

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ НА ЯДРАХ****Б. С. Джелепов****§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

Резонансное рассеяние световых квантов — явление, хорошо известное в оптике<sup>1</sup>. Оно заключается в том, что атом особенно охотно поглощает такие кванты, которые точно соответствуют энергии возбуждения одного из атомных состояний; через некоторое время атом высвечивается, испуская кванты, которые мы называем резонансно рассеянными.

Так как ядра тоже имеют возбужденные состояния, то естественно возникла мысль — нельзя ли осуществить резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей на ядрах? Экспериментальные попытки обнаружения этого явления предпринимались, начиная с 1929 г.<sup>2-5</sup>. Все они до 1951 г. кончались неудачно. Это происходило главным образом потому, что не была осознана специфика, связанная с большой энергией рассеивающихся квантов, и поэтому опыты ставились в неподходящих условиях.

В оптике, для того чтобы наблюдать резонансное рассеяние, освещают атомы квантами, которые были испущены такими же атомами. Прямое перенесение этого метода в область ядерной физики оказывается затруднительным.

Пусть имеется ядро, имеющее возбужденное состояние с энергией возбуждения  $E^*$ . В координатной системе, жестко связанной с ядром, энергия квантов, которые могут быть поглощены, равна  $E^*$ ; точно так же энергия квантов, которые вслед за этим будут испущены, равна  $E^*$ .

Однако в лабораторной системе координат первичный и вторичный кванты имеют разную энергию: при поглощении первичный квант должен передать ядру свой импульс и, следовательно, израсходовать часть своей энергии на придаание кинетической энергии ядру. При испускании кванта часть энергии возбуждения также переходит в кинетическую энергию ядра отдачи. Вследствие этого для возбуждения состояния  $E^*$  нужен квант с энергией  $\hbar\nu_1$ , несколько большей, чем  $E^*$ , а при разрядке этого состояния появится квант с энергией  $\hbar\nu_2$ , несколько меньшей, чем  $E^*$ . Разность  $\Delta = \hbar\nu_1 - \hbar\nu_2$  очень невелика по сравнению с  $\hbar\nu_1$  и  $\hbar\nu_2$  и в оптике, и при рассеянии  $\gamma$ -лучей. Однако в последнем случае она значительно больше, чем в первом; в § 5 будет показано, что она равна  $\frac{E^*}{Mc^2}$ , где  $M$  — масса атома или ядра. В оптике, где очень мало  $E^*$ ,  $\Delta$  не превышает  $10^{-8}$  эв, но в ядерной физике  $\Delta$  может достигать 1000 эв. Такую разность в энергии  $\gamma$ -квантов  $\hbar\nu_1$  и  $\hbar\nu_2$  трудно непосредственно измерить на опыте, так как она составляет менее 0,1% от  $\hbar\nu$ . Тем не менее из дальнейшего будет видно, что величина  $\Delta$  играет важную роль в процессе резонансного рассеяния. Существенным оказывается соотношение между величиной  $\Delta$  и естественной шириной возбуждаемого уровня  $\Gamma$ . В оптике  $\Delta \ll \Gamma$ , и поэтому энергетическое смещение  $\Delta$  не играет роли. В ядерной физике, наоборот, обычно  $\Delta > \Gamma$ , линия испускания  $\hbar\nu_2$  и линия поглощения  $\hbar\nu_1$  почти не перекрываются, и это является основным препятствием к осуществлению резонансного рассеяния.

1\*

### § 2. ЕСТЕСТВЕННАЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ШИРИНА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Для того чтобы произошло резонансное возбуждение ядра, не обязательно точное равенство энергии возбуждения ядерного уровня и энергии  $\gamma$ -кванта в координатной системе ядра. Поскольку возбужденные состояния ядер неустойчивы, они имеют энергетическую ширину. Чем меньше среднее время жизни возбужденного состояния, тем больше энергетическая ширина состояния. Эти величины связаны соотношением неопределенностей, которое может быть записано в виде (см., например, <sup>6, 7</sup>)

$$\bar{T} \Delta E \cong \frac{\hbar}{2\pi}. \quad (1)$$

Для удобства сопоставления в таблице I приведены значения  $\Delta E$  и  $\bar{T}$ , вытекающие из соотношения (1).

Энергетическая ширина основных состояний стабильных ядер равна нулю. Основные состояния всех радиоактивных ядер и изомерные состояния с большим периодом полураспада имеют столь малую ширину, что она не сказывается ни на одном из известных явлений и поэтому пока непосредственно

Таблица I

Связь между средним временем жизни состояния и его энергетической шириной, вытекающая из соотношения неопределенностей

$\bar{T} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{\Gamma \text{ эв}} \text{ сек}$	$\Delta E \equiv \Gamma = \frac{6,6 \cdot 10^{-16}}{\bar{T} \text{ сек}} \text{ эв}$
1	$6,6 \cdot 10^{-16}$
$10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-10}$
$10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-6}$
$10^{-12}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
$10^{-14}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
$10^{-16}$	$6,6$
$10^{-18}$	$660$

не измеряется на опыте. Однако энергетическая ширина более коротковивущих состояний уже не столь мала, и известно несколько явлений, вероятность которых непосредственно связана с этой шириной. Такими явлениями будут резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей, возбуждение ядер кулоновским полем пролетающей частицы <sup>8</sup>, конкуренция процессов  $(p, p)$  и  $(p, \gamma)$  в легких ядрах <sup>9</sup>, конкуренция  $\alpha$ -распада и  $\gamma$ -излучения в ядрах, испускающих длиннопробежные  $\alpha$ -частицы <sup>10</sup>, вероятность образования монохроматических позитронов <sup>11</sup>, вероятность электронной конверсии при наличии незаполненного атомного уровня <sup>11</sup> и др. Первые четыре явления используются для экспериментальных определений величины  $\Gamma$ .

Результаты всех измерений величины  $\Gamma$ , полученные различными методами до 1 мая 1956 г., а также оценок  $\Gamma$ , вытекающих из времени жизни и соотношения неопределенностей, приведены на рис. 1. Точки рисунка образуют две группы. У точек верхней группы величина  $\Gamma$  имеет значения от  $10^{-14}$  до  $10^{-24}$  эв, что соответствует  $T_{1/2}$  от 0,05 сек. до 15 лет; это — группа изомерных состояний. У точек нижней группы  $\Gamma$  имеет значения от  $10^{-2}$  до  $10^{-9}$  эв, что соответствует  $T_{1/2}$  от  $5 \cdot 10^{-14}$  до  $5 \cdot 10^{-7}$  сек.; это группа «обычных» возбужденных состояний. Конечно, разделение на изомерные и «обычные» возбужденные состояния является условным, но оно оправдывается хорошим разделением точек на группы. Приведенное на рис. 1 распределение точек

не отражает частоту, с которой встречаются в природе ядерные состояния с той или иной величиной  $\Gamma$ ; условия опытов не одинаково благоприятны для обнаружения точек, лежащих в разных частях рисунка. Вероятно, существует очень много сильно возбужденных ядерных состояний со временем жизни

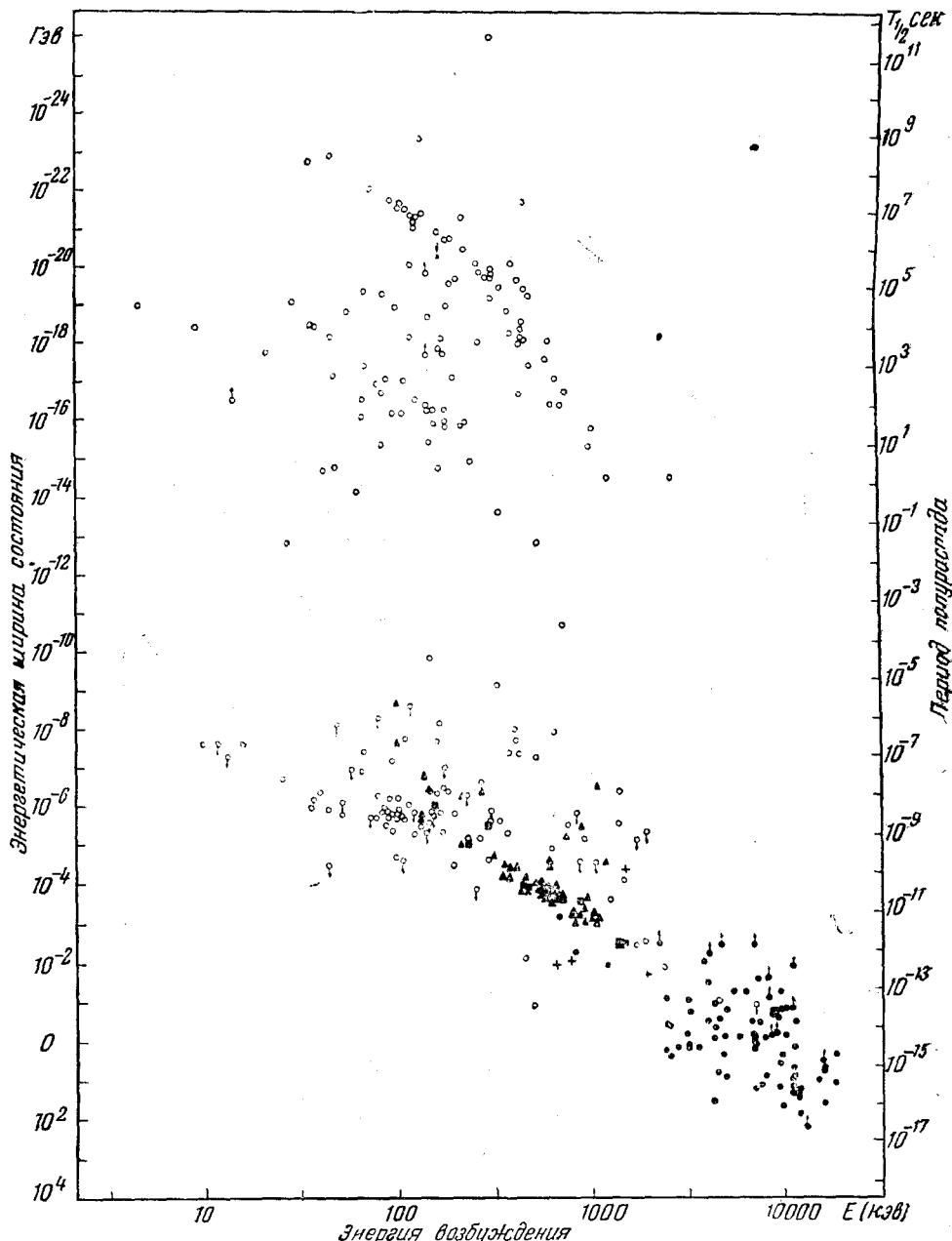


Рис. 1. Экспериментальные данные об энергетической ширине низких возбужденных состояний атомов.  $\circ$  — результаты прямых определений, период полураспада (по наблюдениям за спадом активности, по запаздывающим  $\beta$  —  $\gamma$  и  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадениям, методом отдачи и по Доплер-эффекту);  $\blacksquare$  — данные, полученные по резонансному рассеянию;  $\bullet$  — данные, полученные из реакции  $(p, \gamma)$ ;  $+$  — данные, полученные из спектров длиннопробежных  $\alpha$ -частиц;  $\blacktriangle$  — данные, полученные из кулоновского возбуждения.

Стрелка означает, что известен только верхний или нижний предел.

меньше  $10^{-11}$  сек., но такие времена измерять непосредственно по распаду очень трудно, а определений  $\Gamma$  косвенными методами сделано мало; по этой причине мало заполнена нижняя часть рис. 1. В дальнейшем нас будут интересовать возбужденные состояния, лежащие в нижней части рис. 1; именно они могут успешно возбуждаться  $\gamma$ -лучами, тогда как никому не удалось непосредственно возбудить  $\gamma$ -лучами какое-нибудь состояние верхней группы. Так как сечение резонансного рассеяния пропорционально  $\Gamma_\gamma^2$ , а  $\Gamma_\gamma < \Gamma$ , то ясно, что эта задача несравненно труднее для верхней группы, чем для нижней.

Каждое возбужденное состояние ядра, как и всякой другой неустойчивой квантовомеханической системы, представляется в какой-то мере «размазанным». Возбужденные состояния ядер возникают в результате  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада,  $\gamma$ -излучения или ядерной реакции (рис. 2). Во всех этих случаях вылетающие частицы или кванты имеют не точно одинаковую энергию и возбужденные ядра получаются не в точности одинаковыми; они имеют строго одинаковые характеристики, но слегка отличные энергии возбуждения и, следовательно, массы. Это различие имеет квантовомеханический характер. С одной стороны, изучая, например, спектр  $\alpha$ -частиц, мы могли бы в принципе выделить  $\alpha$ -частицы сколь угодно точно определенной энергии; одновременно с ними образовались ядра отдачи со столь же строго определенной массой, которые в дальнейшем, превращаясь в стабильные ядра, испускают кванты строго определенной энергии, так что сумма энергий  $\alpha$  и  $\gamma$  точно равна разности масс начального и конечного ядра. У таких ядер период полураспада не мог бы быть определен сколь угодно точно в силу принципа неопределенности. С другой стороны, если бы этим ядрам была предоставлена возможность как-то взаимодействовать с окружающим веществом, то это привело бы к действительному появлению состояний с разными массами, а в дальнейшем к появлению  $\gamma$ -квантов разной энергии, но зато период полураспада приобрел бы строго определенное значение.

Рис. 2. Возбужденное состояние  $E^*$  ядра  $A$  может возникать в результате  $\alpha$ - или  $\beta$ -распада других ядер или  $\gamma$ -перехода из более возбужденного состояния ядра  $A$ . Во всех этих случаях состояние  $E^*$  возникает с естественным распределением по массам, условно изображенным штриховкой внутри круга, в котором масштаб сильно увеличен.

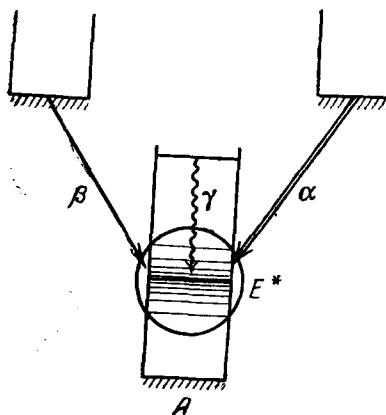
В принципе, изучая «микроспектр»  $\gamma$ -линий, можно было бы изучить вероятность образования ядра с той или иной массой. Однако такой опыт лежит далеко за пределами возможностей экспериментальной техники.

Вероятности  $\alpha$ - и  $\beta$ -распада зависят от энергии распада, но так как естественная ширина уровней обычно очень мала, то вероятности образования ядер с немного отличной массой при  $\alpha$ - или  $\beta$ -распаде практически одинаковы, и возбужденное состояние возникает с «естественным» распределением по массам.

Квантовая электродинамика приводит к следующему выражению для «естественного» распределения по энергиям (или массам) для любой системы, имеющей состояние с энергией возбуждения  $E^*$ :

$$W(E) = A \frac{\Gamma}{(E^* - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}. \quad (2)$$

Это выражение носит иногда название дисперсионной формулы. В ней  $A$  и  $\Gamma$  — две постоянные, в которых проявляются индивидуальные свойства рассматриваемого возбужденного состояния: они зависят от квантовых характеристик



данного состояния (спина, четности и т. д.) и от вероятностей всех процессов, ведущих к разрядке этого состояния. Формула (2) изображается кривой резонансного типа, представленной на рис. 3. Ширина пика на половине высоты равна  $\Gamma$ , поперечное сечение в максимуме равно  $\frac{4A}{\Gamma}$ , а площадь, заключенная между кривой и осью абсцисс, т. е. интегральная вероятность, равна

$$\int_0^{\infty} W(E) dE = 2A \left( \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{2E^*}{\Gamma} \right) \approx 2\pi A$$

(т. е.  $\frac{\pi}{2} \times$  высоту  $\times$  полуширины).

Естественное распределение по массам или энергиям возбуждения непосредственно связано с законом распада возбужденного состояния. Фок и Крылов показали<sup>6</sup>, что вероятность обнаружения системы в исходном состоянии спустя время  $t$  выражается формулой

$$L(t) = \left| \int e^{-\frac{1}{\hbar} E t} W(E) dE \right|^2, \quad (3)$$

которая при указанном выше виде  $W(E)$  приобретает вид

$$L(t) = 2\pi A e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} |t|}. \quad (4)$$

Таким образом, именно при дисперсионном виде  $W(E)$  получается экспоненциальный закон распада возбужденного состояния. При этом среднее время жизни

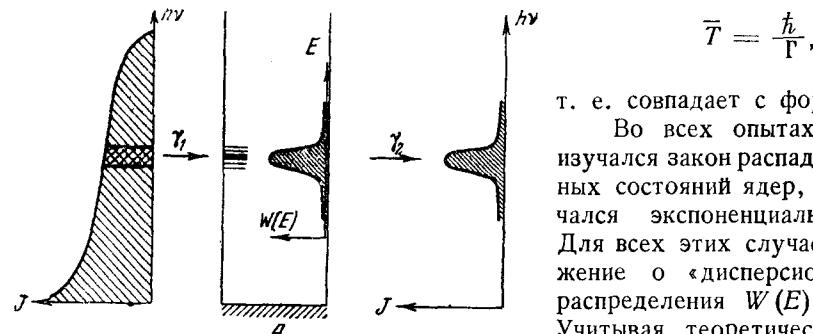


Рис. 4. Резонансное возбуждение ядра  $A$   $\gamma$ -спектром с широким спектральным составом (например, тормозным спектром). Для возбуждения ядра  $A$  эффективны только кванты, лежащие внутри дважды заштрихованной полоски левого спектра; ширина полоски приблизительно равна  $\Gamma$  для возбуждаемого уровня. Вторичные лучи  $\gamma_2$  имеют спектр, соответствующий распределению  $W(E)$  для данного уровня. Масштаб на рисунке не соблюден.

Если возбужденное состояние ядра возникло в результате какого-нибудь процесса, вероятность которого не зависит от точного значения массы возбужденного ядра, то  $\gamma$ -линия, получающаяся при разрядке этого состояния, будет иметь спектральный состав («микроспектр»), соответствующий функции  $W(E)$  (формула (2)). Точно так же, если возбужденные состояния возникают при

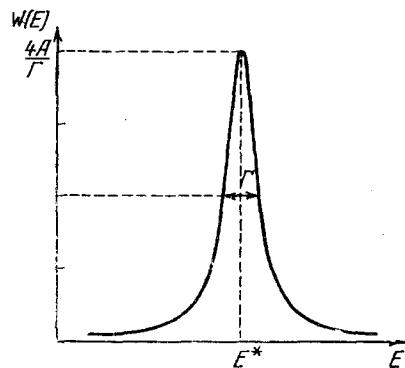


Рис. 3. Дисперсионная кривая  $W(E)$  согласно (2).

