Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. XLIV, вып. 3, 1964 г.

УДК 539.165.3

β-СПЕКТРЫ RaD

А. А. Башилов, *Л. С. Червинская*

Хотя исследованию излучения RaD посвящено большое число работ, до сих пор еще мало известно об интенсивностях β-спектров RaD и их форме. Исследование β-спектров RaD представляет собой трудную экспериментальную задачу, так как β-частицы RaD обладают очень малыми энергиями. В этой энергетической области сильно сказывается рассеяние электронов на стенках и диафрагмах прибора, рассеяние электронов от подкладки источника, потери энергии в самом радиоактивном препарате, в пленке на окошке счетчика Гейгера-Мюллера. Близко от границы β-спектров расположены очень интенсивные конверсионные линии ядерного перехода с энергией 46,5 *кэв*. В области 5—12 *кэв* имеется большое число линий электронов Оже *L*-серии, которые накладываются на β-спектры RaD. Все это очень затрудняет определение границы и формы спектров.

До 1948 г. во всех работах по RaD, упоминается только об одном β-спектре, граница которого, по определению различных авторов, оценивалась в пределах 10—25 *кэв*.

Б. Кинси, анализируя результаты экспериментальных исследований, пришел к выводу, что кроме перехода в возбужденное состояние с энергией 46,5 *кэв*, должен существовать конкурирующий переход прямо в основное состояние RaE, так как число γ-квантов и конверсионных электронов явно не равно полному числу распадов [5]. В настоящее время считается, что этот переход действительно существует. Известны неоднократные попытки определения интенсивности этого β-спектра. Но в большинстве работ непосредственно форма спектров не определялась.

Условия экспериментов. При первых исследованиях излучения RaD [1] измерения проводились на кэтроне — магнитном спектрометре с улучшенной фокусировкой электронов [2]. В дальнейшем для уменьшения поглощения в пленке на окошке счетчика Гейгера-Мюллера использовалось дополнительное ускорение электронов. Электроны, пройдя щель перед счетчиком, ускоряются. Поэтому при прохождении через пленку на окошке счетчика они имеют большую энергию. Следовательно, поглощение в пленке будет значительно меньше. Окошко счетчика Гейгера-Мюллера затягивалось специальной сеточкой (на которую наклеивалась пленка). Применялись пленки толщиной до 20 *мкг/см*^{2}. Такие пленки начинают пропускать электроны с 1,2—1,4 *кэв*. Ускоряющее напряжение прикладывалось около 1—1,2 *кв*. При более высоких напряжениях через пленку начинали проходить вторичные электроны, выбиваемые рассеянными электронами из стенок и диафрагм прибора. Поэтому более высокое ускоряющее напряжение при измерениях не применялось.

Как следует из наших экспериментов, а также данных других исследователей [6], поглощение в пленке перестает оказывать влияние на форму β-спектра при энергии, в 3—4 раза превышающей ту, с которой электроны начинают проходить через пленку. В наших измерениях уже в области энергий 3—4 *кэв* поглощение в пленке не сказывалось, поэтому можно было не вносить поправок на поглощение.

Источник Ra(D + E + F), находящихся в радиоактивном равновесии, приготовлялся облучением алюминиевой фольги радоном. Таким методом можно изготовить очень тонкий источник большой активности.

