

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

**НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЖЕСТКИХ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ**

*(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 1 II 1939)*

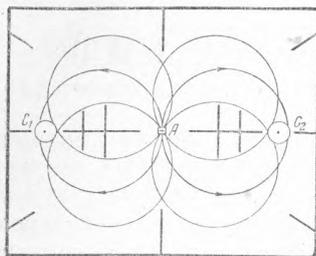
Большинство методов, применявшихся для измерения энергии мягких  $\gamma$ -лучей, оказывается мало пригодным, когда энергия  $\gamma$ -лучей превышает 2—3 MeV. При больших энергиях внутренняя конверсия  $\gamma$ -лучей и фотоэлектрическое поглощение ничтожны. Прохождение  $\gamma$ -лучей через материю при этом сопровождается эффектом Комптона и образованием пар. Начиная с 5 MeV главную роль играет образование пар; поэтому для измерения энергии очень жестких  $\gamma$ -лучей естественно пользоваться именно этим явлением.

Дельсассо, Фаулер и Лауритсен <sup>(1)</sup> определяли энергию  $\gamma$ -лучей по сумме энергий компонент пар, которые они наблюдали в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле. Дальнейшие опыты показали <sup>(2)</sup>, что этот метод приводит к гораздо более точным результатам, чем измерения кризисны треков электронов, выбитых при эффекте Комптона. Линии здесь получаются относительно узкие, и таким образом метод удовлетворяет основному требованию спектроскопии—позволяет разделять эффекты, вызванные различными  $\gamma$ -линиями. Однако он требует сильных источников  $\gamma$ -лучей и очень большого числа снимков, так как поглощение жестких  $\gamma$ -лучей в газе или в тонкой пластинке, помещенной в камеру, очень мало.

Значительно более удобен для измерений и гораздо менее трудоемок метод, предложенный Алихановым и Козодаевым <sup>(3)</sup>. Эти авторы при помощи магнитного спектрографа изучили распределение по энергиям позитронов, возникших в результате внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей с образованием пар. Опыты в полном согласии с теорией показали, что в случае тяжелых ядер спектр позитронов весьма резко обрывается при энергии, равной  $h\nu - 2m_0c^2$ . По положению обрыва и его величине можно определить энергию и относительную интенсивность соответствующей  $\gamma$ -линии. Главное преимущество этого метода перед методом Дельсассо, Фаулера и Лауритсена связано с возможностью специального изучения отдельных, наиболее важных участков спектра. Основным недостатком этого метода является то, что при наличии нескольких  $\gamma$ -линий получается сложный позитронный спектр, который должен быть затем разделен на составляющие. Обрыв, соответствующий более мягкой линии, при этом получается на фоне спектров, вызванных всеми более жесткими линиями; для обнаружения и измерения этих обрывов необходимы весьма точные измерения. Кроме того применяющиеся в качестве детектора позитронов два счетчика располагаются один непосредственно за другим, и поэтому всегда

имеется значительное число совпадений, вызванных космическими лучами или электронами, вырванными из стенок счетчиков. Это обстоятельство не позволяет исследовать спектры позитронов у источников, дающих мало интенсивное  $\gamma$ -излучение.

Изложенный далее метод свободен от двух указанных недостатков. Основные черты нового метода можно видеть на фиг. 1. Здесь  $A$  — источник  $\gamma$ -лучей, создающих пары,  $C_1$  и  $C_2$  — счетчики; весь прибор находится в однородном магнитном поле, перпендикулярном к плоскости чертежа. Регистрируются совпадения разрядов, происходящие, когда электрон и позитрон, относящиеся к одной паре, попадают в разные счетчики. В результате измерения числа совпадений в зависимости от напряжения магнитного поля должен получаться линейный спектр; линии должны получаться тогда, когда электрон и позитрон имеют энергии, равные  $\frac{1}{2}(h\nu -$



Фиг. 1.