т. е. совпадает с формулой (1).

Во всех опытах, в которых изучался закон распада возбужденных состояний ядер, всегда получался экспоненциальный закон. Для всех этих случаев предположение о «дисперсионном» виде распределения  $W(E)$  оправдано. Учитывая теоретическую обоснованность этого распределения, можно полагать, что оно имеет место и в неизученных случаях распада возбужденных состояний.

Если возбужденное состояние ядра возникло в результате какого-нибудь процесса, вероятность которого не зависит от точного значения массы возбужденного ядра, то  $\gamma$ -линия, получающаяся при разрядке этого состояния, будет иметь спектральный состав («микроспектр»), соответствующий функции  $W(E)$  (формула (2)). Точно так же, если возбужденные состояния возникают при

облучении  $\gamma$ -лучами с непрерывным спектром или с широким спектральным составом (много более широким, чем микроспектр собственных  $\gamma$ -лучей), то спектральный состав излучения будет соответствовать функции  $W(E)$  (рис. 4).

Если же возбужденное состояние возникает в результате поглощения монохроматических  $\gamma$ -лучей, то и  $\gamma$ -линия разрядки должна быть такой же монохроматической. Конечно, строго монохроматических линий в природе

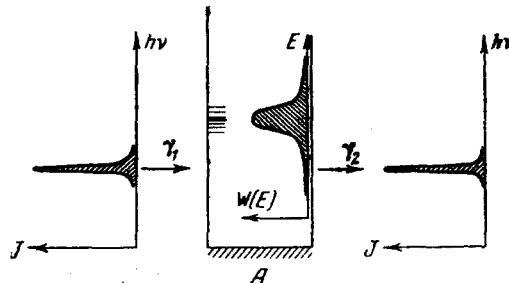


Рис. 5. Резонансное возбуждение ядра  $A$   $\gamma$ -лучами со спектром более узким, чем естественная ширина возбуждаемого уровня  $A$ . Вторичные лучи  $\gamma_2$  имеют почти такой же узкий спектр, как лучи  $\gamma_1$ .

не существует, но могут быть линии значительно более узкие, чем собственная ширина рассматриваемого уровня, и в этом случае вторичное излучение будет иметь столь же узкий спектр, как первичное<sup>12</sup> (рис. 5).

Если за время жизни возбужденного состояния оно подвергается каким-либо внешним воздействиям, которые могут немного изменять его энергию, то вторичная  $\gamma$ -линия расширится и примет форму, соответствующую функции  $W(E)$  для данного состояния.

### § 3. ВЕРОЯТНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР И РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

Пусть имеется ядро со спином начального состояния  $I_0$ , имеющее состояние с энергией возбуждения  $E^*$  и спином  $I^*$ .

Квантовая механика приводит к следующему выражению для сечения возбуждения ядра строго монохроматическими  $\gamma$ -лучами<sup>12</sup>:

$$\sigma_{\text{рез. возб}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_1 \Gamma}{(E^* - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — длина волны падающих лучей в области резонанса;  $E$  — энергия падающих квантов в координатной системе, связанной с ядром;  $\Gamma$  — полная ширина уровня — сумма ширин, связанных со всеми видами разрядки рассматриваемого состояния ядра;  $\Gamma_1$  — ширина уровня, связанная с поглощением или испусканием  $\gamma$ -лучей.

Формула (5) должна применяться только вблизи от резонанса. Вдали от резонанса  $\sigma$  мало, но может следовать другому закону.

При точном резонансе, т. е. при  $E = E^*$ , получается

$$(\sigma_{\text{рез. возб}})_{\text{max}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_1}{\Gamma}.$$

Обычно  $I^*$  и  $I_0$  невелики и весь первый множитель не сильно отличается от 1. Если не достигнут порог расщепления ядра и рассматривается не изомерное

состояние, то  $\Gamma_\gamma \sim \Gamma$ ; при этом величина сечения определяется множителем  $\frac{\lambda^2}{2\pi}$ , который можно переписать так:

$$\frac{\lambda^2}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\hbar}{m_0 c} \right)^2 \left( \frac{m_0 c^2}{E^*} \right)^2 = \frac{0,94 \cdot 10^{-20}}{(E^*/m_0 c^2)^2} \text{ см}^2. \quad (6)$$

В оптике, в видимой части спектра ( $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ ), формула (6) приводит к сечениям порядка  $4 \cdot 10^{-10} \frac{\text{см}^2}{\text{ам}}$ , т. е. значительно большим, чем поперечное сечение атома. В ядерной физике формула (6) приводит к большим сечениям, значительно превосходящим поперечные сечения ядер; так, например, при  $\hbar\nu = 1 \text{ Мэв}$  мы получаем  $(\sigma_{\text{рез. возб}})_{\text{макс}} \approx 2 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2/\text{ядро}$ .

Следует, однако, помнить, что большие сечения сосредоточены в чрезвычайно узкой области энергии около резонанса. Так, например, для тех ядерных переходов (см. нижнюю часть рис. 1), для которых

$$\Gamma_\gamma \approx \Gamma \approx 10^{-6} \text{ эв},$$

уже на расстоянии 1 эв от точного резонанса сечение падает в  $4 \cdot 10^{12}$  раз.

По этой причине интегральные сечения резонансного возбуждения ядер совсем не велики. Интегральное сечение  $\Sigma$  получается путем интегрирования (5) по области резонанса; ввиду быстрого спадания функции можно проводить интегрирование от 0 до  $\infty$ , вынеся предварительно за интеграл  $\lambda^2$  (значение в резонансе)

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{рез. возб}} &= \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \int_0^\infty \frac{\Gamma_\gamma \Gamma}{(E^* - E)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} dE = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} 2\pi \Gamma_\gamma = \\ &= \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} 1,5 \cdot 10^{-20} \frac{\Gamma_\gamma}{\left( \frac{E^*}{m_0 c^2} \right)^2} \text{ см}^2 \text{ эв}. \end{aligned}$$

С увеличением энергии  $E^*$  знаменатель растет, но еще быстрее растет числитель:  $\Gamma_\gamma$  для одночастичных дипольных переходов пропорционально  $E^{*3}$ , а для квадрупольных  $E^{*5}$ . Поэтому интегральное сечение резонансного возбуждения должно возрастать с энергией.

Сечение для резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей имеет почти такой же вид, как (5)

$$\sigma_{\text{рез. расс}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_\gamma^2}{(E^* - E)^2 + \left( \frac{\Gamma}{2} \right)^2}, \quad (7)$$

только вместо полной ширины  $\Gamma$  в числителе стоит радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$  (из всех случаев резонансного возбуждения только доля, равная  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ , связана с высвечиванием, т. е. резонансным рассеянием<sup>13</sup>).

Интегральное сечение резонансного рассеяния равно  $\frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4} \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma}$ , т. е. пропорционально  $\frac{\Gamma_\gamma}{E^{*2}} \frac{\Gamma}{\Gamma}$ . Первый множитель, как указано выше, растет с энергией, но второй убывает, как только появляются новые виды разрядки рассматриваемого нами возбужденного состояния ядра. Когда возбуждение достигает такой величины, что становится возможным испускание тяжелых частиц,  $\Gamma$  начинает быстро расти. Поэтому при  $\hbar\nu \gg 10 \text{ Мэв}$  интегральное сечение резонансного рассеяния должно убывать.

Для проверки формул этого параграфа необходимы независимые определения  $\sigma_{\text{рез. расс}} \text{ и } \Gamma$  (или  $\sigma_{\text{рез. расс}} \text{ и } \text{периода полураспада } T_{1/2}$ ). Таких данных пока мало (см. § 6), но имеющиеся подтверждают правильность формулы (7).

#### § 4. РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР НЕПРЕРЫВНЫМ $\gamma$ -СПЕКТРОМ

Если ядра освещаются непрерывным  $\gamma$ -спектром, например, спектром тормозного излучения, то эффективными для резонансного возбуждения оказываются только узкие спектральные полоски, соответствующие возбужденным состояниям освещаемого ядра (см. рис. 4). Ширина полосок определяется величинами  $\Gamma$  у рассматриваемых ядерных уровней.

Рис. 1 показывает, что большинство низко расположенных неизомерных ядерных уровней имеет ширину  $10^{-5} - 10^{-8}$  эВ. Вследствие этого возбуждение ядер тормозным спектром происходит с небольшой вероятностью: из непрерывного спектра, имеющего протяженность в сотни кэВ, вырезаются узкие полоски шириной в  $10^{-5} - 10^{-8}$  эВ, и только кванты, заключенные в этих полосках, оказываются эффективными для резонансного возбуждения ядер. Вследствие этого резонансные явления практически не изменяют проникающей способности первичного пучка.

Резонансное возбуждение может быть обнаружено только по вторичным явлениям:

- по рассеянию, т. е. испусканию такого кванта, какой был поглощен (за вычетом  $\Delta$ , см. § 1),
- по излучению других дискретных линий  $\gamma$ -спектра данного ядра,
- по дискретному спектру испускаемых ядром частиц.

Первый путь оказывается наиболее трудным. До сих пор никто еще не наблюдал резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей при облучении ядер непрерывным спектром. Наблюдать это явление очень трудно: в общем потоке тормозного излучения кванты нужной энергии составляют  $10^{-10} - 10^{-13}$  от всего числа квантов; так как сечение резонансного рассеяния для этих квантов не превышает  $10^{-20} \text{ см}^2/\text{ам}$ , а среднее сечение для нерезонансного рассеяния всех тормозных квантов  $\sim 10^{-25} \text{ см}^2/\text{ам}$ , то в потоке рассеянных квантов резонансные будут составлять  $10^{-5} - 10^{-8}$ . Специфические характеристики явления (угловое распределение, монохроматичность, запаздывание по времени) могут, конечно, в некоторой степени помочь выделению его; однако до сих пор выделение резонансно рассеянных лучей не осуществлено.

Резонансное возбуждение ядерных уровней тормозным излучением гораздо лучше может быть обнаружено по процессам, не связанным с рассеянием, например, по появлению долгоживущих изомерных состояний облученного ядра, по дискретному спектру каких-либо тяжелых частиц, испущенных возбужденными состояниями ядра и т. д.

В 1939 г. Понтекорво и Лазар<sup>14</sup> обнаружили, что при облучении  $\text{In}^{115}$  тормозным спектром с верхней границей  $h\nu_{\text{max}} = 1,8 \text{ МэВ}$  возникает изомер  $\text{In}^{115*}$ , имеющий период полураспада 4,5 часа; его присутствие в мишени легко обнаруживается после выключения трубы, дававшей тормозное излучение. Это изомерное состояние  $\text{In}^{115*}$  возникает не непосредственно: хотя оно имеет энергию возбуждения 334 кэВ, но возникает только в том случае, когда  $h\nu_{\text{max}}$  больше 1,02 МэВ<sup>14-18</sup>. Причина этого ясна: будучи относительно долгоживущим, изомерное состояние имеет очень малую естественную ширину: из соотношения  $\bar{T}\Delta E \approx \frac{h}{2\pi}$  следует, что она должна быть порядка  $4 \cdot 10^{-20}$  эВ.

Естественно, что на столь узкую полосу в спектре тормозного излучения приходится очень мало квантов, и состояние практически не возбуждается. Однако выше этого уровня есть другие состояния, значительно более коротко-

живущие и, соответственно, более широкие, и если энергия достаточна, они могут быть возбуждены. При каскадных переходах с этих «уровней активации» иногда возникает упомянутое выше изомерное состояние  $In^{115*}$ .

Следует отметить, что  $h\nu_{\text{max}}$  в опытах Понтекорво и Лазара и других авторов было значительно ниже порога реакции  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ ; поэтому нет никакого сомнения в том, что эти авторы наблюдали именно резонансное возбуждение ядер  $In^{115}$ .

В настоящее время известно еще 10 случаев, аналогичных описанному (см. § 13).

Другие наглядные примеры резонансного возбуждения ядер можно видеть в тонкой структуре кривых выхода реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  или  $(\gamma, t)$  вблизи от порога. При энергии возбуждения ядра, лишь немного превышающей порог вырываания, ядерные уровни еще достаточно далеки друг от друга и не сильно перекрываются; при этом еще можно отличить по энергии протоны, нейтроны или другие частицы,

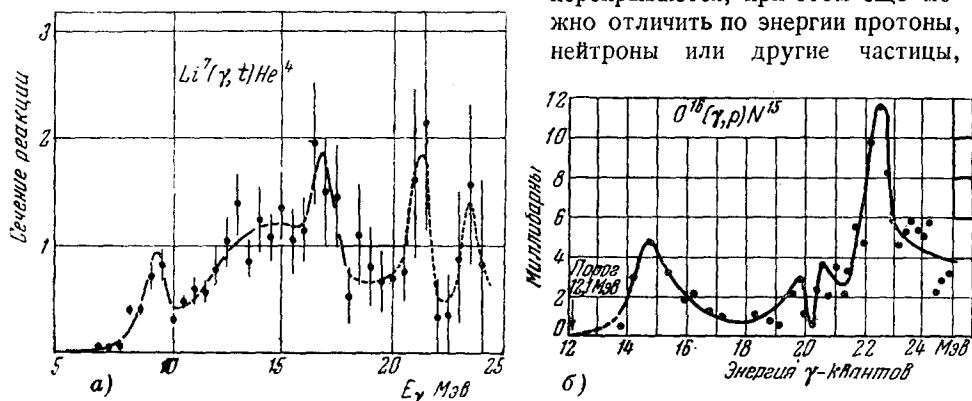


Рис. 6. Примеры, показывающие резонансное возбуждение  $\gamma$ -лучами ядерных состояний, имеющих энергию возбуждения немного выше порога расщепления. а) Сечение для процесса фоторасщепления  $Li^7(\gamma, t) \alpha^{19}$ . б) Сечение для реакции  $O^{16}(\gamma, p) N^{15, 20, 21}$ .

возникающие при распаде отдельных состояний. Для примера на рис. 6, а и б изображены зависимости сечения реакций  $Li^7(\gamma, t) \alpha$  (см. 19) и  $O^{16}(\gamma, p) N^{15}$  (см. 20, 21) от энергии. Максимумы, расположенные вблизи от порога (до гигантского резонанса), соответствуют возбуждению отдельных уровней или групп уровней  $Li^{7*}$  и  $O^{16*}$ . При большей энергии  $\gamma$ -квантов резонансное возбуждение отдельных состояний проявляется уже не так четко: с одной стороны, расстояния между уровнями уменьшаются и разрешающая способность аппарата оказывается недостаточной, а с другой стороны, возникают качественно новые явления — гигантский резонанс, выбрасывание нескольких частиц и др.

Приведенные выше примеры, строго говоря, показывают только то, что при облучении ядер тормозным спектром возбуждаются дискретные ядерные уровни. Механизм возбуждения остается невскрытым и, называя его с самого начала этого параграфа резонансным, мы только выражали этим свое представление о механизме. Обоснование такого представления можно найти в следующих пяти параграфах.

### § 5. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕМ ТАКИХ ЖЕ ЯДЕР; ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

Большинство нижних возбужденных состояний ядер имеет энергетическую ширину  $10^{-8} - 10^{-3}$  эв; такова ширина естественного микроспектра для большинства  $\gamma$ -линий. Тепловое движение излучающих атомов расширяет эту полосу до  $\sim 0,1$  эв (см. § 1). Так как диапазон энергий возбуждения

составляет сотни кэв, то нет надежды, что будет найден случай, в котором энергия  $\gamma$ -лучей одного радиоактивного вещества случайно была бы как раз такой, какая нужна для возбуждения ядер другого вещества.

На первый взгляд кажется, что процесс резонансного возбуждения ядра может быть легко осуществлен, если облучать ядра  $\gamma$ -лучами, возникающими при разрядке других таких же ядер. В действительности это не так. Пусть  $A$  и  $B$  (рис. 7) — одинаковые ядра с энергией возбуждения первого уровня  $E^*$ .

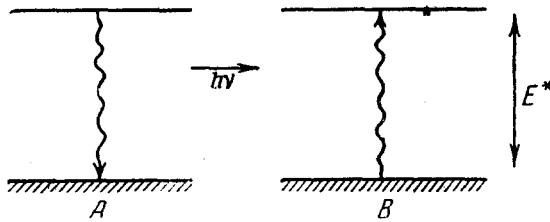


Рис. 7. Возбуждение ядра  $\gamma$ -излучением такого же ядра.

Квант, излучаемый ядром  $A$ , имеет энергию, немного меньшую, чем  $E^*$ , из-за отдачи ядра  $A$  в процессе излучения. Законы сохранения количества движения и энергии дают уравнения:

$$\frac{h\nu_1}{c} = Mv^2,$$

$$h\nu_1 + \frac{1}{2} Mv^2 = E^*,$$

откуда следует приближенно

$$h\nu_1 = E^* - \frac{E^{*2}}{2Mc^2}.$$

С другой стороны, квант  $h\nu_1$ , прия  $\gamma$  ядру  $B$ , не может передать на возбуждение этого ядра всю свою энергию, так как часть ее уходит на придачу ядру  $B$  скорости, вытекающей из закона сохранения количества движения. Эта часть составляет опять  $\frac{(h\nu_1)^2}{2Mc^2}$  и, следовательно, на возбуждение ядра  $B$  может пойти только энергия

$$h\nu_1 - \frac{(h\nu_1)^2}{2Mc^2} \approx E^* - \frac{E^{*2}}{Mc^2}.$$

Дефицит  $\Delta$  составляет, таким образом,  $\frac{E^{*2}}{Mc^2}$ . Обычно  $\Delta$  составляет небольшую величину: в тяжелом ядре ( $A=200$ ) при  $E^*=50$  кэв это всего 0,013 эв, но в  $\text{Li}^6$  при  $E^*=2189$  кэв эта разность достигает 850 эв.