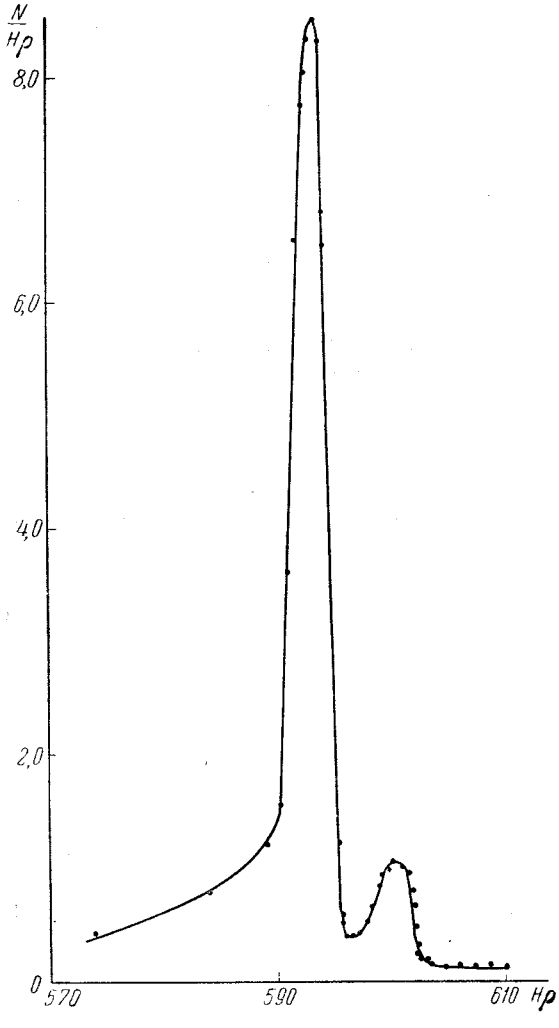


Рис. 1. Конверсионные линии L' и L'' ядерного перехода с энергией 46,5 *кэв*.

Конверсионная линия L' ядерного перехода с энергией 46,5 *кэв* больше, чем в 180 раз превышала вершину β-спектра RaD. Ни в одной из работ по исследованию β-спектров RaD не указан источник такого высокого качества. В исследовании Ч. Ву [7] — одном из лучших по RaD — применялся источник, при котором L'-конверсионная линия RaD превышала β-спектр RaE лишь в 50 раз. В работе Ж. Туссе и А. Мусса [8] источник был слабее, чем у нас, приблизительно в три раза.

В наших опытах подкладка источника алюминиевая толщиной 1 *мг/см*^{2}. По данным опыта, при такой толщине подкладки число обратно рассеянных электронов составляет величину, меньшую 0,02 от полного числа первичных электронов. Вакуум в приборе 10^{-5} *мм рт. ст.* Счетчик наполнялся смесью металла с аргоном при давлении 3—4 *см рт. ст.*

Для повышения точности, энергии в этой области измерялись несколько раз в течение больших интервалов времени, затем усреднялись. Средняя квадратичная ошибка была около 3%.

Улучшение условий измерений в этих опытах может быть иллюстрировано измерениями конверсионных линий L' и L'' ядерного перехода RaD с энергией 46,5 *кэв* (рис. 1). Относительная ширина линии на половине ее высоты точно совпадает с полушириной линий в области больших энергий и соответствует теоретически рассчитанному значению по параметрам прибора и размерам источника.

Исключительно тонкий источник большой активности, тонкие пленки на окошке счетчика, дополнительное ускорение электронов, позволяющее не вводить поправки на поглощение электронов с 4 *кэв*, хорошее раз-

решение линий, позволяющее измерять достаточно большое количество экспериментальных точек, приводят к заключению, что интенсивности β-спектров RaD, измеренные в этих опытах, меньше искажены, чем при других аналогичных исследованиях.

Результаты измерений и их анализ. Общий вид электронного спектра в области энергий от 0 до 32 *кэв*, полученный при измерении с тонкими пленками на окошке счетчика и с применением дополнительного ускорения электронов в координатах Hρ, N/Hρ приведен на рис. 2. Полный спектр RaD приводился ранее [1].

