участков энергий сплошного  $\beta$ -спектра, выделенных тем или иным  $\beta$ -спектрометром. Такие измерения сразу дают парциальный  $\beta$ -спектр, соответствующий переходу на возбужденный уровень ядра продукта.

Гораздо сложнее обстоит дело в тех случаях, когда конечные ядра образуются в нескольких возбужденных состояниях. Здесь необходимо уметь выделить  $\beta$ — $\gamma$ -совпадения, относящиеся к фотонам определенной энергии, испускаемым при высвечивании данного возбужденного состояния.

Это возможно сделать, если вместо  $\gamma$ -счетчика применить второй  $\beta$ -спектрометр, выделяющий конверсионные (или другие вторичные) электроны от соответствующей  $\gamma$ -линии. Измеряя в такой установке число  $\beta$ — $\beta$ -совпадений для фиксированной конверсионной линии и разных участков сплошного спектра, можно выделить соответствующий парциальный  $\beta$ -спектр.

Нами для указанных целей был построен сдвоенный  $\beta$ -спектрометр. Он представляет собой комбинацию двух тождественных  $\beta$ -спектрометров с магнитной линзой. Его схема представлена на рис. 1. В качестве вакуумной камеры  $T$  использована медная труба диаметром

18,4 см и общей длиной 2 м. С внутренней стороны она выложена 3-миллиметровым слоем алюминия. На обоих концах трубы размещены торцовые  $\beta$ -счетчики  $C_1$  и  $C_2$ . Юстировка магнитных линз  $L_1$  и  $L_2$  производилась отдельно для  $L_1$  и  $L_2$  с помощью специального приспособления, позволявшего совмещать ось каждой линзы с осью трубы. Для компенсации вертикальной составляющей земного магнит-

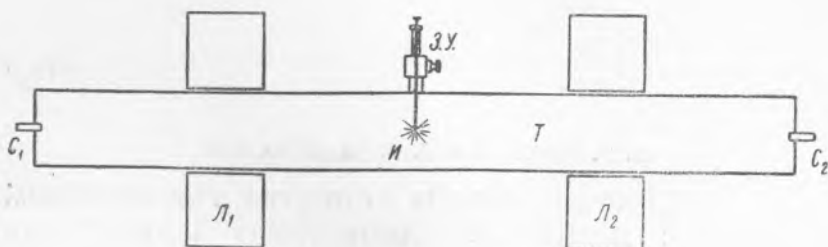


Рис. 1

ного поля использовалась катушка с током, расположенная в горизонтальной плоскости, проходящей через ось трубы. Источник  $I$  помещался в центральной точке трубы, причем смена его делалась без нарушения вакуума с помощью запирающего устройства  $З. У.$

Регистрация совпадений в счетчиках  $C_1$  и  $C_2$  производилась с помощью радиосхемы с разрешающей силой  $3 \cdot 10^{-7}$  сек.

Сдвоенный  $\beta$ -спектрометр был применен для изучения  $\beta$ -спектра активного ториевого осадка, выделявшегося на тонкую алюминиевую фольгу в виде кружка диаметром 8 мм.

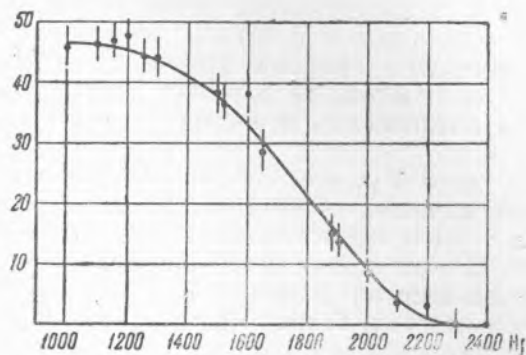


Рис. 2. По оси ординат отложено число истинных  $\beta - \beta$ -совпадений в час, исправленное на поглощение в окне счетчика

Как известно, спектр ториевого осадка является наложением  $\beta$ -спектров трех радиоактивных элементов:  $ThB$ ,  $ThC''$  и  $ThC$  верхними границами, соответственно, равными 340, 1820 и 2250 кэв. В переходах  $ThB \rightarrow ThC$  основная доля распадов происходит на возбужденный уровень ядра  $ThC$  с энергией возбуждения 238 кэв. Испускаемые при высвечивании этого состояния  $\gamma$ -лучи сильно конвертируют в электронной оболочке, давая интенсивную линию  $H\beta = 1385$  эрстед·см, соответствующую вырыванию электронов с  $K$ -слоя. Эта конверсионная линия и была нами использована для выделения из сложного спектра ториевого осадка основного парциального  $\beta$ -спектра  $ThB$ .

В проведенных измерениях конверсионные электроны  $H\beta = 1385$  эрстед·см фокусировались магнитной линзой  $L_1$  на счетчике  $C_1$ .