Так как подавляющее большинство нижних возбужденных состояний ядер имеет значительно меньшую ширину, то ясно, что, как правило, резонансное рассеяние жестких  $\gamma$ -лучей по схеме рис. 7 происходит не может, если не принять специальных мер для компенсации энергии  $\frac{E^{*2}}{Mc^2}$ , переходящей в кинетическую энергию при поглощении и испускании<sup>22</sup>. Высокие возбужденные состояния ядер, способные разряжаться выбрасывая нуклоны, имеют большую энергетическую ширину, которая может в отдельных случаях превосходить  $\Delta$  (см. в § 9 пример с возбужденным состоянием 8,06 Мэв  $\text{N}^{14}$ ). Однако наблюдать резонансное рассеяние в этих случаях трудно потому, что  $\gamma$ -излучение появляется только в очень небольшой доле всех актов разрядки возбужденного состояния.

Умеренные энергии возбуждения,  $h\nu < 6$  Мэв. Рассмотрим сначала положение, существующее при энергии  $\gamma$ -лучей, меньшей, чем порог вырывания нуклонов; оно схематически изображено на рис. 8.

Для резонансного возбуждения нужна полоса частот  $B$ , а к рассеивателю приходит полоса меньших частот  $A$ . Смещение  $\Delta$  много больше, чем  $\Gamma$ . Хотя каждая из полос  $A$  и  $B$  имеет, согласно (2), бесконечно длинные хвосты,

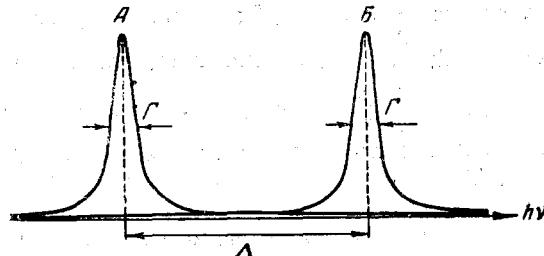


Рис. 8. Для резонансного рассеяния нужна полоса частот  $B$ , а из-за отдачи приходит полоса меньших частот  $A$ , смещенная на  $\Delta$ ; полосы  $A$  и  $B$  все же немножко перекрываются.

простирающиеся в обе стороны, но ординаты их вдали от полос очень малы и вероятность резонансного возбуждения хотя и отлична от нуля, но ничтожна. Среднее сечение резонансного возбуждения выражается формулой

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} W(E) \sigma_{\text{рез. возб}} dE}{\int_0^{\infty} W(E) dE},$$

где  $W$  дается формулой (2), а  $\sigma_{\text{рез. возб}}$  — формулой (7). Подставляя  $W$  и  $\sigma_{\text{рез. возб}}$ , получаем:

$$\bar{\sigma} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \Gamma^2 \Gamma \int_0^{\infty} \frac{dE}{\left\{ (E^* - E + \Delta)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \right\} \left\{ (E^* - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \right\}}.$$

Для приближенного вычисления интеграла можно воспользоваться тем обстоятельством, что подынтегральное выражение имеет два очень резких максимума, которые возникают, когда  $E^* - E + \Delta \approx 0$  и когда  $E^* - E \approx 0$ ; при всех других энергиях подынтегральная функция ничтожно мала (см. стр. 9). Если  $\Delta \gg \Gamma$ , то максимумы хорошо разделены; на протяжении узкого максимума, обусловленного первой фигурной скобкой, значение второй скобки не успевает существенно измениться и ее можно считать постоянной; то же относится к максимуму, обусловленному второй скобкой. Поэтому интеграл равен

$$2 \times \frac{\pi}{2} \times \text{полуширина} \times \text{высоту} = \frac{\pi \Gamma}{\frac{\Gamma^2}{4} \left\{ \Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right\}} \approx \frac{4\pi}{\Gamma \Delta^2}. \quad (7a)$$

Следовательно, сечение резонансного возбуждения

$$\bar{\sigma}_{\text{рез. возб.}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma \Gamma}{\Delta^2}. \quad (7b)$$

Сечение резонансного рассеяния будет равно

$$\bar{\sigma}_{\text{рез. расс.}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Delta^2}. \quad (7\text{в})$$

Рассмотрим конкретный случай. Получающиеся при  $\beta$ -распаде  $\text{Au}^{198}$  возбужденные ядра  $\text{Hg}^{198*}$  излучают кванты  $\hbar\nu = 411 \text{ кэв}$ , которые могут резонансно рассеиваться на ядрах  $\text{Hg}^{198}$ ; ширина уровня  $411 \text{ кэв}$   $\text{Hg}^{198*}$   $\Gamma = 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ эв}$  (см. ниже);  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = 0,97$  (три процента составляет внутренняя конверсия). Расстояние  $\Delta = \frac{(\hbar\nu)^2}{Mc^2} = 0,91 \text{ эв}$ ; в данном случае  $\Delta \gg \Gamma$  и формулы (7а) и (7в) должны быть применимы; подсчет среднего сечения дает  $\sigma = 3,9 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{ам}$ . Таким образом, если бы ядра  $\text{Hg}^{198*}$  и  $\text{Hg}^{198}$  в момент излучения и поглощения были бы неподвижны, то резонансное возбуждение было бы очень мало. Тепловое движение значительно увеличивает сечение возбуждения. Если ядра-излучатели в момент излучения двигались, то энергия испускаемых ими квантов изменялась из-за эффекта Допплера; точно так же двигающиеся ядра-поглотители могут поглощать такие кванты, которых они не могли бы поглотить, будучи неподвижными. Если ядра в момент перелета кванта двигаются друг к другу, то это должно сблизить полосы  $A$  и  $B$  и во всяком случае увеличить их перекрытие. Важность этого явления показывает даже грубая оценка. При комнатной температуре атомы  $\text{Hg}^{198}$  имеют среднюю квадратичную скорость, вытекающую из равенства

$$\frac{1}{2} MV^2 = \frac{3}{2} kT = 0,025 \text{ эв}, \text{ откуда } V \cong 1,6 \cdot 10^4 \text{ см/сек.}$$

При такой скорости допплеровское смещение частоты

$$D_T = \hbar\nu \frac{V}{c} = 4,11 \cdot 10^5 \cdot \frac{1,6 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^{10}} = 0,21 \text{ эв.}$$

Хотя  $D_T$  меньше  $\Delta$ , но они соизмеримы. Следует учесть то, что двигаются атомы и  $\text{Hg}^{198*}$ , и  $\text{Hg}^{198}$ , а также и то, что мы рассчитали  $D_T$  для средней квадратичной скорости, а при максвелловском распределении есть и большие. Поэтому можно ожидать, что перекрытие полос  $A$  и  $B$  будет не очень малым. Расчеты приводят к значению  $-7,7 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ам}$ . Это означает, что тепловое движение даже при комнатной температуре увеличивает сечение в 20 раз. Но все же сечение остается небольшим — приблизительно в сто миллионов раз меньшим, чем предсказывает (7) для случая  $E = E^*$

$$\sigma_{E=E^*} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right)^2 = 6,9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{ам}$$

или формула, относящаяся к случаю, когда полосы  $A$  и  $B$  совсем не смещены:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{2} \sigma_{E=E^*} = 3,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{ам}.$$

В этом отношении положение при резонансном рассеянии  $\gamma$ -лучей резко отличается от положения, существующего в оптике.

В видимой части оптического спектра энергия квантов не превышает 3 эв и соответственно этому величина  $\Delta$  не превышает  $10^{-8} \text{ эв}$ . Допплеровское расширение оптических линий, связанное с тепловым движением излучающих атомов или молекул, должно даже при комнатной температуре в сотни раз превосходить величину  $\Delta$ ; поэтому смещение  $\Delta$  практически не мешает резонансному рассеянию.

Добиться увеличения перекрытия полос  $A$  и  $B$  можно четырьмя способами:

1) нагреванием источника или рассеивателя (§ 6);

2) механическим движением одного по отношению к другому (§ 7);

3) использованием отдачи, возникающей в акте распада ( $\beta$  или  $\gamma$ ), предшествовавшем  $\gamma$ -излучению ядра  $A$  (§ 8);

4) использованием скорости, которую получает излучающее ядро при создании его в результате ядерной реакции (§ 9).

В настоящее время все эти способы с успехом применены на опыте. Соответствующие опыты описаны в следующих параграфах.

Большие энергии возбуждения,  $h\nu > 8$  порога вырывания нуклонов. Если энергия возбуждения ядра значительно превышает порог реакции вырывания нейтронов или протонов, то  $\Gamma$ , энергетическая ширина возбужденного состояния, может быть очень большой. Так, например, возбужденные состояния, возникающие при прямом захвате протонов или нейтронов, имеют ширину, достигающую иногда многих кэв (например, реакция  $C^{13}(p, \gamma)N^{14}$  имеет резонанс при  $E_p = 554$  кэв с полушириной 32 кэв). Во многих случаях  $\Gamma \gg \Delta$  и, следовательно, существование дефицита  $\Delta$  играет небольшую роль. Формула для резонансного возбуждения в этом случае имеет вид

$$\bar{\sigma}_{\text{возб}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \left( 1 - \frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \right),$$

а для резонансного рассеяния

$$\bar{\sigma}_{\text{расс}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \left( \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right)^2 \left( 1 - \frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \right).$$

Большая величина первых множителей ( $10^{-23} \text{ см}^2/\text{ам}$  при  $10 \text{ Мэв}$ ) отчасти компенсируется малостью величины  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$ , которая может составлять  $10^{-4} - 10^{-6}$ . Это особенно сильно сказывается на резонансном рассеянии, сечение которого содержит множитель  $\left( \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \right)^2$ . Резонансное возбуждение ядер жесткими  $\gamma$ -лучами на опыте наблюдалось, но резонансное рассеяние — никогда.

## § 6. УВЕЛИЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НАГРЕВАНИИ ИСТОЧНИКА

В предыдущем параграфе было указано, что тепловое движение излучающих и поглощающих атомов значительно повышает величину резонансного рассеяния. Возникает вопрос: нельзя ли, нагревая источник  $\gamma$ -лучей и рассеиватель до высоких температур, добиться условий, при которых сечение для рассеяния дойдет до  $10^{-25} \text{ см}^2/\text{ам}$  и будет легко обнаружимо на опыте? Для того чтобы ответить на этот вопрос, нужно решать задачу о перекрытии полос  $A$  и  $B$  (рис. 8), точно учитывая максвелловское распределение и всевозможные направления скоростей ядер источника и рассеивателя и используя формулу (2) для «микроспектра» излучения и формулу (7) для сечения резонансного рассеяния.

Такие вычисления приводят к следующей формуле для среднего (или эффективного) сечения резонансного рассеяния:

$$\bar{\sigma} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \left\{ \frac{\Gamma^2}{\Delta^2} + \sqrt{\frac{\pi}{\Delta^2}} \frac{\Gamma \cdot Mc^2}{E^{*2}} g e^{-g^2} \right\}, \quad (8)$$

где все обозначения прежние, кроме безразмерной величины  $g$ , определяемой равенством

$$g^2 = \frac{E^{*2}}{2k(T_1 + T_2) Mc^2};$$

$k$  — постоянная Больцмана,  $T_1$  и  $T_2$  — абсолютные температуры источника и рассеивателя. Первое слагаемое не зависит от температуры и представляет собой величину сечения при первоначально неподвижных атомах излучателя и рассеивателя (предел при  $T_1$  и  $T_2 \rightarrow 0$ ). Второе слагаемое, впервые полученное Муном, дает зависимость от температуры. Температура входит через функцию  $ge^{-g^2}$ . Вид этой функции приведен на рис. 9; она имеет максимум, равный  $\frac{1}{\sqrt{2e}}$  при  $g = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Таким образом, неограниченное нагревание не должно приводить к бесконечному росту сечения — достигнув максимума, сечение начнет падать. Физические причины этого падения понятны: нагревание размывает полосы  $A$  и  $B$  и при этом они сильно уменьшаются по высоте; когда полосы сильно перекрываются, дальнейшее их расширение будет только уменьшать сечение.

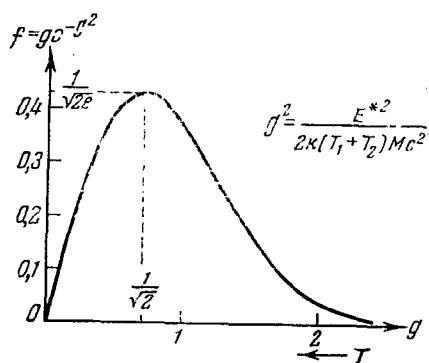


Рис. 9. Функция  $ge^{-g^2}$ , определяющая собой зависимость резонансного рассеяния от температуры. На рисунке

$$g^2 = \frac{E^*^2}{2k(T_1 + T_2)Mc^2}.$$

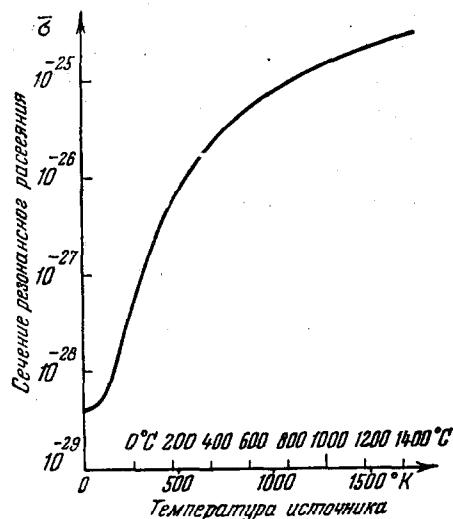


Рис. 10. Зависимость сечения резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей  $\text{Au}^{198}$  в  $\text{Hg}^{198}$  от температуры источника. Рассеиватель все время находится при  $T_2 = 20^\circ\text{C}$ .

Однако достичь максимального значения функции  $ge^{-g^2}$  прямым нагреванием источника непросто: для этого нужно нагреть до температуры  $T_M = \frac{E^*^2}{kMc^2} - T_2$ , а  $T_M$ , как правило, очень велико:  $9,7 \cdot 10^5^\circ\text{K}$  для  $\text{Na}^{24}$ ,  $10\,200^\circ\text{K}$  для  $\text{Au}^{198}$ . Достичь оптимальной температуры легче у веществ, имеющих малое  $E$  и большое  $M$ . Разумеется, для того чтобы наблюдать резонансное рассеяние, нет необходимости нагревать препарат так сильно, чтобы достичь максимального сечения. Достаточно нагреть настолько, чтобы резонансное рассеяние стало хорошо заметным на фоне рэлеевского рассеяния, которое особенно велико, так же как резонансное, при малых  $\hbar\nu$  и больших  $M$ . Величина второго слагаемого формулы (8) зависит не только от постоянной  $g$ , но также от энергетической ширины  $\Gamma$  возбуждаемого состояния. Практически удается достичь заметного эффекта только при квадрупольных электрических переходах в тяжелых ядрах при энергии возбуждения, не превышающей 500 кэв. Для иллюстрации мы приводим на рис. 10 зависимость  $\sigma$  от температуры для частного случая:  $\gamma$ -лучи  $\text{Au}^{198}$ , имеющие  $\hbar\nu = 411$  кэв, резонансно возбуждают уровень  $\text{Hg}^{198}$  типа  $2^+$ , имеющий  $\Gamma = 3,0 \cdot 10^{-5}$  эв. Температура источника изменяется, рассеиватель, состоящий целиком из  $\text{Hg}^{198}$ , все время находится при температуре  $20^\circ\text{C}$ . Заслуживают внимания большие сечения резонансного рассеяния при высоких температурах. Рэлеевское рассеяние излучение, кото-

рое имеет такую же длину волны, как и резонансно рассеянное излучение, и поэтому на может быть отдалено от него фильтрацией и дискриминацией, имеет сечение при рассеянии на  $140^\circ$  около  $1,2 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2/\text{ам}$ .

Таким образом, используя источник, нагретый выше  $1000^\circ \text{ С}$ , угол рассеяния  $> 140^\circ$  и изотопически выделенную  $\text{Hg}^{198}$  в качестве рассеивателя, можно добиться преимущества резонансного рассеяния над рэлеевским. В то же время заметить резонансное рассеяние при комнатной температуре почти невозможно.

Мальмфорс<sup>23</sup> исследовал экспериментально резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей  $\text{Au}^{198}$  на  $\text{Hg}$ , нагревая источник до  $1100^\circ \text{ С}$ .

Схема опытов изображена на рис. 11. Маленький золотой шарик нагревался в печи.  $\gamma$ -лучи рассеивались обычной ртутью (10%  $\text{Hg}^{198}$ ) и свинцом. Детектором служил кристалл  $\text{NaI}(\text{Tl})$ . Импульсы от него проходили через дискриминатор, выделявший полосу больших импульсов. Благодаря этому можно было избавиться от мягких комптоновских рассеянных лучей. Изучая рассеяние попеременно в  $\text{Hg}$  и в  $\text{Pb}$ , можно было исключить рэлеевское рассеяние.

Опыты показали, что нагревание  $\text{Au}^{198}$  до  $1100^\circ$  увеличивает скорость счета как при ртутном рассеивателе, так и при свинцовом.

Последний результат был неожиданным, так как рэлеевское рассеяние в свинце не должно зависеть от температуры. Он оказался связанным с побочным явлением: золотой шарик при нагревании расширяется; кроме того, в момент плавления золота ( $1065^\circ \text{ С}$ ) объем шарика скачком увеличивается на 5,2%. Из-за расширения на пути  $\gamma$ -квантов оказывается меньше вещества и они меньше поглощаются в самом источнике (плотность убывает как  $(1 + \beta t)^3$ ), а путь возрастает как  $1 + \beta t$ , где  $\beta$  — коэффициент линейного расширения.

Расширение золота полностью объяснило увеличение рассеяния в свинце; но после учета этого явления рассеяние в ртути при нагревании все же увеличивалось на 3%.

Для того чтобы по этому числу определить  $\sigma$ , необходимо: а) принять значение сечения для рэлеевского рассеяния на  $\text{Hg}^{198}$  под  $140^\circ$ . Мальмфорс принимает расчетное значение  $1,2 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2/\text{ам}$ , которое может оказаться неточным.

б) Учесть угловое распределение резонансно рассеянного излучения, что может быть сделано достаточно однозначно (см. § 10).