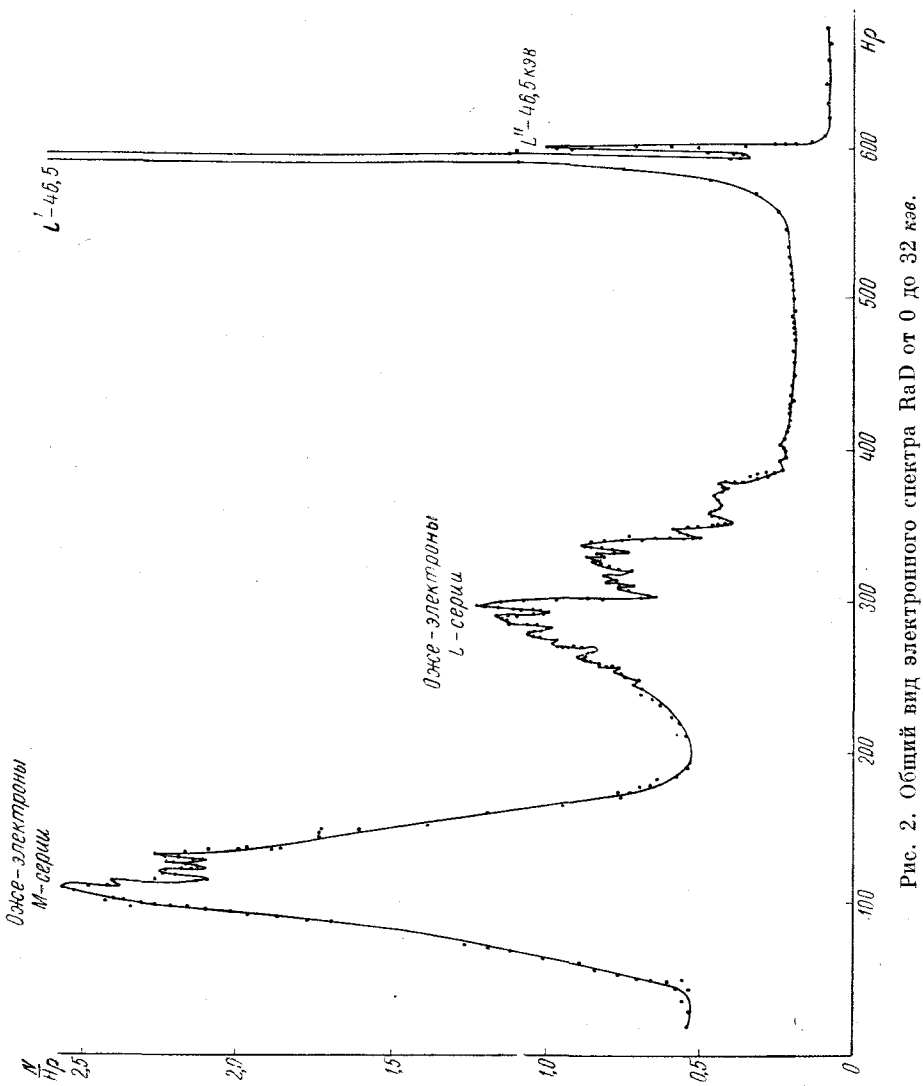


Рис. 2. Общий вид электронного спектра RaD от 0 до 32 *кэв*.

Чтобы получить сведения о β-спектрах RaD, необходимо разделить β-спектры RaD и RaE. Для этого по диаграмме Кюри для RaE в области энергий, меньших 60 *кэв*, определено число β-частиц RaE и вычтено из суммарного числа экспериментально полученных β-частиц. Для оставшегося числа электронов построена диаграмма Кюри (рис. 3), откуда видно, что β-спектр RaD состоит из двух компонент с граничными энергиями 61,3 ± 0,7 и 14,8 ± 0,7 *кэв*. В области энергий от 5 до 13 *кэв* находятся интенсивные линии электронов Оже *L* —серии. От 0 до 3 *кэв* распо-

ложены электроны M-серии. От 30 до 46 *кэв* идут конверсионные линии перехода с энергией 46,5 *кэв* RaD → RaE. Рассеянные электроны начинают оказывать влияние раньше — с 20 *кэв*. Конверсионные электроны, электроны Оже, а также рассеянные электроны дают резкое отклонение от прямой линии на графике Кюри. Эти участки на диаграмму не наносятся. Ограниченность участков, для которых можно провести построение, затрудняет изучение β-спектров RaD. С целью получения большего числа экспериментальных точек для выяснения формы β-спектров очень важно иметь высокую разрешающую способность прибора. В наших измерениях удалось получить достаточное число точек.

