

долгоживущий  $\text{Po}^{210}$  имеет  $T=140$  дней и дает  $\alpha$ -частицы с энергией  $E=5,296$  Мэв. Для распадающегося быстрее всех  $\text{Po}^{212}$  имеем соответственно  $T=3 \cdot 10^{-7}$  сек и наибольшую энергию  $\alpha$ -частиц  $E=8,776$  Мэв.

Туннельный эффект существует не только при  $\alpha$ -распаде. Он обеспечивает возможность захвата протонов сравнительно малых энергий ядрами атомов при термоядерных реакциях, происходящих на звездах и являющихся источниками энергии звезд (см. § 69).

### § 60. $\gamma$ -лучи и их взаимодействие с веществом

$\alpha$ -частица, находящаяся в потенциальной яме внутри ядра\*), движется по законам волновой механики. Ее полная энергия внутри ядра может принимать лишь некоторые вполне определенные дискретные значения  $E_0 < E_1 < E_2 < E_3 < \dots$ . Наинизший энергетический уровень  $E_0$  называется нормальным, а более высокие  $E_i$  — возбужденными. Для перехода ядра из нормального состояния в возбужденное ему надо сообщить порцию энергии  $E_i - E_0$ . В свою очередь возбужденное ядро будет, как правило, переходить в нормальное состояние с испусканием кванта  $\gamma$ -лучей с энергией

$$h\nu_i = E_i - E_0. \quad (60.1)$$

Если в результате  $\alpha$ -распада ядра  $X_Z^A$  дочернее ядро  $Y_{Z-2}^{A-4}$  окажется в нормальном состоянии  $E_0$ , то испускание  $\gamma$ -лучей происходить не будет. Если же дочернее ядро останется в одном из возбужденных состояний  $E_i$ , то  $\alpha$ -распад будет сопровождаться последующим (спустя обычно  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  сек) излучением  $\gamma$ -кванта (60.1) или даже нескольких последовательных квантов с энергиями:

$$h\nu_{ik} = E_i - E_k, \quad h\nu_{kl} = E_k - E_l, \quad \dots, \quad h\nu_{n0} = E_n - E_0.$$

Энергия  $\alpha$ -частицы, выбрасываемой из ядра  $X$  при его распаде, будет наибольшей  $\varepsilon_{\alpha,0}$ , если образовавшееся дочернее ядро  $Y$  оказалось на наинизшем энергетическом уровне  $E_0$ . Если ядро  $Y$  оказалось на уровне  $E_i$ , то энергия вылетевшей  $\alpha$ -частицы будет меньше на величину  $E_i - E_0$ :

$$\varepsilon_{\alpha,i} = \varepsilon_{\alpha,0} - (E_i - E_0), \quad (60.2)$$

и соответственно меньшие пробеги  $R_i$  в веществе. Если ядро  $Y$  в свою очередь подвержено  $\alpha$ -распаду, то может оказаться, что оно будет распадаться непосредственно из возбужденного состояния  $E_i$ , не переходя предварительно в нормальное состояние  $E_0$ . В этом случае ядро  $Y$  испускать  $\gamma$ -кванта не будет, а избыток энергии

\*) Подобно электрону, заключенному в ящик, — см. § 48. Конечно, выделение  $\alpha$ -частицы в ядре как обособленного образования есть лишь грубое приближение.

возбуждения унесет с собой испускаемая им α-частица. α-частицы с такими повышенными энергиями,

$$\epsilon'_{\alpha, i} = \epsilon_{\alpha, 0} + (E_i - E_0), \quad (60.3)$$

обладают соответственно большими  $R'_i$  и носят название длиннопробежных частиц. Как правило, длиннопробежные α-частицы испускаются, если ядро Y короткоживущее, так что испускание γ-кванта иногда не успевает произойти до α-распада.

Детальное изучение энергетических спектров α-частиц и γ-квантов позволило расшифровать структуру энергетических уровней ядер, так же как в свое время изучение атомарных и молекулярных спектров позволило расшифровать энергетические уровни атомов и молекул. Следует при этом отметить, что, поскольку ядра представляют собой сложные системы, состоящие из многих частиц (см. следующую главу), то их энергетические уровни определяются возможными типами совместных движений всех составных частей ядра, а не только могущих вылетать из него α-частиц.

Возбуждение ядер возможно в результате не только α-, но и β-распада. Испускаемые при радиоактивном распаде γ-лучи имеют энергию кванта  $h\nu$ , как правило, не ниже 0,1 Мэв и представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны  $\lambda = \frac{c}{\nu} < 0,1 \text{ \AA}$ . Закономерности их распространения в веществе имеют много общего с закономерностями поглощения и рассеяния более длинноволновых рентгеновских лучей и даже видимого света.