Определив  $\sigma$ , можно затем вычислить по формуле (8) величину  $\Gamma$ . ( $\Gamma$  и  $\Gamma_\gamma$  для уровня  $411 \text{ кэВ}$   $\text{Hg}^{198}$  практически совпадают, так как, помимо излучения  $\gamma$ -линии с  $h\nu = 411 \text{ кэВ}$ , ядро может претерпевать только внутреннюю конверсию, коэффициент которой невелик: 0,03 согласно<sup>24</sup>.) Последнее значение, данное Мальмфорсом<sup>25</sup>,

$$\Gamma = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ эв},$$

соответствует периоду полураспада возбужденного состояния  $\text{Hg}^{198} *$

$$T_{\frac{1}{2}} \sim 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

Результаты опытов Мальмфорса были подтверждены в работах Метцгера и Тодда<sup>26</sup> и Метцгера<sup>27</sup>. Последнему удалось значительно повысить относительную роль резонансного рассеяния и довести ее до 8%. Метцгер и Тодд получили для  $\text{Hg}^{198} *$

$$\Gamma = (3,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ эв}, \quad T_{\frac{1}{2}} = (2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

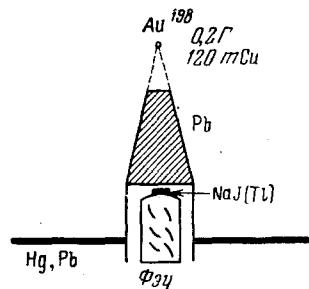


Рис. 11. Схема опытов Мальмфорса<sup>23</sup>.

Это значение  $T_{1/2}$  удовлетворительно согласуется со значениями, полученными другими методами:

$T_{1/2} = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-11}$  сек. (Мун и Давей<sup>28</sup>, механическое движение источника),

$T_{1/2} = (1,0 \pm 1,7) \cdot 10^{-11}$  сек. (Грахам и Белл<sup>29</sup>, запаздывание в  $\beta - \gamma$ -совпадениях).

В 1954—1955 гг. метод нагревания источника был успешно применен Метцгером и сотрудниками для определения времени жизни возбужденных состояний  $Hg^{199}$ ,  $Tl^{202}$  и  $Tl^{203}$ . Полученные ими результаты таковы:

$$\begin{aligned} Hg^{199} E^* &= 209 \text{ кэв}, & T_{1/2} &= (3,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}^{30,31}, \\ Hg^{202} E^* &= 439 \text{ кэв}, & T_{1/2} &= (3,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-11} \text{ сек.}^{32}, \\ Tl^{203} E^* &= 280 \text{ кэв}, & T_{1/2} &= (9 \pm 4) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}^{30}. \end{aligned}$$

Первый результат был подтвержден методом запаздывающих совпадений<sup>29, 33</sup>, а последний — методами  $\beta$ -отдачи и механического движения<sup>30</sup>.

Метод запаздывающих совпадений не имеет никакого отношения к формулам резонансного рассеяния (5) и (7). Поэтому близость полученных значений  $T_{1/2}$  для  $Hg^{198}$  и  $Hg^{199}$  по методу совпадений и методу рассеяния косвенно подтверждает правильность формул § 3.

Следует отметить, что в случае  $Hg^{199}$  резонансное рассеяние происходит не на первом, а на втором возбужденном уровне: первый уровень является метастабильным, имеет малое  $\Gamma$  и не возбуждается  $\gamma$ -лучами.

Резюмируя, следует подчеркнуть, что хотя метод нагревания источника и приводит к небольшому резонансному рассеянию, но зато из найденного  $\sigma$  вполне однозначно определяется ширина  $\Gamma$ . Мы встретимся далее, в § 8, с методом газообразных источников, значительно более эффективным для демонстрации и изучения резонансного рассеяния, но не позволяющим так четко и просто определять  $\Gamma$ .

### § 7. ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ МЕХАНИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ ИСТОЧНИКА

В § 1 было указано, что причиной, мешающей резонансному возбуждению ядер  $\gamma$ -излучением таких же ядер, является отдача ядра, происходящая при испускании и поглощении кванта. Скорость ядра отдачи при этом невелика:

$$v = \frac{h\nu}{Mc}, \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{h\nu}{Mc^2} = \frac{h\nu}{m_0c^2} \frac{m_0}{M}.$$

Так, например, при испускании кванта  $h\nu = 411$  кэв ядром  $Hg^{198*}$

$$v = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 411}{1836 \cdot 198 \cdot 511} = 6,6 \cdot 10^4 \text{ см/сек.}$$

Приблизительно с такой скоростью вылетает пуля из винтовки. Стреляя с вдвое большей скоростью активированной золотой пулей в ртуть, можно добиться резонансного возбуждения ядер  $Hg^{198}$ . Разумеется, опыт можно поставить проще. После испытания нескольких неудачных конструкций<sup>34, 35</sup> Мун и Стор-раст<sup>36</sup> построили установку, изображенную на рис. 12.

На края стального диска электролизом было нанесено  $Au^{198}$ . Диск мог очень быстро вращаться, делая до 2000 об/сек; при этом на его периферии возникала линейная скорость до  $8 \cdot 10^4$  см/сек. Между диском и рассеивателем ( $Hg$  или  $Pb$ ) как лопатки водяного колеса располагались свинцовые диафрагмы; они должны были выделять преимущественно  $\gamma$ -кванты, вылетающие вдоль механической скорости движения излучающего атома. Регистрация рассеянных квантов производилась при помощи люминесцентного счетчика и диск-регистратора, выделявшего только упругие рассеянные кванты. Рассеиватели

из ртути и свинца были подобраны так, чтобы рэлеевское рассеяние, даваемое ими, было одинаково. Измерялось отношение скоростей счета  $\gamma$ -квантов, управляемых рассеянных в Hg и Pb при различной скорости вращения диска. Оно рукоятко возрастать из-за резонансного рассеяния при линейной скорости начинать

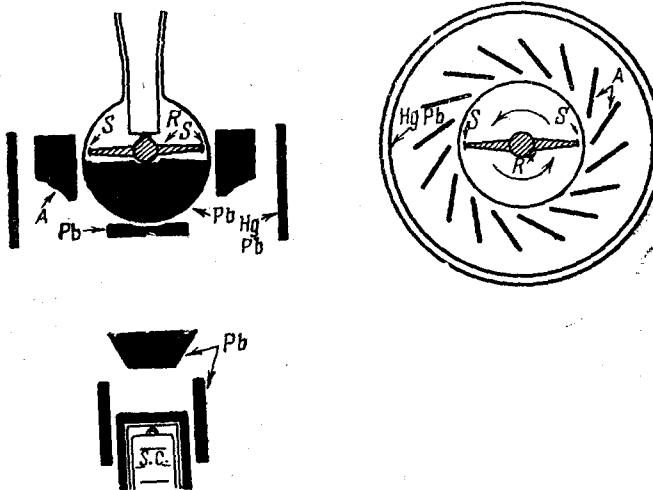


Рис. 12. Схема прибора Муна и Сторрата<sup>36</sup>. Вертикальное и горизонтальное сечения. R — вращающийся диск, S — источники, A — свинцовые коллиматоры, Hg, Pb — рассеиватели — ртуть или свинец, S. c. — сцинтилляционный счетчик.

$2 \cdot 10^4$  см; при  $v = 7 \cdot 10^4$  см/сек ртуть рассеивала в 2,5 раза сильнее, чем свинец (рис. 13). Следовательно, резонансное рассеяние было в 1,5 раза больше рэлеевского. Напомним, что в опытах Мальмфорса и др. с нагреванием источника удавалось довести резонансное рассеяние только до нескольких процентов от рэлеевского.

Теория опытов Муна и Сторрата весьма проста; обобщение формулы (8) на случай движения источника к рассеивателю приводит к выражению

$$\bar{\sigma}_v = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{4\pi} \left\{ \frac{\zeta \Gamma^2}{-\Delta^2} + \sqrt{\pi \frac{Mc^2}{kT}} \frac{\zeta \Gamma}{E^*} e^{-\frac{Mc^2}{4kT} \left( \frac{E^*}{Mc^2} - \frac{v}{c} \right)^2} \right\}. \quad (9)$$

В случае  $A_{\text{ц}}^{198}$  первый член в фигурной скобке всегда много меньше второго и им можно пренебречь. Второй член имеет максимальное значение, как и следовало ожидать, при  $\frac{v}{c} = \frac{E^*}{Mc^2}$ . По обе стороны от этого значения спадание симметрично.

Любопытно отметить, что максимальное значение  $\bar{\sigma}_v$  пропорционально  $\frac{1}{\sqrt{T}}$ : тепловое движение увеличивает  $\sigma$  при неподвижном излучателе и рассеивателе, но только напрасно размывает  $\gamma$ -спектр и снижает сечение в опытах Муна и Сторрата.

На рис. 13 сплошная кривая проведена согласно (9); согласие с опытом достаточно убедительно. Рассеяние, наблюдающееся от свинца и рассеяние от ртути при  $v = 0$ , — это почти целиком рэлеевское рассеяние. Расчет дает

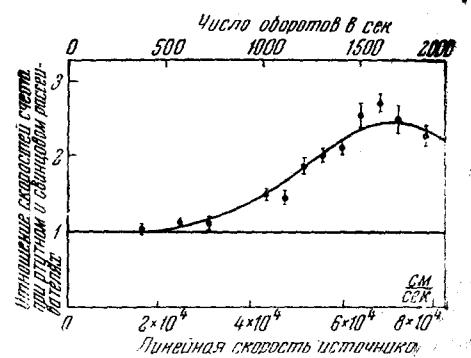


Рис. 13. Результаты опытов Муна и Сторрата.

для его сечения (при данном угле рассеяния)  $1,32 \cdot 10^{-26} \frac{\text{см}^2}{\text{амстер}}$ . Основываясь на этом числе и на рис. 13, можно найти  $\bar{\sigma}_v$  и затем  $\Gamma$ ; здесь также приходится вводить поправку на угловое распределение резонансно рассеянного излучения (см. § 9).

Результаты Муна и Сторраста уже приводились:

$$\Gamma = (3,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-5} \text{ эв}, \quad T_{\frac{1}{2}} = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

### § 8. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОТДАЧИ ЯДРА В ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ $\beta$ -РАСПАДЕ, $K$ -ЗАХВАТЕ ИЛИ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИИ

Допустим, что возбужденное состояние  $E^*$  ядра  $A$  получается в результате  $\beta$ -распада ядра  $C$  (рис. 14, a), в результате захвата орбитального электрона или в результате  $\gamma$ -перехода из более возбужденного состояния ядра  $A$  (рис. 14, б). Во всех этих случаях ядро претерпевает отдачу. Если время излучения последующего  $\gamma$ -кванта много меньше, чем время торможения ядра, то излучение должно происходить из движущегося ядра. Так как возможны различные скорости ядер отдачи и различные углы между направлениями отдачи и  $\gamma$ -кванта, то допплер-эффект должен привести к тому, что в любом направлении будут идти не строго монохроматические  $\gamma$ -лучи, а некоторая спектральная полоса.

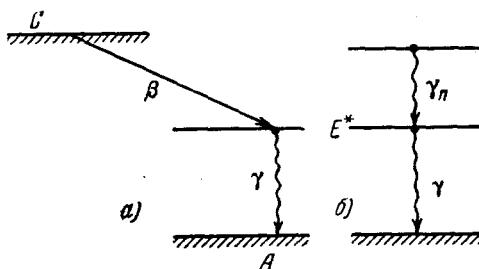


Рис. 14. Возбужденное состояние  $E^*$  ядра  $A$  получается после  $\beta$ -распада ядра  $C$  или  $\gamma$ -разрядки более высокого возбужденного состояния ядра  $A$ .

Определим ширину этой полосы. Пусть ядро, имеющее массу  $M$  и энергию возбуждения  $E^*$ , перед испусканием  $\gamma$ -кванта имеет скорость  $V$ , направленную под углом  $\alpha$  к направлению вылета  $\gamma$ -кванта (рис. 15). В этом случае энергия кванта будет приближенно равна:

$$h\nu = E^* - \frac{E^{*2}}{2Mc^2} + E^* \frac{V}{c} \cos \alpha. \quad (10)$$

Так как  $\frac{V}{c}$  и  $\frac{E^*}{Mc^2}$  очень малы, то члены с более высокими степенями этих величин здесь отброшены. Второй член справа представляет собой энергию отдачи при  $\gamma$ -излучении (см. § 4), а третий — допплеровское изменение энергии из-за скорости ядра в момент отдачи.

Для определения ширины спектральной полосы нам достаточно предположить, что возможны любые  $\alpha$  и определить удвоенное максимальное значение третьего члена, т. е.

найти  $2E^* \frac{V_{\max}}{c}$ , где  $V_{\max}$  — максимальное значение скорости ядра отдачи при предшествовавшем  $\beta$ -распаде,  $K$ -захвате или  $\gamma$ -излучении. При  $\beta$ -распаде ядро отдачи получает наибольшую скорость в том случае, когда нейтрино вылетает с нулевой энергией

$$V_{\max} = \frac{m_0 c}{M} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_0}{m_0 c^2}\right)^2 + 2 \frac{\epsilon_0}{m_0 c^2}}, \quad (11)$$

где  $\epsilon_0$  — граничная энергия  $\beta$ -спектра.



Рис. 15. Испускание  $\gamma$ -кванта ядром, движущимся со скоростью  $V$ .

Таким образом, ширина полосы при отсутствии торможения ядер отдачи

$$D_\beta = 2E^* \frac{m_0}{M} \sqrt{\left(\frac{\epsilon_0}{m_0 c^2}\right)^2 + 2 \frac{\epsilon_0}{m_0 c^2}}. \quad (12)$$

Приведем для примера величины  $D_\beta$  для некоторых излучателей.

Таблица II

Значения  $D_\beta$  для некоторых излучателей

Вещество	$\epsilon_0, M\text{эв}$	$E^*, M\text{эв}$	$T_{\text{эфф}}, \text{град.}$	$D_\beta, \text{эв}$	$\Delta, \text{эв}$
$\text{Na}^{24}$	1,390	1,368	$8,6 \cdot 10^5$	222	83
$\text{Zn}^{63}$	1,40	0,96	$3,3 \cdot 10^5$	60	15,5
$\text{Au}^{198}$	0,957	0,411	$0,59 \cdot 10^5$	6,1	0,91

Для того чтобы резонансное возбуждение было возможно, необходимо, чтобы  $D_\beta/2 > \Delta$ . Во всех приведенных примерах это осуществляется (это происходит всегда, когда  $E^* < \epsilon_0 \sqrt{1 + 2 \frac{m_0 c^2}{\epsilon_0}}$ ).

Такое же положение создается в тех случаях, когда рассматриваемому  $\gamma$ -переходу предшествует не  $\beta$ -распад, а  $K$ -захват или  $\gamma$ -переход. Отдача ядер при этом создает в спектре  $\gamma$ -лучей полосу  $D_\gamma$ :

$$D_\gamma \cong 2E^* \frac{h\nu_1}{Mc^2}, \quad (13)$$

где  $h\nu_1$  — энергия первых квантов (или энергия нейтрино при  $K$ -захвате).

При энергии  $\beta$ -частиц, равной  $\epsilon_0$ , и  $\gamma$ -квантов  $h\nu$ ,  $D_\gamma$  немного меньше, чем  $D_\beta$  (по формуле (12) видно, что  $D_\beta$  переходит в  $D_\gamma$ , если отбросить второй член, стоящий под корнем).

В таблице III приведены в качестве примера величины  $D_\gamma$  для некоторых радиоактивных веществ.

Таблица III

Величины  $D_\gamma$  для некоторых радиоактивных веществ

Вещество	$h\nu_1, M\text{эв}$	$E^*, M\text{эв}$	$T_{\text{эфф}}, \text{град.}$	$D_\gamma, \text{эв}$	$\Delta, \text{эв}$
$\text{Na}^{24}$	2,755	1,368	$19 \cdot 10^5$	334	83
$\text{Co}^{60}$	1,1715	1,3316	$1,7 \cdot 10^5$	55	32
$\text{Sb}^{124}$	1,692	0,603	$1,4 \cdot 10^5$	17,5	3,2

Для того чтобы резонансное возбуждение было возможным, необходимо, чтобы было  $h\nu_1 > E^*$  и соответственно  $\frac{1}{2} D_\gamma > \Delta$ . В приведенных примерах это осуществляется при распаде  $\text{Na}^{24}$  и  $\text{Sb}^{124}$ , но не осуществляется при распаде  $\text{Co}^{60}$ .

Если схема распада ядра  $C$  рис. 14 еще более сложная и  $\beta$ -распад сопровождается несколькими актами  $\gamma$ -излучения, которые происходят так быстро, что торможение не успевает сказаться, то в наиболее благоприятном

случае складываются скорости отдачи, и так как величины  $D$  им пропорциональны, то для полной ширины полосы получается

$$D = D_\beta + D_\gamma + D_{\gamma_2} + \dots \quad (14)$$

Так, например, в  $\text{Co}^{60}$   $D$  получается равным 85 эв, и, следовательно, и в этом случае, который был единственным исключением в таблице III, ядерная отдача делает резонансное рассеяние возможным.

Таблицы II и III и формула (14) показывают нам, что отдача ядер достаточно велика, чтобы скомпенсировать  $\Delta$ . Образно выражаясь, мы можем сказать, что при  $\beta$ -распаде и  $\gamma$ -излучении ядра отдачи получаются достаточно «горячими». Мы можем определить их эффективную температуру: такую температуру газа, при которой наиболее вероятная скорость атома равна максимальной скорости отдачи

$$\left. \begin{aligned} (T_{\text{эфф}})_\beta &= \frac{m_0}{M} \left\{ \left( \frac{\epsilon_0}{m_0 c^2} \right)^2 + 2 \frac{\epsilon_0}{m_0 c^2} \right\} \frac{m_0 c^2}{2k}, \\ (T_{\text{эфф}})_\gamma &= \left( \frac{h \gamma_1}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{m_0}{M} \frac{m_0 c^2}{2k}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Соответствующие значения приведены в таблицах II и III; они все порядка  $10^5$  градусов — как раз то, что нужно для достижения максимума резонансного рассеяния (см. § 5).

Это прямо показывает, что использование энергии отдачи для обнаружения резонансного рассеяния несомненно более перспективно, чем прямое нагревание препарата. Нужно только суметь использовать высокую «температуру» ядер отдачи раньше, чем они «остынут», т. е. затормозятся.

Из дальнейшего будет видно, что резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей может быть использовано для определения спина и энергетической ширины  $\Gamma$  возбужденного состояния, возникающего при рассеянии. Первая задача решается путем изучения углового распределения рассеянного излучения и для ее решения необходима только достаточная интенсивность рассеяния. Со второй задачей дело обстоит гораздо сложнее. Для определения  $\Gamma$  нужно использовать формулу (7) для сечения, а в нее входит  $h\nu$ ; поэтому для правильного применения этой формулы нужно знать «микроспектр» падающего излучения. На предыдущих станциях мы определяли границы этого спектра (величины  $D$ ), а теперь нужно знать его форму. Однако на форму этого спектра влияют многие факторы.