Прямолинейность обеих диаграмм Кюри и значение $f\tau$ позволяют считать, что форма этих спектров не отличается от разрешенной. Поэтому по значениям граничных энергий можно воспроизвести теоретическую форму β-спектров и определить относительные интенсивности полученных спектров. По нашему определению, относительная интенсивность β_{46}-спектра [1] с граничной энергией 14,8 *кэв* равна 59 ± 5%, а β_0-спектра с граничной энергией 61,3 *кэв* 41 ± 4% (см. таблицу).

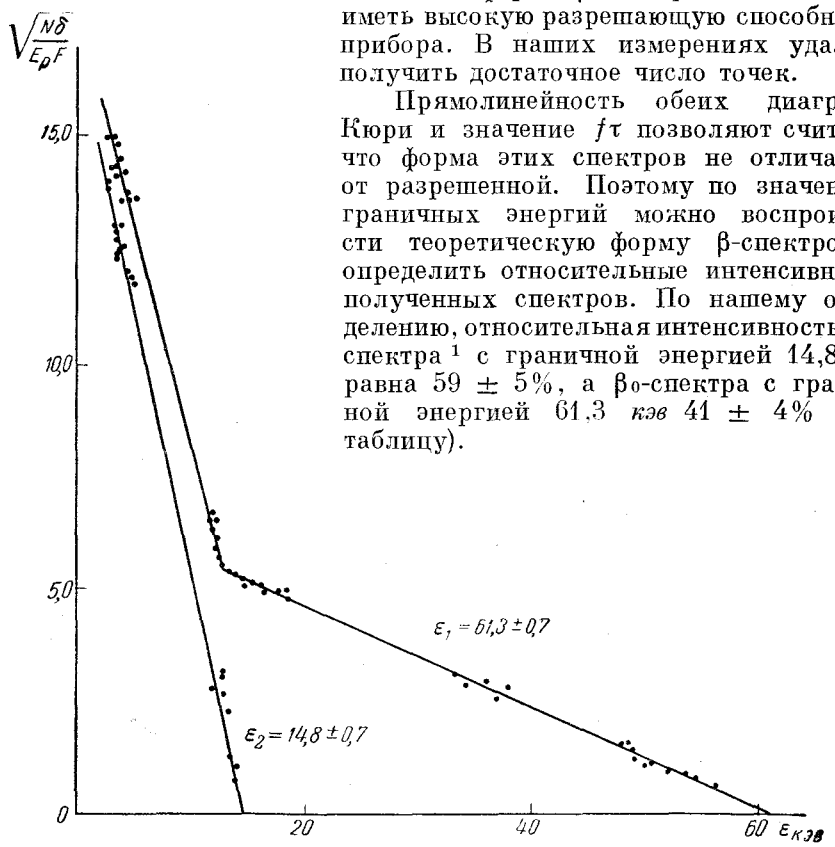


Рис. 3. Диаграмма Кюри β-спектров RaD.

В работах Б. Кинси [5], Б. Кранберга [10] и Ч. Ву [7] существование прямого перехода в основное состояние RaE доказывается косвенным путем по числу конверсионных переходов и γ-квантов на 100 распадов. В исследовании β-спектров RaD В. Станнерс и М. Росс [11] применяли ядерную фотоэмульсию, пропитанную RaD. Сравнивая полученную гистограмму с теоретически рассчитанным спектром, они пришли к выводу что интенсивность перехода из основного состояния RaD в основное состояние RaE равна 15,5 ± 3,5%, а для второго спектра 84,5 ± 3,5%. При обработке данных для получения относительных интенсивностей β-спектров они использовали выход Оже-электронов. Определяя этот выход, М. Росс и В. Станнерс при выборе отношения числа рентгеновских квантов к числу вакансий в L-слое, для числа конверсионных электронов нашли значение, очень близкое к данным Ч. Ву. По-видимому, и относительные интенсивности β-спектров будут близки к их значениям.

[1] По обозначениям Л. Кранберга [10].