$2m_0c^2)$ . Эффекты, создаваемые различными  $\gamma$ -линиями, здесь таким образом полностью разделены.

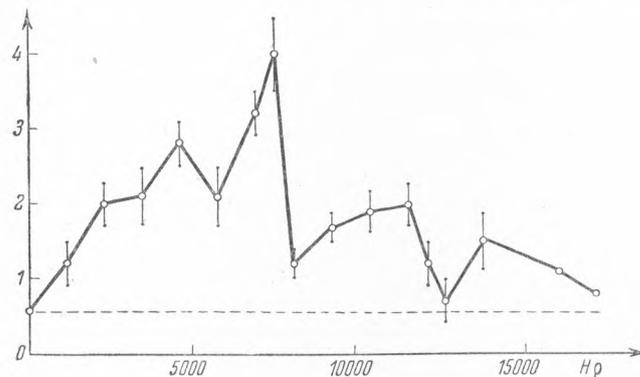
На первый взгляд кажется, что для того, чтобы получить в этом приборе заметное число совпадений, необходимо пользоваться очень сильным источником  $\gamma$ -лучей, так как для совпадения необходимо, чтобы не только позитрон имел нужные энергию и направление вылета из источника, но чтобы и электрон также удовлетворял этим требованиям. Оказывается одна-

ко, что последнее требование в значительной степени удовлетворяется автоматически.

Допустим сначала, что позитрон и электрон, возникающие при образовании пары, вылетают точно в одном и том же направлении. Тогда, если магнитное поле таково, что  $H_p$  соответствует энергии  $\frac{1}{2}(h\nu - 2m_0c^2)$ , при каждом попадании позитрона в один из счетчиков электрон обязательно будет попадать в другой, так как он имеет такую же энергию и то же направление вылета. Число совпадений при этом было бы точно равно числу дополнительных разрядов в каждом из счетчиков. В действительности число совпадений должно быть меньше, так как позитроны и электроны вылетают не в одном направлении. При внутренней конверсии жестких  $\gamma$ -лучей угол между направлениями вылета позитрона и электрона в среднем очень мал. Теория, развитая Уленбеком и Розе, в полном согласии с опытными данными<sup>(4)</sup> показывает, что например при энергии  $\gamma$ -лучей, равной 7 MeV, половина пар имеет угол разлета, меньший, чем  $31^\circ$  (квадрупольное излучение,  $E_+ = E_-$ ). При образовании пары в поле постороннего ядра средний угол разлета по опытным данным несколько больше. Однако в приборе, изображенном на фиг. 1, фокусируется пучок, который имеет расходимость  $30^\circ$  в вертикальной и  $60^\circ$  в горизонтальной плоскости. Благодаря использованию широкого пучка у значительной доли пар обе частицы оказываются в пределах фокусирующейся части пучка. Кроме того в приборах описанного типа используется двойная расходимость, и число совпадений по этой причине удваивается. В результате при использовании равной расходимости пучка, при одинаковом радиусе кривизны траекторий и при равной активности препаратов число совпадений в методе Алиханова и Козодаева и в описываемом методе должно быть приблизительно одинаково. Однако благодаря тому, что в предлагаемом методе счетчики расположены далеко друг от друга, число спонтанных совпадений очень мало, и это позволяет исследовать гораздо более слабые источники. Так например, если счетчики, имеющие сечение  $1.8 \times 6$  см, расположены вертикально на расстоя-

нии 18.5 см, то без источника наблюдается приблизительно 0.5 совпадения в час. Столь низкий фон позволяет работать с источниками, дающими 3—4 совпадения в час, т. е. испускающими в секунду всего 1—2 пары.