1) Для его расчета нужно знать исходное распределение по энергиям ядер отдачи. В тех случаях, когда предшествующее излучение состоит из  $\gamma$ -квантов или нейтрино (электронный захват), спектр ядер отдачи наиболее прост: все ядра имеют одинаковые скорости. Однако при  $\beta^\pm$ -распаде, даже разрешенном, спектр ядер отдачи должен зависеть от угловой корреляции между электроном и нейтрино; эта корреляция имеет вид  $1 + k \cos \theta$ ; постоянная  $k$  зависит от типа взаимодействия, приводящего к  $\beta$ -распаду, а этот тип, как известно, до сих пор недостаточно ясен.

2) Нужно знать угловое распределение ядер отдачи по отношению к направлению полета  $\gamma$ -квантов. Иногда это распределение изотропно, иногда нет. В общем случае требуется знание квантовых характеристик всех участвующих состояний.

3) Нужно знать влияние на первые два фактора молекулярных связей; только немногие вещества могут быть использованы в виде моноатомных паров. В сложной молекуле энергия отдачи, испытываемой одним из атомов, может быть частично или полностью израсходована на разрушение молекулы или приведение ее во вращательное или колебательное движение. Следует помнить, что после  $\beta$ -распада или  $K$ -захвата атом имеет другое  $Z$  и, следовательно, все химические связи меняются.

4) Необходимо знать закон торможения ядер отдачи. Речь идет об относительно медленных атомах, молекулах или ионах:

$$v \cong 10^5 - 10^6 \text{ см/сек}; \quad E_{\text{кин}} \cong 1 - 100 \text{ эв}.$$

Торможение таких атомов или ионов в газах может быть рассчитано по формулам кинетической теории газов, но законы торможения в жидких или твердых телах практически неизвестны.

Выведенные нами величины  $D$  применимы к случаю, когда все переходы происходят так быстро, что ядра отдачи в промежутке между событиями не успевают изменить свою скорость. В действительности же  $\gamma$ -квант излучается не сразу после  $\beta$ -распада. Если торможение происходит, то эффективная величина  $D$  уменьшается (микроспектр сужается). Если состояние  $E^*$  живет так долго, что все ядра  $A$  перед высвечиванием успевают остановиться, то  $D_{\text{эфф}} = 0$ .

Вся совокупность имеющихся данных указывает на то, что в газах при атмосферных давлениях время торможения составляет величину порядка  $10^{-10} - 10^{-9}$  сек.; соответственно этому в среде с плотностью 1 оно составляет около  $10^{-13} - 10^{-12}$  сек.

Вследствие этого использование отдачи в плотном источнике для наблюдения резонансного рассеяния возможно только в том случае, если время  $\gamma$ -излучения  $T_\gamma \ll 10^{-12}$  сек. Отсутствие рассеяния указывает на то, что  $T_\gamma > 10^{-12}$  сек. С этой точки зрения понятно, почему практически не наблюдается при обычной температуре резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей  $\text{Au}^{198}$  в  $\text{Hg}^{198}$ , обусловленное  $\beta$ -отдачей: время жизни  $\text{Hg}^{198*}$   $T_\gamma = 2,2 \cdot 10^{-11}$  сек. <sup>23, 36</sup> для этого слишком велико. Метцгер <sup>27</sup>, правда, отметил небольшое рассеяние при комнатной температуре, но сам указал, что нужна дальнейшая проверка этих опытов.

Ряд попыток обнаружения резонансного рассеяния, стимулированного  $\beta$ -или  $\gamma$ -отдачей ядер, окончился неудачно: не найдено резонансного рассеяния

$\gamma$ -лучей  $\text{Na}^{24}$ , ( $h\nu = 1,368 \text{ Мэв}$ ) в  $\text{Mg}^{24}$  (см. <sup>37</sup>),

$\gamma$ -лучей  $\text{Tc}^{96}$ , ( $h\nu = 0,8 \text{ Мэв}$ ) в  $\text{Mo}^{96}$  (см. <sup>38</sup>),

$\gamma$ -лучей  $\text{Nb}^{97}$ , ( $h\nu = 0,665 \text{ Мэв}$ ) в  $\text{Mo}^{97}$  (см. <sup>39</sup>),

$\gamma$ -лучей  $\text{Mn}^{56}$ . ( $h\nu = 0,84 \text{ Мэв}$ ) в  $\text{Fe}^{56}$  (см. <sup>37, 40</sup>),

Причиной неудачи во всех этих опытах было то, что ядра отдачи тормозились в твердых мишенях. Только Делягин и Шпинель <sup>69</sup> наблюдали эффект с твердым источником, содержащим  $\text{Na}^{24}$ .

Опыты стали давать положительные результаты, когда начали применять жидкые (Илаковак <sup>40, 41</sup>, Бургов и Терехов <sup>70</sup>) или газообразные источники (Метцгер <sup>42, 68</sup>).

Из изложенного в этом разделе можно сделать следующие выводы:

1. Для определения энергетических ширин возбужденных состояний атомных ядер желательно применение газообразных радиоактивных источников, содержащих моноатомные пары радиоактивного вещества при достаточно низком общем давлении (время между столкновениями должно быть много больше  $T_{1/2}$ ).

2. У избранного радиоактивного вещества должна быть тщательно изучена схема распада и определены квантовые характеристики всех участвующих состояний, так как для расчета микроспектра необходимо знание энергий и относительных интенсивностей всех ветвей распада, степени разрешения всех переходов и всех угловых корреляций.

3. Если нельзя изготовить источник, удовлетворяющий п. 1, то можно использовать молекулярное газообразное соединение. При этом желательно, чтобы массы всех других атомов были много меньше, чем у радиоактивного,

и чтобы энергия связи была поменьше. Расчеты влияния молекулярных связей на спектр ядер отдачи является необходимым, если желательно определить достаточно точно Г.

4. Если нет возможности изготовить газообразный источник, то можно использовать жидкий. Чем меньше плотность жидкости, тем больше шансов на успех. До сих пор никто не применял перевод жидкости в сверхкритическое состояние; между тем можно получить таким способом плотности порядка 0,01—0,10, а именно такие плотности желательны при изучении многих случаев резонансного рассеяния.

Вычисления Г и  $T_{1/2}$ , при использовании жидкого источника могут рассматриваться только как ориентировочные; для изучения углового распределения такие источники вполне применимы.

5. Для исследования резонансного рассеяния особенно хороши коротковживущие состояния: во-первых, потому, что широка «приемная полоса»  $B$  на рис. 8, а во-вторых, потому, что ядра не успевают остановиться и, следовательно, достаточно широка «полоса испускания»  $A$ .

Опыты Илаковака (жидкий источник). В 1954 г. Илаковак<sup>40, 41</sup> изучал резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей  $Zn^{63}$  в обычной схеме рис. 11, с немногим измененной геометрией. Рассеивателями служили поочередно  $Cu$  и  $Fe$ , взятые приблизительно в равных весах. Рассеяние происходило на  $90^\circ$ . Детектором служил люминесцирующий кристалл  $NaJ(Tl)$ ; световые импульсы воспринимались фотоумножителем, выделявшим  $\gamma$ -линию  $0,96$  Мэв.

Источником служил  $Zn^{63}$ , растворенный в азотной кислоте (несколько сот миллиюри). Схема распада  $Zn^{63}$  изображена на рис. 16. Только 8% распадов проходят через состояние 0,96 Мэв  $Cu^{63}$ ; в основной части этих 8%  $\gamma$ -лучи  $h\nu = 0,96$  Мэв следуют за  $\beta^+$ -распадом с  $\varepsilon_0 = 1,40$  Мэв<sup>41</sup>.

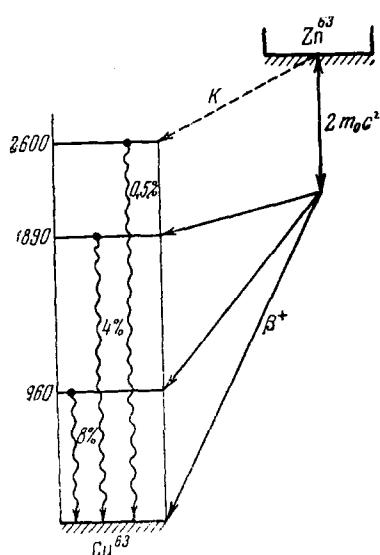


Рис. 16. Схема распада  $Zn^{63}$ .

$$T_{1/2} = 6 \cdot 10^{-13} \text{ сек.}$$

За это время ядра  $Cu^{63}$  в меди успевают остановиться, а в воде — нет.

Наличие резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей, испускаемых жидким препаратом  $Zn^{63}$ , означает только то, что времена торможения и излучения в этом случае соизмеримы. Определить сколько-нибудь надежно период полураспада, не зная законов торможения, нельзя. Речь может идти только о грубых оценках.

Илаковак нашел, что при использовании жидкого источника медный рассеиватель дает в  $3,6 \pm 0,9$  раза больше дополнительных импульсов, чем железный. Однако, когда источником служила кристаллическая медь, содержащая вкрапления  $Zn^{63}$ , дополнительное рассеяние в меди превышало дополнительное рассеяние в железе уже только в  $1,6 \pm 0,7$  раза. Этот факт объясняется тем, что плотность тормозящего вещества в случае меди примерно в 8 раз больше, чем в случае жидкости; вероятно, и время торможения ядер отдачи в меди соответственно меньше, чем в жидкости. Сечение для дополнительного рассеяния в меди  $\sigma = (8,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{ат.}$  Приписывая наблюденный эффект резонансному рассеянию, Илаковак получил для рассматриваемого уровня  $Cu^{63}$

Для примера приводим такую оценку для опытов Илаковака для  $Zn^{63}$ . Среднее расстояние атома  $Cu^{63}$  от соседей в растворе  $\sim 3 \text{ \AA}$ ; начальная скорость атома отдачи  $5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ . Следовательно, первое столкновение произойдет через  $t_0 = 6 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ . Среднее время жизни возбужденного состояния  $\bar{T}$  больше этой величины — иначе рассеяние наблюдалось бы и при твердом источнике. Будем считать, что за время  $t_0$  высвечивается  $\frac{t_0}{\bar{T}}$  ядер, а высвечивание после столкновения не приводит к рассеянию. В исходной формуле для сечения

$$\sigma = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_\gamma \Gamma}{(E^* - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

полагаем для упрощения  $\Gamma_\gamma = \Gamma$  и первый множитель равным 1. Тогда

$$\sigma_{\max} = \frac{\lambda^2}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\hbar}{mc} \frac{mc^2}{h\nu} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \left( 2,426 \cdot 10^{-10} \frac{511}{960} \right)^2 = 2700 \text{ барн.}$$

Эффективное  $\sigma$  меньше, так как 1) спектр  $\gamma$ -лучей размазан по полосе шириной  $D$  и 2) высвечивается только  $\frac{t_0}{\bar{T}}$  от всех ядер. Допустим для упрощения, что размазывание равномерное (уточнение не сильно изменяет результат). Тогда

$$\sigma_{\text{эфф}} \approx \sigma_{\max} \frac{\bar{T}}{2} \frac{\Gamma}{2} \frac{t_0}{\bar{T}}.$$

Заменяя  $\Gamma$  через  $\frac{\hbar}{2\pi\bar{T}}$ , получаем

$$\bar{T} = \left( \frac{\hbar}{4} \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_{\text{эфф}}} \frac{t_0}{D} \right)^{1/2}.$$

Подставляя сюда  $\sigma_{\max} = 2700 \text{ барн}$ ,  $\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_{\text{эксп}} = (8,4 \pm 1,4) \text{ мбарн}$ ,  $t_0 = 6,10^{-14} \text{ сек.}$ ,  $D = 2E^* \frac{V}{c} = 62 \text{ эв}$ , получаем

$$\bar{T} = 6 \cdot 10^{-13} \text{ сек.}$$

Совершенно ясно, что в этих оценках наиболее грубым является предположение о числе высвечивающихся ядер; метод определения  $\bar{T}$  может стать количественным только после изучения процесса торможения ядер отдачи.

Опыты Метцгера (газообразные источники). Немногие элементы удается иметь в виде газообразных соединений или паров достаточно большой плотности при легко достижимых температурах. К ним относятся ртуть, таллий, мышьяк и кобальт, с которыми к настоящему времени сделаны опыты с газообразными источниками. Опыты Метцгера с  $Hg^{203}$  и  $Tl^{202}$  имели пробный

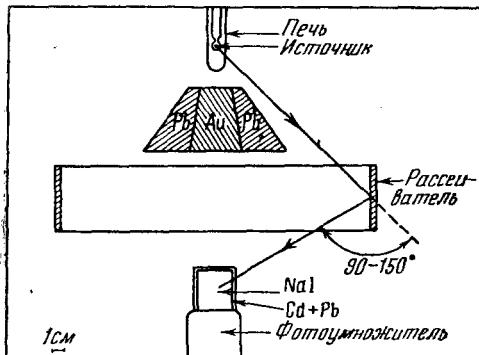


Рис. 17. Схема опытов Метцгера<sup>23</sup> по изучению углового распределения резонансно рассеянных  $\gamma$ -лучей.

характер<sup>30, 32</sup>, но все же доказали эффективность газообразных источников и их применимость для изучения углового распределения и других сторон явления. Описанные в 1956 г. опыты с  $As^{72}$  и  $As^{74}$  выполнены значительно более тщательно<sup>42</sup>; мы остановимся на них подробнее.

Опыты Метцгера были выполнены в обычной схеме рис. 17. Основное внимание было уделено источнику.  $As^{72}$  ( $\tau = 27$  час.) и  $As^{74}$  ( $\tau = 19$  дн.)

получались на циклотроне путем бомбардировки германия deutонами.

Они выделялись химически с минимальной добавкой носителя ( $50 \mu g$ ) и помещались в кварцевую ампулу объемом  $0,6 \text{ см}^3$ . Ампула была заключена в контейнер из нержавеющей стали; она могла нагреваться до  $700^\circ\text{C}$ . Мышьяк находился либо в форме молекулярных паров  $As_4$ , либо в виде молекул арсина  $AsH_3$ . Схемы распада  $As^{72}$  и  $As^{74}$  приведены на рис. 18; благодаря различию в периодах эффекты, принадлежащие первому и второму, легко

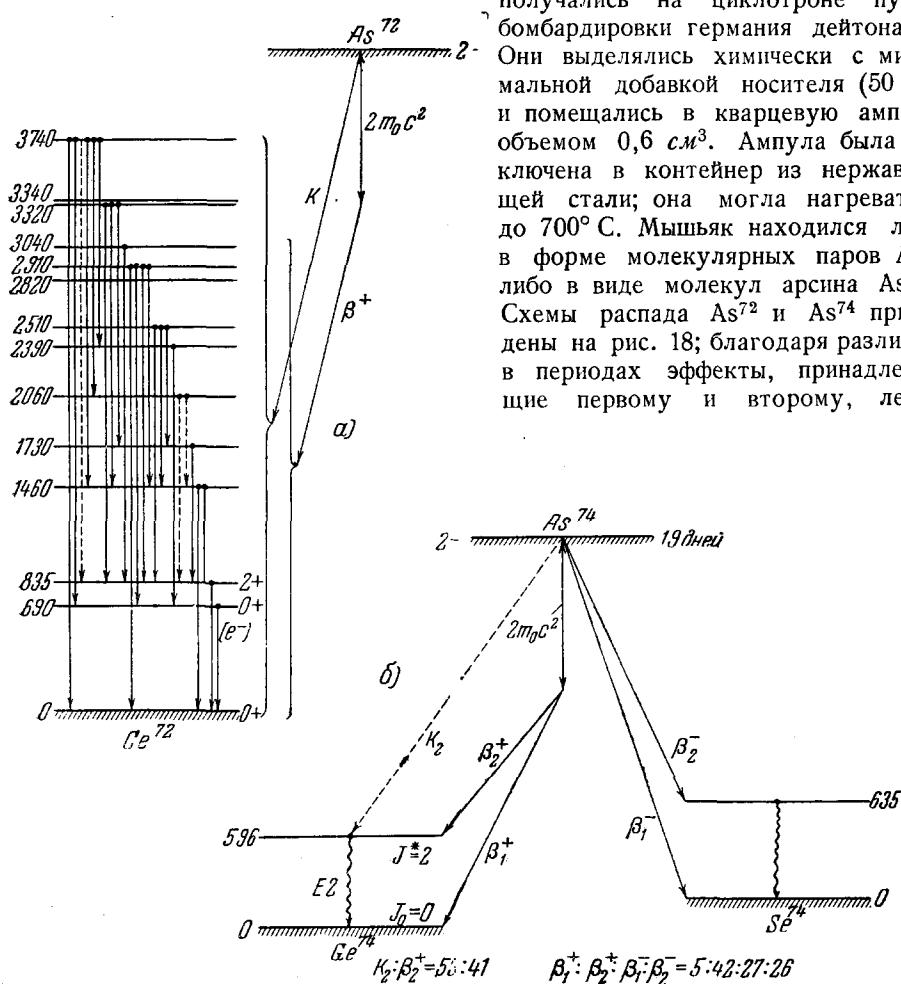


Рис. 18. Схемы распада  $As^{72}$  и  $As^{74}$ .

разделяются. Рассеивателями служили поочередно большие кольца из германия и цинка, количество которых было подобрано так, чтобы в нерезонансных условиях они рассеивали одинаково в пределах 3 %. Детектором служил большой кристалл  $NaJ(Tl)$  ( $\varnothing = 35 \text{ мм}$ ,  $l = 40 \text{ мм}$ ), окруженный небольшой защитой от мягких комптоновских квантов; одноканальный анализатор был настроен на упруго рассеянные кванты. В нерезонансных условиях установка считала  $\sim 100 \text{ имп/мин}$  от источника с активностью 1 мкюри.

В опытах с  $As^{74}$  при нагревании источника рассеяние в цинке оставалось неизменным, а рассеяние в германии возрастало в  $1\frac{1}{2}$  раза. Это иллюстрирует рис. 19. Точки соответствуют скорости счета резонансного рассеяния, а сплошная кривая — зависимости плотности паров от температуры (соммированы при  $600^\circ\text{C}$ ). Когда весь мышьяк переходит в газообразное состояние,

достигается горизонтальный участок кривой; небольшой подъем выше  $800^\circ\text{C}$  связан с частичной диссоциацией  $\text{As}_4$ .