В другой магнитной линзе  $L_2$  ток изменялся так, что на счетчик  $C_2$  поочередно попадали электроны различных энергий сплошного  $\beta$ -спектра осадка тория.

Полученный  $\beta$ -спектр представлен на рис. 2. Кривая исправлена на поглощение электронов в окошке счетчика. Сравнительно небольшая статистическая точность отдельных измерений связана с тем, что применявшийся препарат являлся слабым ( $\sim 25 \mu\text{C}$ ). Использование

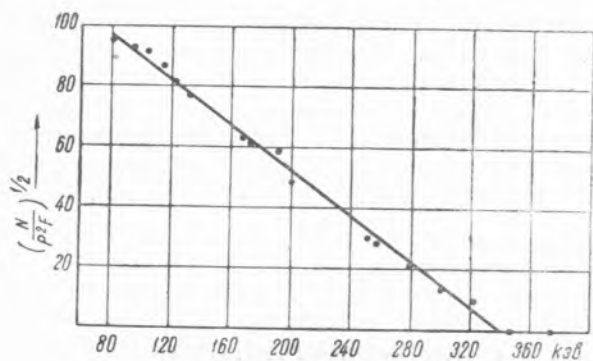


Рис. 3. График Ферми для ThB.  $P = \sqrt{W^2 - 1}$ ;  $N$  — число истинных  $\beta$ — $\beta$ -совпадений на единичный интервал импульса с учетом поглощения в окошке счетчика;  $W$  — полная энергия электрона в единицах  $m_0c^2$ ;  $F(Z, W)$  учитывает действие кулоновского поля на излучение электронов

более сильных источников невозможно из-за случайных совпадений, число которых возрастает пропорционально квадрату активности источника, в то время как число истинных совпадений меняется линейно. Следующие числа дают представление о соотношении между случайными и истинными совпадениями для области вблизи максимума спектра:  $N_{\text{случ}} = 0,51$  имп/мин.,  $N_{\text{ист}} = 0,73$  имп/мин.

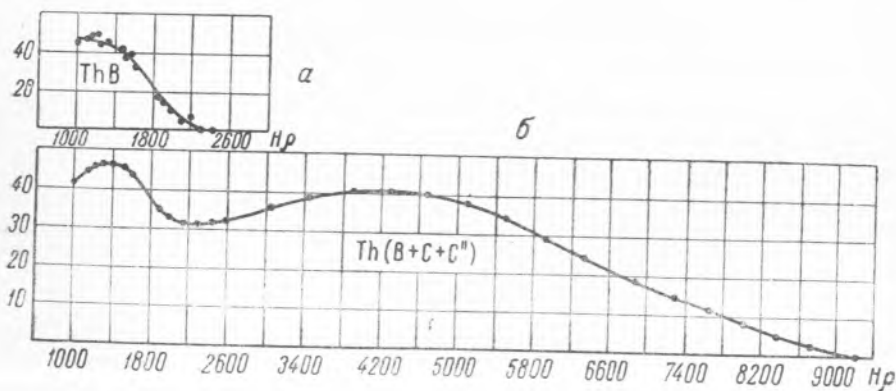


Рис. 4

На рис. 3 измеренный нами спектр ThB представлен в виде графика Ферми. Как видно, на всем протяжении от верхней границы вплоть до 80 кэВ он является прямолинейным. Тем самым подтверждается элементарный характер рассматриваемого  $\beta$ -спектра. Экстраполяцией графика к оси абсцисс получаем для верхней границы  $\beta$ -спектра величину 340 кэВ. Она находится в хорошем согласии с литературными данными.

На рис. 4,б приведен полный спектр активного осадка тория, полученный с помощью второго  $\beta$ -спектрометра. Его верхняя граница лежит приблизительно при 2250 кэв. Там же (рис. 4,а) для сравнения воспроизведен спектр  $\beta$ — $\beta$ -совпадений для ThВ. В обоих случаях учтено поглощение в окошках счетчиков. По оси ординат в этих графиках (4,а и б) отложены числа электронов спектров ThВ и Th ( $B + C + C''$ ) в произвольных и различных для обеих кривых масштабах.

Во время выполнения данной работы появилась статья (1), в которой изложены результаты аналогичных измерений с активным осадком тория. Однако, в отличие от данной работы, измерения производились на установке, состоящей из двух  $\beta$ -спектрометров типа Дениша. Поэтому для выделения различных участков сплошного  $\beta$ -спектра авторам приходилось прибегать к перемещению счетчиков Гейгера, что вызывает дополнительные осложнения в работе.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
12 VII 1949

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> N. Feather, J. Kyles and R. W. Pringle, Proc. Phys. Soc., **61**, 466 (1948).