Первое испытание изложенного здесь метода было произведено на  $\gamma$ -лучах, возникающих при бомбардировке бериллия  $\alpha$ -частицами. В распоряжении автора был относительно слабый препарат полония—около 4 мС, содержащий в виде примеси также некоторое количество RaD и RaE. Последнее обстоятельство вынудило окружить полоний и бериллий



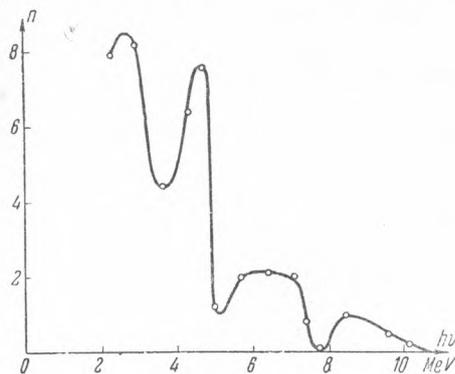
Фиг. 2.

слоем целлюлоида, в котором поглощались электроны RaE. Снаружи целлюлоид оборачивался в свинцовую фольгу (от 100 до 500  $\mu$ ), в которой образовывались пары.

Интенсивность  $\gamma$ -излучения, создававшегося возбужденными ядрами  $C_6^{12}$ , была весьма незначительна—заведомо ниже предела, требуемого другими методами. В зависимости от магнитного поля число совпадений изменялось от 0.5 до 4.0 совпадений в час при спонтанных совпадениях около 0.57 шт/час. Три серии измерений дали результаты, совпадающие в основных чертах. На фиг. 2 приведена суммарная экспериментальная кривая.

Около точек указана вероятная статистическая погрешность; всего было сосчитано 317 совпадений. Учет изменения интервала энергии приводит к кривой, изображенной на фиг. 3. Кривая показывает наличие трех  $\gamma$ -линий: около 2.7; 4.7 и 7.0 MeV.

Боте (5) предположил, что в спектре  $C_6^{12}$  существуют три линии с энергиями около 2.7, 4.2 и 6.7 MeV. В дальнейших работах было установлено, что первые две линии возникают, по крайней мере частично, в результате каскадного перехода и что интенсивности всех трех линий приблизительно равны. Полученные в наших



Фиг. 3.

опытах энергии  $\gamma$ -лучей близки к данным Боте, но соотношение интенсивностей оказалось отличающимся. Если учесть зависимость от энергии вероятности образования пар и толщины эффективного слоя свинца, но не вводить поправки, связанной с изменением с энергией среднего угла разлета пар, то из фиг. 3 можно установить, что интенсивности двух последних линий находятся в соотношении 14 : 1.

Интенсивность первой, наиболее мягкой,  $\gamma$ -линии (2.7 MeV) может быть определена только весьма грубо, так как условия измерений в этой области весьма неблагоприятны (большая толщина свинца вокруг источника, наличие в приборе воздуха при давлении 10 см Hg и др.). Для линии, лежащей около 7 MeV, условия наиболее благоприятны; тем не менее она получилась менее интенсивной, чем это находили другие авторы.

Эти опыты изложены здесь, как первое испытание новой методики. Более детальное изучение  $\gamma$ -спектра ядер  $C_6^{12}$  будет произведено, как только будет получен более активный препарат полония.

Физико-технический институт.  
Ленинград.

Поступило  
17 II 1939.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> L. A. Delsasso, W. A. Fowler a. C. C. Lauritsen, Phys. Rev., 51, 391 (1937). <sup>2</sup> L. A. Delsasso, W. A. Fowler a. C. C. Lauritsen, Phys. Rev., 51, 527 (1937). <sup>3</sup> А. И. Алиханов и М. С. Козодаев, ЖТФ, 4, 531 (1934); А. И. Алиханов и В. П. Желепов, ДАН, XX, 115 (1938); А. И. Алиханов и Г. Д. Латышев, ДАН, XX, 429 (1938). <sup>4</sup> M. E. Rose a. G. E. Uhlenbeck, Phys. Rev., 48, 211 (1935); А. И. Алиханов, Б. С. Желепов и П. Е. Спивак, Изв. Ак. Наук, №1—2, 47 (1938). <sup>5</sup> W. Bothe, ZS. f. Phys., 100, 273 (1936).