Рис. 19 очень наглядно демонстрирует преимущества газообразного источника. То, что именно газообразное состояние, а не высокая температура обуславливает значительное резонансное рассеяние, еще более четко проявилось, когда нагретая кварцевая ампула с As лопнула внутри стального контейнера: резонансное рассеяние немедленно упало более чем в 50 раз. Весь мышьяк остался в контейнере и сохранил свою температуру, но, будучи химически активным, он прореагировал со стенками контейнера и перешел, таким образом, в твердую фазу.

Для доказательства того, что повышение рассеяния германием при нагревании источника связано именно с резонансным рассеянием, Метцгер снял при помощи своего анализатора импульсов спектр рассеянных  $\gamma$ -лучей.

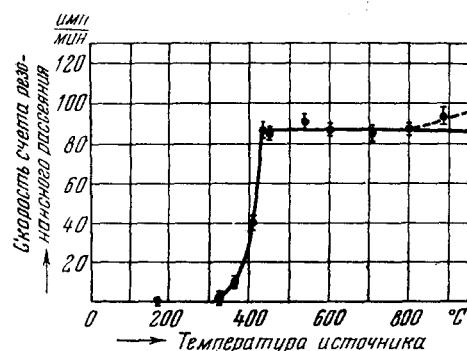


Рис. 19. Зависимость резонансного рассеяния от температуры источника. Точки соответствуют скорости счета резонансного рассеяния, а сплошная кривая — зависимости плотности на-ров от температуры (совмещены при  $600^\circ\text{C}$ ).

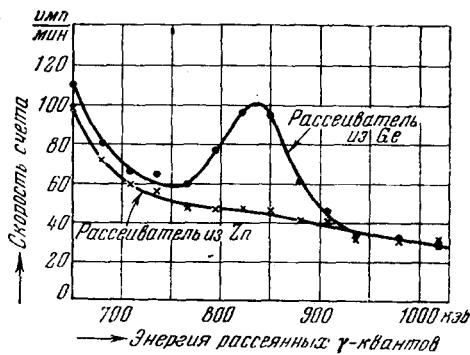


Рис. 20. Спектр рассеянного  $\gamma$ -излучения As<sup>72</sup>.

Он показал, что при нагревании источника в спектре появляется отчетливая  $\gamma$ -линия  $h\nu = 596$  кэВ в случае As<sup>74</sup> и  $h\nu = 835$  кэВ в случае As<sup>72</sup>, которых совершенно не видно на фоне обычного рассеяния от более жестких  $\gamma$ -линий As<sup>72</sup> и As<sup>74</sup> при холодном источнике или цинковом рассеивателе. На рис. 20 изображен спектр рассеянного  $\gamma$ -излучения для As<sup>72</sup>. Метцгер выполнил для As<sup>72</sup> и As<sup>74</sup> измерения  $\bar{\sigma}$  и  $I^*$ . Первые величины он нашел, сравнивая интенсивность рассеянного и первичного излучения; при этом он получил:

$$\bar{\sigma}(835 \text{ кэВ Ge}^{74}) = (7,8 \pm 1,1) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2/\text{ам},$$

$$\bar{\sigma}(596 \text{ кэВ Ge}^{74}) = (7,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2/\text{ам}.$$

Спины возбужденных состояний Метцгер определил по угловому распределению рассеянного излучения (см. § 10); они оказались равными 2 в обоих случаях.

Из этих данных необходимо вычислить  $\Gamma$  для обоих уровней. Для этого нужно предварительно рассчитать микроспектр. Для того чтобы уменьшить влияние трудно учитываемых молекулярных связей на микроспектр, источник в этих опытах был взят в форме арсина  $\text{AsH}_3$ . Молекула такого типа, возбуждаясь, не может воспринять большую долю энергии отдачи; два крайних случая — развал молекулы при превращении As в Ge и отдачи молекулы как целого — отличаются только немного из-за массы (например, 74 и 77 в случае распада As<sup>74</sup>). Если пренебречь молекулярными связями и столкновениями в газе, то остается построить микроспектр, основанный на схеме

распада. Ввиду малой ширины линии поглощения (линия  $B$  на рис. 8) из микроспектра вырезается узкая полоска, на протяжении которой ордината микроспектра практически не изменяется. Обозначим, следуя Метцгеру,  $\frac{N_{\text{рез}}}{N}$  относительную долю микроспектра, заключенную в полосе 1 эв вокруг резонансной энергии. Задача заключается в расчете именно этой величины; если она найдена, то  $\Gamma$  вычисляется просто:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} S(E) \sigma_{\text{рез. расс}} dE}{\int S(E) dE} = \frac{N_{\text{рез}}}{N} \frac{\pi}{2} \Gamma \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \left( \frac{\Gamma_1}{\Gamma} \right)^2, \quad (16)$$

где  $S(E)$  — микроспектр  $\gamma$ -лучей. Полагая  $\Gamma_1 = \Gamma$ , что близко к истине для низко расположенных и не изомерных уровней, находим:

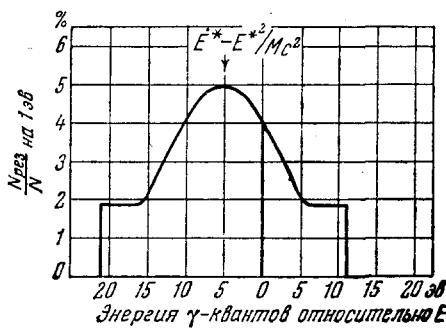


Рис. 21. Микроспектр (форма линии)  $\gamma$ -линии 596 кэв  $\text{Ge}^{74}$ . Прямоугольная часть обусловлена  $K$ -захватом (59%), колокообразная —  $\beta^+$ -распадом  $\text{As}^{74}$  (41%) на указанный уровень. Для  $\bar{\sigma}$  существенно значение ординаты микроспектра при  $E^*$ .

Эти предположения, вероятно, не точно соответствуют действительности, но они значительно упрощают вычисления.

Из рисунка видно, что для  $\text{Ge}^{74} \frac{N_{\text{рез}}}{N} = 4,00\%$ ; погрешность 5%. Для  $\text{Ge}^{72} \frac{N_{\text{рез}}}{N} = (2,0 \pm 0,4)\%$ ; повышенная погрешность связана с неточным знанием схемы распада. Используя эти  $\frac{N_{\text{рез}}}{N}$ , Метцгер получил:

$$\text{Ge}^{72} E^* = 835 \text{ кэв}, \quad T = (4,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-12} \text{ сек.},$$

$$\text{Ge}^{74} E^* = 596 \text{ кэв}, \quad T = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-11} \text{ сек.}$$

Недавно эти же величины  $\bar{T}$  были определены Гайденбургом и Теммером<sup>43</sup> по кулоновскому возбуждению германия; они были найдены равными  $1,9 \cdot 10^{-12}$  и  $1,3 \cdot 10^{-11}$  сек. Согласие в случае  $\text{Ge}^{74}$  удовлетворительное, но в  $\text{Ge}^{72}$   $T$  отличается в  $2^{1/2}$  раза; причины пока неизвестны.

В опытах Метцгера<sup>68</sup> с  $\text{Co}^{60}$  был применен препарат  $\text{Co}^{60} \text{Cl}_2$  ( $\sim 5$  мкюри), нагревавшийся до  $1010^\circ\text{C}$ ; при этой температуре весь  $\text{CoCl}_2$  должен был находиться в газообразном состоянии при давлении около 550 мм рт. ст. Резонансное рассеяние было очень сильным и это позволило Метцгеру изменить методику определения времени жизни. Как указывалось выше, в описании опытов с  $\text{Ge}^{72}$  и  $\text{Ge}^{74}$  при определении  $\Gamma$  нужно знать

$$\Gamma = \frac{4\bar{\sigma}}{\left( \frac{N_{\text{рез}}}{N} \right) \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \lambda^2}. \quad (17)$$

На рис. 21 изображен микроспектр  $\gamma$ -лучей  $h\nu = 596$  кэв  $\text{Ge}^{74}$ , рассчитанный Метцгером при следующих предположениях:

1) 59% переходов в состояние 596 кэв  $\text{Ge}^{74*}$  осуществляется путем  $K$ -захвата,  $\Delta E = 1,94$  Мэв,  $\gamma$ -излучение считается изотропным по отношению к направлению вылета нейтрино;

2) 41% переходов осуществляется путем  $\beta$ -распада с  $E_{\text{тр}} = 0,92$  Мэв,  $\beta - \nu$  и  $\beta - \gamma$  корреляции не учитываются; также не учитывается роль теплового движения и эффекта Оже.

форму микроспектра  $\gamma$ -лучей, испускаемого источником. Форму микроспектра трудно рассчитать для источников, состоящих из сложных молекул, в частности для молекул  $\text{CoCl}_2$ . Однако необходимость в знании микроспектра отпадает, если воспользоваться резонансным поглощением  $\gamma$ -лучей на их пути к резонансному рассеивателю. В опытах с  $\text{Co}^{60}$   $\gamma$ -лучи, прежде чем попасть на никелевый рассеиватель, проходили через никелевый или через стальной поглотитель, подобранные так, чтобы полное поглощение в них было одинаковым с точностью 1%. Конечно, резонансное поглощение составляет ничтожную долю от полного; но расположенная за поглотителем аппаратура — резонансный рассеиватель и люминисцентный кристалл, настроенный на резонансное излучение, — является селективным детектором, и благодаря этому селективное поглощение в  $N_1$  становится заметным.

Метцгер получил для  $\text{Co}^{60}$

$$\Gamma = 5,97 \cdot 10^{-4} \text{ эв},$$

$$T_\gamma = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ сек.}$$

Это значение  $T_\gamma$  приблизительно в 5 раз меньше, чем следует из формулы Вайскопфа для одночастичных переходов.

Об использовании  $\beta$  —  $\gamma$ -или  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений. Еще в 1948 г. Поллард и Альбургер подняли вопрос об использовании  $\beta$  —  $\gamma$ -или  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадений для выделения резонансного рассеяния (рис. 22).

Допустим, что исходное  $\beta$ -активное ядро (например,  $\text{Na}^{24}$ ) испустило  $\beta$ -частицу, остановилось и после этого испустило квант  $h\nu_1$ , попавший в счетчик  $C_1$ . После этого, не останавливаясь, ядро испустило квант  $h\nu_2$ ,

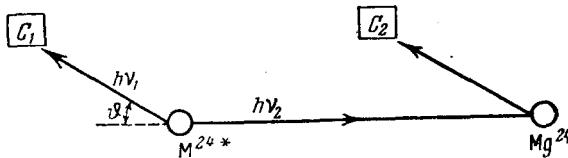


Рис. 22. Схема опытов, в которых для выделения резонансного рассеяния используются  $\gamma$  —  $\gamma$ -совпадения.

который претерпел дальше резонансное рассеяние на больший угол и попал в счетчик  $C_2$ . Аппаратура зарегистрировала совпадение импульсов в  $C_1$  и  $C_2$ . Для того чтобы Допплер-эффект точно скомпенсировал величину  $\Delta$ , необходимо, чтобы

$$h\nu_2 \frac{h\nu_1}{Mc^2} \cos \theta = \Delta \cong \frac{(h\nu_2)^2}{Mc^2},$$

откуда

$$\cos \theta = \frac{h\nu_2}{h\nu_1}.$$

Так, например, для случая  $\text{Na}^{24}$  получаем:

$$\cos \theta = \frac{1,368}{2,758} = 0,496$$

и

$$\theta = 29^\circ 30'.$$

Главным препятствием к осуществлению подобного опыта является фон случайных совпадений. Счетчики  $C_1$  и  $C_2$  оказываются сильно загруженными и ожидаемый эффект на несколько порядков величины меньше фона, если использовать счетчики Гейгера — Мюллера.

Однако если использовать люминесцентные счетчики и усилитель совпадений со временем  $\tau \sim 10^{-9}$  сек., то наблюдение резонансного рассеяния становится осуществимым. Это было показано впервые Бурговым и Тереховым<sup>70</sup>. Они пользовались раствором  $\text{Na}^{24}\text{OH}$  и регистрировали при помощи двух кристаллов толана и схемы с  $\tau \sim 5 \cdot 10^{-9}$  сек. два  $\gamma$ -кванта ( $h\nu = 1,38$  и  $2,76$  Мэв), разлетающихся под углом  $\sim 120^\circ$ . Помещая на пути кванта  $h\nu = 1,38$  Мэв резонансный магниевый поглотитель, они наблюдали селективное поглощение.

Определение  $\Gamma$  затруднительно, так как применялся жидкий источник; предварительная оценка  $\Gamma > 3 \cdot 10^{-4}$  эв.

### § 9. РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ЖЕСТКИМ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕМ ТАКИХ ЖЕ ЯДЕР

В области относительно мягких  $\gamma$ -лучей — до  $h\nu = 1$  Мэв — резонансное возбуждение атомных ядер  $\gamma$ -лучами было отчетливо продемонстрировано в опытах с резонансным рассеянием, описанных в предыдущих трех параграфах. В области более жестких  $\gamma$ -лучей успешных опытов такого типа пока не было. Причина этого понятна: при более жестких  $\gamma$ -лучах больше смещение  $\Delta$ ; если компенсировать  $\Delta$  нагреванием или механическим движением источника, то нужны слишком высокие температуры или слишком большие скорости движения; использовать отдачу при предыдущем превращении не удается, так как очень редки случаи, когда испусканию жестких  $\gamma$ -лучей предшествует распад с не меньшей энергией (см. § 6). Наблюдать резонансное рассеяние очень жестких лучей еще труднее; причины изложены в § 5. Несколько иначе обстоит дело с резонансным возбуждением. В § 4 были описаны опыты, в которых было доказано образование ядерных изомеров и возникновение линейчатых спектров вторичных частиц при облучении ядер жесткими тормозными  $\gamma$ -спектрами. Эти опыты несомненно показывают, что при этом возбуждаются дискретные ядерные состояния, но из-за непрерывности первичного спектра не могут доказать резонансного характера происходящего процесса возбуждения, а сложность анализа не позволяет проверить, насколько правильно описываются происходящие явления формулами § 3. Резонансный характер возбуждения высоколежащего ядерного уровня был очень наглядно продемонстрирован в 1956 г. Гриффитсом<sup>44</sup>. Гриффитс бомбардировал  $\text{C}^{13}$  протонами с энергией до 700 кэв. Сечение реакции захвата  $\text{C}^{13}(\text{p}, \gamma)\text{N}^{14*}$  имеет резонансный максимум при  $E_p = 554$  кэв с полусириной  $\Gamma = 32$  кэв<sup>45</sup>. Возникающее при этом возбужденное состояние  $\text{N}^{14*}$  имеет столь большую энергетическую ширину потому, что может распадаться как путем  $\gamma$ -излучения, так и путем выбрасывания протона. Оно имеет энергию возбуждения  $E^* = 8,06$  Мэв и принадлежит к типу 1-,  $T = 1$ <sup>46</sup>. В 90% всех случаев  $\gamma$ -высвечивания этого состояния появляется  $\gamma$ -квант  $h\nu = 8,06$  Мэв, и образуется основное состояние  $\text{N}^{14}$ <sup>47</sup>. Эти  $\gamma$ -лучи могут резонансно возбуждать ядра  $\text{N}^{14}$ . Дефицит  $\Delta = \frac{E^{*2}}{Mc^2}$  в этом случае равен 5 кэв, т. е. много меньше энергетической ширины излучающего состояния. Гамма-лучи, идущие в направлении пучка протонов, должны иметь немного увеличенную энергию из-за того, что они испускаются ядрами, не успевшими остановиться после захвата протона. Ширина  $\Gamma = 32$  кэв соответствует среднее время жизни состояния  $\bar{T} = 2 \cdot 10^{-20}$  сек. Захватив протон, ядра  $\text{C}^{13}$  двигаются со скоростью

$$V = \sqrt{\frac{m_0}{m_p} \frac{c}{A}} \sqrt{2 \frac{E_p}{m_0 c^2}} \cong 8 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$$

и до высвечивания пролетают всего  $1,6 \cdot 10^{-12}$  см; это расстояние гораздо меньше среднего расстояния между соседними атомами в твердом теле ( $\sim 10^{-8}$  см). Вследствие этого большинство возбужденных ядер высветится до первого столкновения. При этом допплеровское изменение энергии

$$\Delta E_{\text{доппл}} = h\nu \cdot \frac{V}{c} = 8,06 \cdot 10^6 \frac{8 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^{10}} = 21 \text{ кэв}$$

и, таким образом, с лихвой перекрывает  $\Delta$ . Если бы не большая ширина  $\Gamma$ , резонанс был бы практически исключен: полоса  $A$  рис. 8 оказалась бы правее полосы  $B$  на учетверенную ширину. Чтобы избежать этого, необходимо использовать  $\gamma$ -лучи, идущие под большими углами к пучку протонов. Гриффитс так и поступал. Сбоку от мишени помещался пропорциональный счетчик, наполненный  $N_2$ . Измерялась величина импульсов в этом счетчике. Помимо импульсов от комптон-электронов и пар наблюдался хорошо выраженный, в 30 раз превосходивший фон, максимум при энергии  $\sim 550$  кэв, который естественно было приписать реакции  $N^{14}(\gamma, p)C^{13}$ , «обратной» — по отношению к той, в которой возникли  $\gamma$ -лучи. Этот максимум не наблюдался, когда счетчик облучался другими  $\gamma$ -лучами ( $h\nu = 6; 12$  или  $17$  Мэв); этим был доказан резонансный характер возбуждения состояния  $8,06$  Мэв  $N^{14}$ . Успех опытов Гриффитса обусловлен высокой селективностью избранного им детектора, ибо сечение процесса весьма невелико. Можно ожидать, что направление, избранное Гриффитсом, будет использовано во многих работах. (См. аннотацию к работе<sup>71</sup> на стр. 40.)

Любопытно, что еще в 1943 г. Цубер<sup>4</sup> пытался найти резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей реакции  $B^{11}(p, \gamma)C^{12}$  ( $h\nu = 4,3; 11,8$  и  $16,6$  Мэв) в парафине (на ядрах  $C^{12}$ ). Однако избранный им метод обнаружения резонансного расстояния — измерения суммарного коэффициента поглощения рассеянных  $\gamma$ -лучей — был недостаточно чувствителен для решения поставленной задачи.