Граничные энергии *(кэв)*, относительные интенсивности (%) и значения $\lg f\tau$ β-спектров RaD

Метод исследования	β_1	β_0
Определение по числу конверсионных электронов и γ-квантов [5]	71%	29%
	—	—
То же [10]	80%	20%
То же [7]	18 *кэв*	64 *кэв*
	92±5%	8±5%
Сравнение экспериментальных площадей RaD с теоретическими [11]	—	—
	84,5±3,5%	15,5±3,5%
	$\lg f\tau = 5{,}2$	$\lg f\tau = 7{,}8$
Сравнение площадей RaD и RaE [8]	15 *кэв*	61 *кэв*
	81±4%	19±4%
Сравнение площади по конверсионной линии и β-спектру RaD [3]	—	61,6±0,6 *кэв*
	—	19±2%
	—	$\lg f\tau = 7{,}8$
Сравнение площадей RaD и RaE	14,8±0,7 *кэв*	61,3±0,7 *кэв*
	59±5%	41±5%
	$\lg f\tau = 5{,}4$	$\lg f\tau = 7{,}4$
Определение по числу конверсионных электронов и γ-квантов	—	—
	62±5%	38±5%

По данным Ж. Туссе и А. Мусса, изучавшим электронный спектр RaD при помощи магнитного спектрометра со счетчиком Гейгера-Мюллера [8], спектр с граничной энергией 15 *кэв* имеет интенсивности 81 ± 4%, а спектр с энергией 61 *кэв* 19 ±4%. На приводимой ими диаграмме Кюри для определения формы β-спектров использовано только несколько точек. Остальные точки расположены очень близко от конверсионных линий и линий электронов Оже. По таким данным трудно что-либо сказать определенное об интенсивности β-спектров.

Б. С. Джелепов, И. М. Рогачев и др., изучавшие электронный спектр на магнитном линзовом спектрометре, установили относительную полуширину линий 2,3% [3]. На окно счетчика они наклеивали пленку, пропускавшую электроны с 2 *кэв*. Только область энергий после 25 *кэв* измерялась без искажений. Во все остальные измерения вносилась поправка на поглощение в пленке. Поглощение электронов в области малых энергий изучено слабо, поэтому введение такой поправки может сильно исказить интенсивности электронных спектров в этом интервале энергий. Плохая разрешающая способность прибора не дала возможности исследователям получить достаточно большое число точек в области, где отсутствовали линии электронов Оже и конверсионные линии (15—20 *кэв*). Поэтому, так же как и Ж. Туссе и М. Мусса, Б. С. Джелепов и его соавторы получили лишь несколько точек в этой области.

Число конверсионных электронов и γ-квантов, приходящихся на один распад, должно совпадать с интенсивностью β-спектра, идущего на уровень 46,5 *кэв*. Определенное нами впервые число конверсионных электронов [1] отличалось от результатов других авторов, поэтому конверсионные линии RaD→RaE измерялись вторично и первый результат 58 ± 3 электрона на 100 распадов был подтвержден. Число конверсионных электронов определялось методом сравнения площадей конверсионных линий и β-спектра Ra*D*. Для этого метода необходим исключительно тонкий источник, высокая разрешающая способность прибора, отсутствие рассеянных электронов. Хорошее разрешение демонстрируется разделением

конверсионных линий L' и L'' RaD. Качество источника активно влияет на форму конверсионных линий. Исключительно большое превышение конверсионных линий над β-спектром RaE свидетельствует о том, что источник очень тонкий. По диаграмме Кюри для β-спектра RaD с граничной энергией 14,8 *кэв* отчетливо видно, что даже в области энергий 3—4 *кэв* точки хорошо ложатся на прямую, что говорит об отсутствии обратно рассеянных электронов.

Диаграмма Кюри, построенная по нашим данным для β-спектра RaE, хорошо совпадала с лучшими работами по исследованию β-спектра RaE. Следовательно, искажений при измерении β-спектра RaE нет. Таким образом, число конверсионных электронов на 100 распадов определено верно.

Для числа γ-квантов на распад для перехода с энергией 46,5 *кэв* RaD → RaE имеются довольно совпадающие данные. Средне взвешенное на 100 распадов равно 3,6 ±0,2.