#### § 10. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНО РАССЕЯННЫХ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

Если поглощение кванта ядром сопровождается изменением орбитального момента ( $\Delta l \neq 0$ ), то возникающее возбужденное ядро будет ориентировано в пространстве по отношению к направлению падения  $\gamma$ -луча. Если испускание  $\gamma$ -кванта последует быстро вслед за поглощением, то излучение будет пространственно анизотропным. Если же возникшее возбужденное состояние живет долго, то внешние воздействия успеют дезориентировать ядро и после этого вторичное излучение уже будет изотропным.

Пусть  $A$  — угол между направлениями первичного и вторичного квантов. Корреляционная функция  $\sigma(\theta)$  для мгновенного излучения зависит только от спинов участвующих состояний; она может быть вычислена совершенно однозначно по правилам квантовой механики.

В 1940 г. Гамильтон<sup>48</sup> указал, что угловое распределение направлений двух последовательных квантов не зависит от того, испускаются ли оба кванта или первый поглощается, а второй испускается. Поэтому угловое распределение резонансно рассеянных квантов относительно первичных квантов должно быть таким же, как при последовательном испускании двух квантов между уровнями с такими же квантовыми характеристиками. Таким образом, можно использовать функции  $\sigma(\theta)$ , вычисленные для последовательного мгновенного излучения двух квантов; их можно найти в сводке<sup>49</sup>. Они зависят только от спинов трех состояний, связанных  $\gamma$ -переходами.

При резонансном рассеянии имеется обстоятельство, существенно упрощающее анализ: начальное и конечное состояния одинаковы. Если спин этого состояния известен, то  $\sigma(\theta)$  зависит только от одной величины — спина про-

межуточного состояния. Таким образом, изучение кривой  $\sigma(\theta)$  есть прямой способ определения этого спина.

Метцгеру<sup>28, 32, 42</sup> принадлежит пока единственная серия работ в этом направлении. Схема его опытов почти такая же, как в опытах Мальмфорса; она изображена на рис. 17. Источниками излучения служили препараты  $\text{Au}^{198}$  и  $\text{Tl}^{202}$ , нагретые до высокой температуры, и газообразные препараты  $\text{As}^{72}$  и  $\text{As}^{74}$ . Рассеивателями попеременно служили кольца из вещества, в котором должно происходить резонансное рассеяние, и вещества с соседним  $Z$ . Углы рассеяния можно было изменять от  $90^\circ$  до  $165^\circ$ ; при меньших углах слишком сильным было рэлеевское рассеяние, при больших значительно падала светосила установки. Однако и этого ограниченного интервала углов вполне достаточно для однозначного определения спина возбужденного состояния; при изучении короткоживущего  $\text{As}^{72}$  определение спина удалось произвести на основании измерения отношения  $\sigma(90^\circ)/\sigma(121^\circ)$ .

На рис. 23 изображены результаты измерений угловых распределений при рассеянии  $\gamma$ -лучей  $\text{Au}^{198}$  и  $\text{Tl}^{202}$ . Продукты распада этих ядер — четно-четные ядра, которые по общему эмпирическому правилу имеют в основном состоянии спин 0.

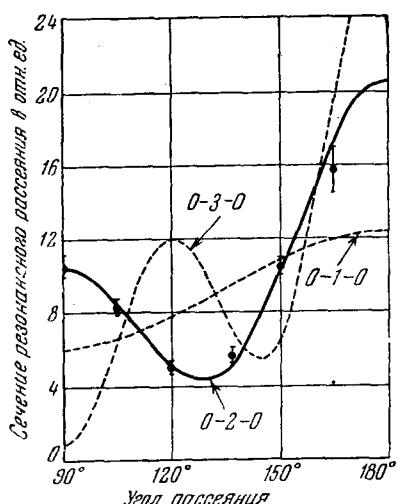


Рис. 23а. Угловое распределение  $\gamma$ -лучей  $\text{Au}^{198}$ , резонансно рассеянных в  $\text{Hg}^{198}$ . Сплошные кривые — теоретические при последовательности спинов, указанной около кривой.

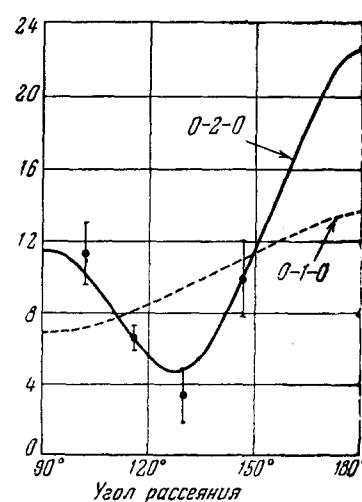


Рис. 23б. Угловое распределение  $\gamma$ -лучей  $\text{As}^{74}$ , резонансно рассеянных в  $\text{Ge}^{74}$ . Сплошные кривые — теоретические при последовательности спинов, указанной около кривой.

Поэтому теоретические кривые, необходимые для сопоставления, вычислены для последовательностей спинов 0—1—0, 0—2—0 и 0—3—0. Приведенные на рисунках теоретические кривые уже подготовлены для сравнения с опытом: в них уже учтен конечный интервал используемых в каждом опыте углов рассеяния.

Экспериментальные точки совершенно однозначно указывают на то, что в обоих случаях возникают состояния со спином 2. Такой же результат получен для состояний 835 кэВ  $\text{Ge}^{72}$  и 596 кэВ  $\text{Ge}^{74}$ <sup>51</sup>. Во всех этих случаях полученный результат не является новым: он был уже известен из измерений коэффициентов внутренней конверсии и угловых корреляций<sup>43, 50, 51</sup>, а также следовал из эмпирических закономерностей в энергии и спине возбужденных состояний четно-четных ядер<sup>52, 53, 54</sup>.

Следует отметить еще один вывод, вытекающий из рис. 22: угловое распределение не является более изотропным, чем должно быть для процес-

са 0—2—0. Это означает, что за время жизни состояний 411 кэв  $Hg^{198}$  (около  $2,2 \cdot 10^{-11}$  сек.<sup>23, 36</sup>) и 439 кэв  $Hg^{202}$  (около  $3,4 \cdot 10^{-11}$  сек.) внешние силы не изменяют ориентации ядра, возникшей при поглощении  $\gamma$ -кванта. Вопрос о том, как быстро теряют ядра свою ориентацию, изучен пока очень мало<sup>55, 56, 57</sup>; известны, однако, случаи, когда «корреляционная память» теряется относительно быстро и последующие излучения происходят независимо друг от друга<sup>58</sup>.

Изучение отступлений от теоретического углового распределения при резонансном рассеянии, так же как отступлений от угловой корреляции при  $\gamma - \gamma$ ,  $\beta - \gamma$ ,  $e^- - e^-$  и других подобных каскадах, является наиболее прямым методом исследования процесса «потери памяти».

### § 11. О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОМПТОН-ЭФФЕКТА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ

При комптоновском рассеянии монохроматических  $\gamma$ -лучей спектр излучения, рассеянного под определенным углом, состоит из относительно узкой линии. Подбирая энергию первичных квантов и угол рассеяния, можно получить линию любой энергии и, освещая ею рассеиватель, добиться резонансного рассеяния<sup>64</sup>. Ширина линии определяется в основном скоростью и связью электронов, на которых происходит комптон-эффект. При рассеянии  $\gamma$ -лучей с  $\hbar\nu = 1$  Мэв на легких элементах полуширина линии составляет  $\sim 1$  кэв<sup>59</sup>. В реальных опытах добавится ширина, связанная с конечностью интервала выделенных углов. Линия окажется, таким образом, значительно шире, чем линия поглощения, и это приведет к уменьшению  $\sigma$ . Другим препятствием является малая интенсивность двукратного рассеяния; она создает необходимость в специальных детекторах с малым фоном.

### § 12. О ПЕРСПЕКТИВАХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

Явление резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей интересно не только само по себе как процесс, происходящий с атомными ядрами. Оно дает в руки экспериментаторов мощное средство изучения различных свойств ядерных состояний. Мы остановимся вкратце на некоторых из этих возможностей.

а) Определение времени жизни быстро распадающихся возбужденных состояний ядер. Современная радиотехника позволяет в схемах  $\beta - \gamma$ - и  $\gamma - \gamma$ -совпадений измерять периоды полураспада до  $10^{-11}$  сек.<sup>60, 61</sup>; трудности нарастают очень быстро по мере приближения к этому пределу, и вряд ли удастся без изменения метода пройти значительно дальше, чем  $10^{-11}$  сек. Между тем многие ядерные состояния распадаются значительно быстрее: так, например, период  $2 \cdot 10^{-11}$  сек. имеет состояние 411 кэв  $Hg^{198}$ , а все состояния с большей энергией возбуждения должны жить, как правило, еще меньше. Резонансное рассеяние может оказать здесь непосредственную помощь: чем меньше время жизни, тем больше и сечение резонансного рассеяния.

В § 8 приводился пример измерения времени жизни  $Cu^{63}$   $T \sim 6 \cdot 10^{-13}$  сек.; вероятно, скоро будут измерены периоды полураспада и еще более коротковивущих состояний.

В этом отношении резонансное рассеяние имеет общие черты с кулоновским возбуждением ядер. Теоретическое описание кулоновского возбуждения сводится к замене переменного электрического поля частицы, пролетающей мимо ядра, эквивалентным непрерывным  $\gamma$ -спектром. Чем меньше  $T$  и больше  $\Gamma$  у уровня, тем легче он возбуждается.

Кулоновское возбуждение ядер играет очень большую роль при отыскании и изучении коллективных возбужденных состояний ядер. Эти состояния разряжаются в десятки и сотни раз быстрее, чем одночастичные при той же энергии; они имеют, следовательно, большую естественную ширину и поэтому легче возбуждаются кулоновским полем пролетающей частицы. Можно ожидать, что и резонансное рассеяние ядер будет значительно больше на коллективных уровнях, чем на одночастичных.

Работы по измерению периодов полураспада возбужденных состояний ядер начали проводиться широким фронтом после того, как была осознана важность измерений времени жизни возбужденных состояний для решения первоочередных задач ядерной физики.

Лет пять тому назад было общепринято мнение, что время жизни возбужденного состояния ядра определяется энергией возбуждения, каналами разрядки, спином и четностью начального и конечного состояния ядра в каждом из каналов. Казалось, что, имея только эти данные и усовершенствованные таблицы для их обработки, можно будет безошибочно вычислять времена жизни возбужденных состояний. Оказалось, что это не так. Выяснилось, что структура ядерных состояний, участвующих в разрядке, играет существенную роль. Заполнение ядерных оболочек играет при этом важнейшую роль и может изменять время жизни в сотни раз.

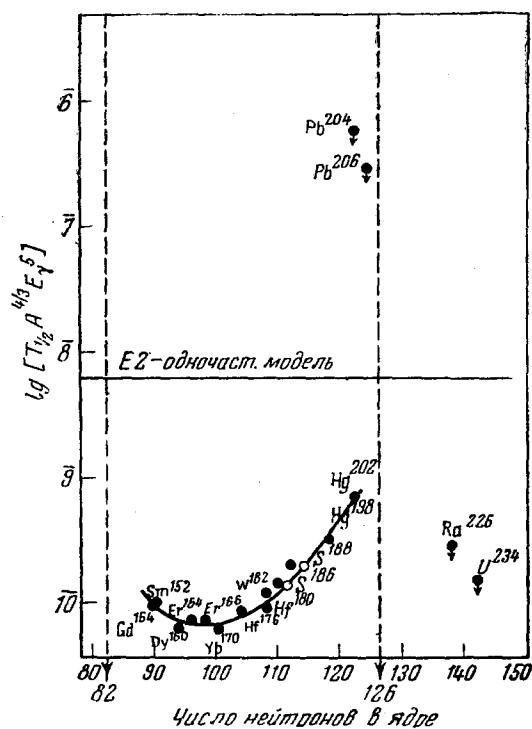
Для примера приведем данные, относящиеся к узкому классу ядерных переходов, собранные в работе Саньяра<sup>60</sup>. Рассматривается разрядка первого возбужденного состояния ядер с четными  $A$  и  $Z$  в области  $69 < Z < 92$ . Экспериментально установлено, что у таких ядер первое возбужденное состояние принадлежит к типу  $2^+$  (спин равен 2, волновая функция четная), а основное состояние — к типу  $0^+$ . Переход между этими состояниями всегда является электрическим квадрупольным; теория Вайсконфа<sup>62</sup>, не учитывая внутренней структуры состояния, приводит к следующей формуле для времени жизни таких состояний:

$$T = 4,3 \cdot 10^{-9} \cdot A^{-4/3} E^{-5} \text{ сек.}, \quad (18)$$

Рис. 24. Экспериментальные значения  $\lg (T_{1/2} A^{4/3} E^5)$  для первых возбужденных состояний четно-четных ядер; видны резкие отступления от предсказаний одночастичной модели ядра — горизонтальной прямой « $E2$  — одночастичной». Вдали от заполненных оболочек распад идет в 100 раз быстрее, чем по теории.

где  $A$  — массовое число ядра, в котором происходит распад,  $E$  — энергия распада в Мэв; вероятность конверсии мала и не учитывается.

Теория Вайсконфа является грубо приближенной, и численному коэффициенту в формуле (18) не следует придавать большого значения. Существенно, однако, что произведение  $T \cdot A^{4/3} \cdot E^5$  по этой теории должно быть одинаковым для всех излучателей рассматриваемого типа. На рис. 24 изображены значения этого произведения для ряда  $\gamma$ -излучателей в интервале



$A$  от 150 до 200 (только четно-четные ядра). Точки, относящиеся к  $Hg^{198}$  и  $Hg^{202}$ , основаны на измерениях резонансного рассеяния в работах<sup>27, 32</sup>; остальные точки основаны на материалах, собранных Саньяром. Вместо того чтобы лежать на одной горизонтальной прямой, как этого требует формула (18), точки располагаются на плавной кривой, которая указывает на то, что отступления от значения  $T$  по (18) доходят до сотни раз. Большие отступления наблюдаются также и у легких ядер. Так, например, найденные Метцгером периоды полураспада для состояний 835 кэв  $Ge^{72}$  и 596 кэв  $Ge^{74}$  в 11 и в 14 раз меньше вытекающих из формулы Вайскопфа (18).

Наиболее велики отступления в ядрах с сильно незаполненной нейтронной оболочкой; теория коллективных движений в ядрах указывает, что это — сильно деформированные ядра с большим квадрупольным моментом. Возбужденные состояния таких ядер распадаются особенно быстро.

Приведенные примеры наглядно показывают влияние структуры на время жизни возбужденного состояния ядра. Можно думать, что это влияние не ограничивается степенью заполненности оболочек. Более точное измерение времен жизни, вероятно, позволит узнать новые детали структуры ядер.

б) Определение последовательности испускания двух  $\gamma$ -квантов<sup>59</sup>. Рассмотрим хорошо известный распад  $Co^{60}$ : после испускания  $\beta$ -частиц с  $E_{\text{гр}} = 0,306$  Мэв возникает  $Ni^{60}$ , испускающий последовательно два кванта  $h\nu_1 = 1,33$  Мэв и  $h\nu_2 = 1,17$  Мэв. Пренебрегаем пока отдачей при  $\beta$ -распаде и тепловым движением атомов. Если испускание  $\gamma$ -квантов происходит в указанной последовательности в газообразном источнике достаточно малой плотности, то отдача при испускании первого кванта достаточна для компенсации  $\Delta$  при резонанском рассеянии второго кванта на ядре  $Ni^{60}$ : необходимо условие  $h\nu_1 > h\nu_2$ . Если испускание происходит в обратной последовательности, то отдача будет недостаточна и резонансного рассеяния второго кванта происходить не будет.

Аналогичные случаи встречаются при распаде других изотопов. Анализу могут быть подвергнуты и схемы с большим числом последовательных превращений.

в) Измерение энергии превращения при электронном захвате. Допустим, что испускание кванта  $h\nu$  происходит после захвата электрона и испускания нейтрино с энергией  $E$ . Если  $E < h\nu$ , то энергия отдачи при испускании нейтрино будет недостаточна для компенсации  $\Delta$  и резонансного рассеяния происходить практически не будет. Если  $E > h\nu$ , то рассеяние возможно.

Ширина микроспектра  $\gamma$ -лучей, следующих после  $K$ -захвата, прямо пропорциональна энергии распада; так как площадь, ограниченная микроспектром, равна 1, то ордината его, а следовательно, и  $\sigma$  обратно пропорциональны энергии распада<sup>32</sup> (если только линии поглощения не находятся у самой границы микроспектра; в этом случае зависимость более сложная).

г) Изучение законов торможения медленных атомов в газах, в твердых и жидкких телах. Величина  $\bar{\sigma}$  очень чувствительна по отношению к закону торможения. Даже в газах  $\bar{\sigma}$  должна падать при повышении давления. Так, например, при газообразном источнике  $As_4^{74}$  величина  $\bar{\sigma}$  падает, когда давление становится равным атмосферному<sup>42</sup>. О торможении в твердых и жидкких телах практически ничего неизвестно.

д) Изучение процесса дезориентации ядер при движении через вещество. Угловое распределение резонансно рассеянного излучения, определяемое квантовой механикой, должно наблюдаться только в случае, если ядра до высвечивания не дезориентируются. По мере того как

они сталкиваются с другими атомами, угловое распределение должно постепенно становиться изотропным.

е) Изучение поведения молекул при  $\beta$ -превращении одного из атомов, входящих в молекулу. При  $\beta$ -превращении 1) изменяется заряд ядра, 2) возникает отдача. Приведут ли эти причины к полному или частичному развалу молекулы, переведут ли ее в ион, возникнут ли при этом вращательные и колебательные возбужденные состояния — на все эти вопросы в настоящее время можно получить только ориентировочные ответы. Резонансное рассеяние весьма чувствительно к той скорости, которую получает атом в результате всех процессов; поэтому оно может быть использовано для их изучения.

### § 13. НЕУПРУГОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

Во всех предыдущих параграфах мы рассматривали случай, когда вслед за возбуждением ядра  $\gamma$ -квант уносил почти всю энергию возбуждения  $(E^* - \frac{\Delta}{2})$ , а ядро оставалось в невозбужденном состоянии. Этот процесс

иногда называют упругим резонансным рассеянием.

Если возбуждается первый ядерный уровень, то другого рассеяния и не может быть. Но если возбуждается второй или более высокие уровни ядра, то при высвечивании могут возникнуть каскады и появиться  $\gamma$ -кванты значительно меньшей энергии (рис. 25), оставляющие ядро в возбужденном состоянии.

Такой процесс иногда называют неупрочим резонансным рассеянием  $\gamma$ -лучей.

Процесс рассеяния можно рассматривать в две стадии: сначала происходит резонансное возбуждение состояния  $E_2^*$ , а затем высвечивание упруго рассеянных квантов  $\gamma_1$ .

Рис. 25. Возникновение неупрочного резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей.

Квантов  $\gamma_2$ . Последнее происходит, разумеется, в конкуренции с высвечиванием

Формула для сечения может быть написана по аналогии с (7):

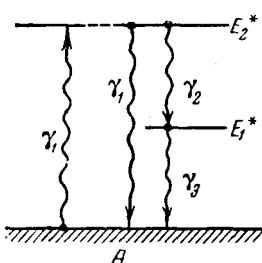
$$\sigma_{\text{неупр. расс}} = \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma_{\gamma_1} \Gamma_{\gamma_2}}{(E^* - E)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2},$$

где  $\Gamma_{\gamma_1}$ ,  $\Gamma_{\gamma_2}$  — радиационные ширины каналов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  уровня  $E_2^*$ , а  $\Gamma = \Gamma_{\gamma_1} + \Gamma_{\gamma_2} + \Gamma_{\text{др}}$ , где  $\Gamma_{\text{др}}$  — означает ширину, соответствующую всем другим нерадиационным видам разрядки уровня  $E_2$ .

Угловое рассеяние неупрочного рассеянных квантов по отношению к первичным должно описываться обычными формулами Гамильтона<sup>48</sup> и др.<sup>49, 64</sup>; оно однозначно определяется спинами трех участвующих состояний (если нет дезориентации ядра за время высвечивания состояния).

Предусмотреть соотношение между упругим и неупрочим резонансными рассеяниями, выражющееся отношением  $\frac{\Gamma_{\gamma_1}}{\Gamma_{\gamma_2}}$ , в общем виде нельзя, так как это отношение, во-первых, зависит от спинов и четностей всех трех участвующих состояний, а во-вторых, может зависеть от неизвестных пока структурных факторов, влияющих на вероятность испускания  $\gamma$ -лучей.

Экспериментальные исследования неупрочного резонансного рассеяния весьма затруднительны. К общим трудностям, связанным с наблюдением



относительно слабого ядерного рассеяния на фоне сильного рассеяния электронами, добавляется специфическая:  $\gamma$ -лучи  $\gamma_2$  имеют меньшую энергию, чем  $\gamma_1$  и, следовательно, их необходимо отделять от сильного фона  $\gamma$ -квантов, возникающих при комптон-эффекте. Поэтому работ, в которых изучалось бы само явление, почти совсем нет. Явление неупругого рассеяния удается относительно легко наблюдать по  $\gamma$ -лучам  $\gamma_3$  в тех случаях, когда время жизни уровня  $E_1^*$  настолько велико, что можно успеть выключить поток первичных квантов. Именно это и происходит при возбуждении  $\gamma$ -лучами изомерных состояний, например, в описанных выше опытах Понтекорво и Лазара<sup>14</sup> и др.<sup>15, 16, 17, 18</sup>, в которых  $\gamma$ -лучами возбуждалось изомерное состояние  $In^{115}$ . К настоящему времени найдено еще 10 случаев возбуждения изомерии  $\gamma$ -лучами:

$Se^{77}$ ,  $Kr^{83}$ ,  $Sr^{87}$ ,  $Rh^{103}$ ,  $Ag^{107}$ ,  $Ag^{109}$ ,  $In^{113}$ ,  $Lu^{176}$ ,  $Au^{197}$ ,  $Hg^{199}$ .

Однако использовать изомерные состояния для исследования самого процесса неупругого рассеяния затруднительно, так как не изучены те каскадные  $\gamma$ -переходы, которые приводят к образованию изомерного состояния. Относительные вероятности каскадных переходов зависят от спинов, четностей и, может быть, других характеристик всех участвующих состояний, а так как в образовании изомеров обычно участвуют многие состояния с большой энергией возбуждения («активационные уровни»), то расчет каскадов на нынешнем этапе неосуществим.

#### § 14. РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ

Допустим, что ядро освещается монохроматическими  $\gamma$ -лучами постепенно увеличивающейся энергией. Сначала будут последовательно резонансно возбуждаться нижние уровни ядра. Как известно, большинство  $\gamma$ -переходов между нижними уровнями ядер является квадрупольными или октупольными; дипольные переходы встречаются редко. Сечение резонансного рассеяния пропорционально  $\Gamma^2$ ; эта величина гораздо больше для дипольных переходов, чем для квадрупольных и октупольных. Поэтому, когда будет достигнут первый дипольный уровень (уровень, с которого происходит хоть один дипольный переход), резонансное рассеяние станет большим. Особенно большим оно будет, если дипольный переход связывает этот уровень с основным: здесь будет происходить дипольное поглощение и дипольное испускание.

До сих пор нет опытов, в которых это явление было бы четко продемонстрировано. Причин несколько: дипольные уровни лежат высоко — обычно выше 10 Мэв; в этой области нет источников монохроматического излучения; при столь больших энергиях, превышающих пороги вырывания нуклонов, уровни начинают расширяться и перекрываться.

При дальнейшем увеличении энергии  $\gamma$ -квантов картина рассеяния должна усложняться наложением эффектов от разных уровней.

Однако вскоре, при  $h\nu = 12 - 18$  Мэв, мы вступаем в область «гигантского резонанса». В этой области в ядре под действием  $\gamma$ -кванта возбуждаются коллективные дипольные колебания: протоны синхронно колеблются относительно нейтронов. Коллективный характер гигантского резонанса виден из того, что у ядер, близких по массе, но далеких по структуре, он случается приблизительно в одной области энергии и всегда имеет ширину 4 — 6 Мэв.

Каков бы ни был его механизм, гигантский резонанс в возбуждении ядер существует, и следует ожидать, что он проявится во всех процессах разрядки возникающих состояний, в том числе в сильном резонансном рассеянии  $\gamma$ -лучей, как упругом, так и неупругом.

Среди работ, посвященных поискам этого рассеяния<sup>64, 65, 66</sup>, заслуживает особого внимания работа Стирнс<sup>64</sup>.

Стирнс наблюдала рассеяние  $\gamma$ -лучей ( $h\nu = 14,8$  и  $17,6$  Мэв,  $\gamma$ -лучи  $\text{Li} + p$ ) на ряде элементов — Cu, Sn, Pb, Bi. Схема ее установки изображена на рис. 26.  $\gamma$ -лучи, рассеянные на  $116^\circ \pm 17^\circ$ , детектировались большим кристаллом  $\text{NaJ}(\text{TI})$ , защищенным кольцом от гейгеровских счетчиков  $C$ , включенных в схему антисовпадений. Латунный экран  $\Pi$  перед счетчиками уменьшал нагрузку от мягких  $\gamma$ -лучей. Регистрировались только те импульсы, которые соответствовали поглощению в кристалле более 12,9 Мэв (этот порог мог смещаться).

Стирнс обнаружила, что дифференциальное сечение  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{116}$

1) изменяется пропорционально  $Z^{(2,5 \pm 0,5)}$ , если счетчик сильно заперт ( $90\% h\nu > 14,4$  Мэв), и пропорционально  $Z^{(2,9 \pm 0,3)}$ , если счетчик заперт менее сильно ( $90\% h\nu > 12,3$  Мэв);

2) по абсолютной величине составляет 0,066 мб/стэр для Cu и 1,2 мб/стэр для Pb.

По условиям опытов Стирнс измеряла сумму упругого и неупругого рассеяния: в том числе неупругого с потерей энергии не более 3,2 Мэв, если счетчик заперт сильно, и не более 5,3 Мэв, если он заперт менее сильно.

Таким образом, при менее запертом счетчике попадает больше неупругого рассеянных лучей, и это повышает степень  $Z$ . Поэтому обнаруженная Стирнс разная зависимость от  $Z$  указывает на значительную роль неупругого рассеяния при  $h\nu = 17,6$  Мэв.

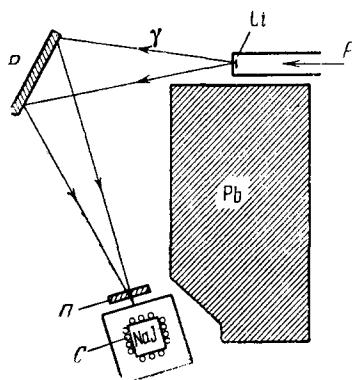
Если считать, что при сильно закрытом счетчике регистрируется только упругое рассеяние, то, приняв<sup>68</sup> для него угловое распределение типа  $P(\varphi) \sim \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \varphi)$ , можно определить полное сечение упругого резонансного рассеяния. По данным Стирнс получается:

Cu	Sn	Pb
$\sigma = 0,62$	2,8	7,4 мб

Для того чтобы оценить эти числа, мы представим себе, что гигантский резонанс — это просто широкий уровень. Сделаем расчет для меди. Приняв для  $E^*$  и  $\Gamma$  экспериментальные характеристики гигантского резонанса ( $E^* = 17,5$  Мэв,  $\Gamma = 6,0$  Мэв), а для  $\sigma_{\text{рез.расс}}$  значение, полученное Стирнс, находим для меди по формуле (7) ( $\text{множитель } \frac{2I^* + 1}{2I_0 + 1}$  опускаем):

$$\frac{\Gamma_1}{\Gamma} = 8 \cdot 10^{-3},$$

откуда  $\Gamma_\gamma = 48$  кэв (основная ширина «уровня» — частичная, т. е. нейтронная и протонная). Это значение не находится в противоречии с общепринятыми предположениями относительно радиационной ширины дипольных переходов. Из формулы Вайскопфа  $T = 6 \cdot 10^{-15} A^{-2/3} E^{-3}$  сек. следует для нашего



случая  $\Gamma_\gamma = 90$  кэв, т. е. близкая величина. Приблизительно такое же согласие получается и для Sn и Pb. Мы можем подойти к оценке  $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma}$  иначе.

Подсчитывая интегральное сечение резонансного сечения  $\Sigma \cong \frac{\pi}{2} \times$  высоту  $\times$  полуширину (§ 5), мы получаем для меди около 6 мб Мэв, что примерно в 120 раз меньше наблюдаемого на опыте интегрального сечения для реакции ( $\gamma, n$ ) на той же меди. Это дает

$$\Gamma_\gamma / \Gamma = \frac{1}{120} \cong 8 \cdot 10^{-3}.$$

Так как  $\Gamma_n \sim \Gamma$ , то для  $\Gamma_\gamma$  получается прежнее значение. Таким образом, внутренних противоречий при описании гигантского резонанса как резонанса, вызванного очень широким, одиночным дипольным уровнем, не возникает.

Напрашивается вопрос: не может ли широкий гигантский резонанс в области 12 — 18 Мэв вызвать дополнительное резонансное рассеяние «на хвосте», в области малых энергий?

Мы не можем непосредственно подсчитать это рассеяние по (7), так как эта формула применима только вблизи резонанса. Левингер<sup>68</sup> проделал вычисления по более точным формулам и пришел к выводу, что сечение такого резонансного рассеяния описывается формулой

$$\sigma \sim \frac{8\pi}{3} \sigma_0 \left( \frac{m_0}{M} \right)^2 Z^4 \left( \frac{h\nu}{E^*} \right)^4.$$

( $E$  — энергия гигантского резонанса).

Все множители, кроме последнего, — это сечение томсоновского рассеяния на ядре, составляющего для меди  $\sim 3,4 \cdot 10^{-29}$  см<sup>2</sup>/ядро. Последний множитель значительно меньше 1, и следовательно, резонансное рассеяние «на хвосте» еще меньше; правда, оно когерентно с томсоновским и поэтому должны складываться амплитуды, а не интенсивности. Это несколько повышает его роль, но все же оно остается пока за пределами возможностей наблюдения.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Вуд, Физическая оптика, гл. XVIII, ОНТИ (1936).
2. W. Kuhn, Phil. Mag. 8, 625 (1929).
3. L. Meitner, H. Hupfeld, Z. f. Phys. 67, 147 (1930).
4. K. Zuberg, Helv. Phys. Acta 16, 407 и 429 (1943).
5. E. Pollard, D. Alburger, Phys. Rev. 74, 926 (1948).
6. В. Фок, Н. Крылов, ЖЭТФ 17, 93 (1947).
7. Л. Мандельштам, И. Тамм, ИАН, серия физ. 9, 122 (1945).
8. K. Alder, A. Winther, Phys. Rev. 96, 237 (1954).
9. W. Fowler, C. Lauritsen, T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 20, 236 (1948).
10. Г. Бете, Физика ядра, II, (1948), стр. 308.
11. Л. Слив, Докторская диссертация, ЛФТИ (1955).
12. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, 1940, стр. 161.
13. J. Jackson, Canad. J. of Phys. 33, 575 (1955).
14. B. Pontecorvo, A. Lazard, C. R. 208, 99 (1939).
15. G. Collins, C. Waldman, B. Stubblefield, E. Goldhaber, Phys. Rev. 55, 507 (1939).
16. М. Корсунский, Ф. Ланге, В. Шпинель, ДАН 26, 144 (1940).
17. М. Корсунский, А. Вальтер, А. Иванов, С. Цыпкин, В. Ганенко, ЖЭТФ 12, 1 (1942).
18. J. Burkhardt, E. Winhold, T. Dugree, Phys. Rev. 100, 199 (1955).
19. E. Titterton, T. Brinkley, Proc. Phys. Soc. 66, 194 (1953).
20. W. Stephens, A. Mann, B. Patton, E. Winhold, Phys. Rev. 98, 839 (1955).
21. B. Spicer, Phys. Rev. 99, 33 (1955).
22. И. Барит, М. Подгорецкий, ДАН 54, 591 (1946).
23. K. Malmfors, Ark. f. Fys. 6, 49 (1952).
24. L. Semons, Phys. Rev. 86, 570 (1952).

25. Статья Мальмфорса в книге, изданной К. Зигбаном, «Beta and Gamma-ray Spectroscopy», Amsterdam, 1955, стр. 526.
26. F. Metzger, W. Todd, Phys. Rev. 95, 853 (1954).
27. F. Metzger, Phys. Rev. 97, 1258 (1955).
28. P. Moon, W. Davey, Proc. Phys. Soc. 66, 956 (1953).
29. R. Graham, R. Bell, Phys. Rev. 84, 380 (1951).
30. Доклад Метцгера на конференции в Глазго. Цитируется по <sup>25</sup> и <sup>42</sup> (Pergamon Press, London, 1955).
31. F. Metzger, W. Todd, Phys. Rev. 94, 794 (1954).
32. F. Metzger, Phys. Rev. 98, 200 (1955).
33. R. Bell, R. Graham, Petch, Canad. J. Phys. 30, 35 (1952).
34. P. Moon, Proc. Phys. Soc. 63, 1189 (1950).
35. P. Moon, Proc. Phys. Soc. 64, 76 (1951).
36. P. Moon, A. Storriste, Proc. Phys. Soc. 66, 585 (1953).
37. F. Pollard, D. Albürger, Phys. Rev. 74, 926 (1948).
38. F. Metzger, Phys. Rev. 83, 842 (1951).
39. F. Metzger, W. Todd, Phys. Rev. 91, 1286 (1953).
40. K. Ilakova, P. Moon, Phys. Rev. 93, 254 (1954).
41. K. Ilakova, Proc. Phys. Soc. A 67, 601 (1954).
42. F. Metzger, Phys. Rev. 101, 286 (1956).
43. H. Heydenburg, G. Temmer, Phys. Rev. 99, 617 (1955).
44. G. Griffiths, Canad. J. of Phys. 34, 339 (1956).
45. J. Seagrave, Phys. Rev. 85, 197 (1952).
46. A. Clegg, D. Wilkinson, Phil. Mag. 44, 1269 (1953).
47. H. Woodbury, R. Day, A. Tollesstrup, Phys. Rev. 92, 1199 (1953).
48. D. Hamilton, Phys. Rev. 58, 122 (1940).
49. J. Lloyd, Phys. Rev. 83, 716 (1951).
50. I. Bergström, R. Hill, G. De Pasquale, Phys. Rev. 92, 918 (1953).
51. Б. Джелепов, Н. Жуковский, В. Приходцева, Ю. Хольнов, ИАН, серия физич. 19, 271 (1955).
52. M. Goldhaber, A. Sunyaev, Phys. Rev. 83, 906 (1951).
53. P. Preiswerk, P. Stähelin, Helv. Phys. Acta 24, 623 (1952).
54. G. Schäffl-Goldhaber, Phys. Rev. 90, 587 (1956).
55. H. Frauenfeld — статья в книге «Beta and Gamma-ray Spectroscopy», Amsterdam, 1955.
56. R. Steffen, Advanc. Phys. 49, 294 (1955).
57. A. Abragam, R. Pound, Phys. Rev. 92, 943 (1953).
58. E. Breitenberger, Proc. Phys. Soc. A 69, 566 (1956).
59. A. Cormack, Phys. Rev. 96, 716 (1954).
60. A. Sunyaev, Phys. Rev. 98, 653 (1955).
61. Z. Bay, V. Henry, F. Mc Lernon, Phys. Rev. 97, 561 (1955).
62. V. Weisskopf, Phys. Rev. 83, 1073 (1951).
63. Таблицы в <sup>25</sup>.
64. M. Stearns, Phys. Rev. 87, 706 (1952).
65. E. Gaerttner, M. Yeater, Phys. Rev. 76, 363 (1949).
66. R. Dressel, M. Goldhaber, A. Hanson, Phys. Rev. 77, 754 (1950).
67. J. Levinger, Phys. Rev. 84, 523 (1951).
68. F. Metzger, Phys. Rev. 103, 983 (1956).
69. Н. Делягин, В. Шпинель, Тезисы докладов VII совещания по ядерной спектроскопии, Изд. АН СССР, 1957, стр. 42.
70. Н. Бургов, Ю. Терехов, Там же, стр. 41.
71. C. Swann, F. Metzger, Physica XXII, 1138 (1956). Были использованы  $\gamma$ -лучи  $O^{16*}$ , возникающего в реакции  $F^{19}(p, \alpha) O^{16*}$ , для резонансного рассеяния на ядрах  $O^{16}$  (на обычной воде). Опыты, сделанные по методу резонансного рассеяния (см. в статье об опытах с  $CoCl_2$ ), показали, что среднее время жизни состояний 6,9 и 7,1 Мэв  $O^{16}$  лежит в пределах  $2 \cdot 10^{-15} — 2 \cdot 10^{-14}$  сек.