По числу конверсионных электронов и числу γ-квантов перехода с энергией 46,5 *кэв* на 100 распадов определена интенсивность β_{46}-спектра с граничной энергией 14,8 *кэв*, идущего на уровень 46,5 *кэв*. Она оказалась равной 62 ±5%, а интенсивность β_0-спектра с граничной энергией 61,3 *кэв* на основании этого равна 38 ±5%. Итак, это значение в пределах эксперименталных ошибок совпадает с определением относительных интенсивностей для β-спектров по площадям, занимаемым β-спектрами RaD и RaE, находящимся в радиоактивном равновесии. Среднее из этих двух определений дает для относительных интенсивностей β_{46}-спектра с граничной энергией 14,8 *кэв* 60 ±5%, а для β_0-спектра с граничной энергией 61,3 *кэв* 40 ±5%.

Экспериментальное доказательство существования у RaD двух β-спектров позволило ввести прямой переход из основного состояния RaD в основное состояние RaE. Конечное ядро $_{84}Po^{210}$ является ядром четно-четным. Изотоп RaE имеет 83 протона и 127 нейтронов. Согласно предсказаниям оболочечной модели, основное состояние RaE должно иметь отрицательную четность. Поэтому β-переход должен происходить с изменением четности, так как конечное ядро полония имеет положительную четность.

Спин основного состояния RaE измерен методом атомного пучка. Он оказался равным единице. На этом основании предполагалось, что переход должен быть $1^- — 0^+$.

Мультипольность перехода с энергией 46,5 *кэв* оказалась равной M 1 [1]. По величине $\lg f\tau = 5{,}4$ β_1-спектр с граничной энергией 14, 8 *кэв* можно отнести к однократно запрещенному переходу при $\Delta I = 0$. Тогда состоянию с энергией 46,5 *кэв* можно приписать 0^-.

Для β_0-спектра RaD с граничной энергией 61,3 *кэв* $\lg f\tau = 7{,}40$. Это значение характерно для однократно запрещенного перехода с $\Delta I = 1$, что также согласуется с предположением, что спин RaE равен 1^-.

Согласно Л. А. Сливу и Ю. И. Харитонову, нижние уровни принадлежат главным образом к смеси двух конфигураций $(h_{9/2})_p$ и $(g_{9/2})_n$ и $(h_{9/2})_p$ и $(i_{11/2})_n$ и имеют спин и четность основного состояния RaE 1^- и 0^- для уровня 46,5 *кэв* [4].

Следовательно, выводы экспериментов полностью совпадают с теоретическими прогнозами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Башилов А. А., Джелепов Б. С., Червинская Л. С. Изв. АН СССР. Сер. физич., 1953, № 17, стр. 428.

2. Джелепов Б. С., Башилов А. А. Кетрон-магнитный спектрометр с улучшенной фокусировкой. Изв. АН СССР. Сер. физич., 1950, № 14, стр. 263.

3. Джелепов Б. С., Катыхин Г. С., Рогачев И. М., Чечев В. П. Программа и тезисы докладов XII совещания по ядерной спектроскопии. Изд-во АН СССР, 1962, стр. 62.
4. Слив Л. А., Харитонов Ю. И. Расчет энергетических уровней ядер Tl^{206} и Bi^{210}. ЖЭТФ, 1959, № 37, стр. 1151.
5. Kinsey B. B. Can. J. Res., 1948, A26, p. 421.
6. Langer M., Cook C. Rev. Sci. Ins., 1948, N 19, p. 257.
7. Wu C. S., Boehm F., Nagel E. Phys. Rev., 1953, N 91, p. 319.
8. Tousset J., Moussa A. Comp. Rend., 1957, N 245, p. 1617; J. Phys. Rad., 1957, N 18, p. 284; 1958, N 19, p. 39.
9. Burtt B. Nucleanics, 1949, N 2, p. 28.
10. Cranberg Z. Phys. Rev., 1950, N 77, p. 155.
11. Stanners W., Ross M. A. Proc. Phys. Soc., 1956, A69, p. 836.
12. Ross M. A., Cochran A. I., Hyghes I., Feather N. Proc. Phys. Soc., 1955, A68, p. 612.