При прохождении узкого параллельного пучка γ-лучей через вещество их интенсивность  $I$  непрерывно падает за счет поглощения и рассеяния. Уменьшение интенсивности  $-dI$  при прохождении слоя вещества пропорционально толщине слоя  $dx$  и интенсивности падающего пучка, т. е.,

$$-dI = \mu I dx, \quad (60.4)$$

где коэффициент пропорциональности  $\mu$  зависит от природы поглощающего и рассеивающего вещества и энергии падающих квантов. Интегрируя уравнение (60.4), получаем зависимость интенсивности прошедшего пучка от толщины слоя поглотителя:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}. \quad (60.5)$$

Величина  $\mu$  носит название линейного коэффициента поглощения или ослабления излучения и измеряется в  $\text{м}^{-1}$ . Интенсивность пучка  $I$  падает в два раза по сравнению с первоначальной  $I_0$  на расстоянии  $x_{0,5}$ , равном

$$x_{0,5} = \frac{1 \ln 2}{\mu \ln e} = \frac{0,693}{\mu}. \quad (60.6)$$

Поэтому величина  $x_{0,5}$  носит название слоя половинного ослабления  $\gamma$ -лучей данным веществом. Так, для широко применяемого в настоящее время в технике и медицине  $\gamma$ -излучения радиоактивного изотопа кобальта  $\text{Co}^{60}$  с энергией кванта  $\sim 1,25 \text{ Мэв}$  для уменьшения интенсивности вдвое необходима толщина защитного экрана из свинца  $x_{0,5\text{Pb}} \cong 8 \text{ мм}$ , а из железа примерно в два раза ббльшая. Экран с толщиной в 10 раз большей дает ослабление в  $2^{10} \cong 10^3$  раз. При необходимости ослабления интенсивности пучка в заданное число  $\eta = \frac{I_0}{I}$  раз можно найти необходимую толщину защитного экрана  $x$ , состоящего из материала с известным коэффициентом поглощения  $\mu$ . Из (60.5) имеем:

$$x = \frac{1}{\mu} \ln \frac{I_0}{I} = \frac{1}{\mu} \ln \eta. \quad (60.7)$$

Для неоднородных или слоистых материалов практически целесообразно измерять толщину каждого поглотителя в единицах количества вещества, приходящегося на единицу площади во всей толще экрана —  $\rho x$  ( $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \cdot \text{м} = \text{кг}/\text{м}^2$ ). При этом формулу (60.5) можно преобразовать к виду

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho x} = I_0 e^{-\mu' \rho x} \quad (60.8)$$

и ввести массовый коэффициент ослабления

$$\mu' = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{м}^2/\text{кг}). \quad (60.9)$$

В однородном веществе коэффициент ослабления  $\gamma$ -лучей должен быть пропорционален числу встречаемых атомов на единице длины пути пучка. Обозначив через  $n$  число атомов вещества в единице объема, перепишем (60.4) в виде

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx = \frac{\mu}{n} n dx = \sigma n dx. \quad (60.10)$$

Величина

$$\sigma = \frac{\mu}{n} \quad (60.11)$$

имеет размерность площади ( $\frac{1/\text{м}}{1/\text{м}^3} = \text{м}^2$ ) и носит название эффективного сечения суммарного поглощения  $\gamma$ -лучей. Уравнение (60.10) можно формально трактовать следующим образом. Представим себе цилиндрический слой вещества толщиной  $dx$  и площадью поперечного сечения  $S$ , пронизываемый перпендикулярным потоком  $\gamma$ -лучей. Каждый атом представим себе в виде мишени с площадью поперечного сечения  $\sigma$  и будем считать, что поглощение  $\gamma$ -квантов происходит при попадании в одну из таких мишеней

(рис. 3.11). Тогда вероятность поглощения или относительная доля поглощенных квантов  $-\frac{dI}{I}$  равна отношению суммарной площади всех встречных мишеней  $\sigma n S dx$  к площади поперечного сечения слоя  $S$ , т. е.

$$-\frac{dI}{I} = \frac{\sigma n S dx}{S} = \sigma n dx,$$

в соответствии с уравнением (60.10).

Схема, по которой произведен расчет, аналогична схеме расчета длины свободного пробега и числа взаимных столкновений газовых молекул (т. I, § 25).

Для молекул  $\sigma = \pi d^2$ , где  $d$  — диаметр молекулы, т. е. расстояние между центрами соседних молекул, на котором начинается крутое возрастание сил взаимного отталкивания, и описать их столкновение в первом приближении можно как упругое столкновение двух частиц определенных объемов и сечений.

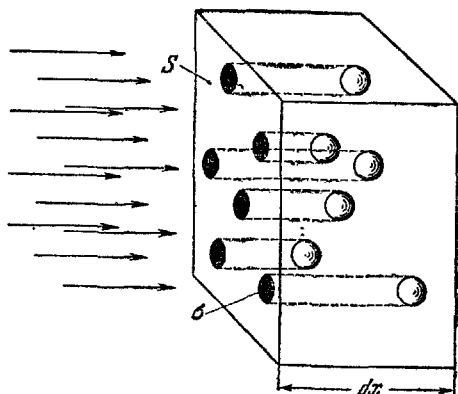


Рис. 3.11

Взаимодействие электромагнитного поля γ-фотона со сложной системой заряженных частиц, входящих в состав молекулы, конечно, невозможно описать в терминах механического столкновения двух твердых тел. Поэтому величина  $\sigma$  не имеет никакого отношения к геометрическим сечениям молекул, атомов или их ядер. Она характеризует вероятность рассматриваемого взаимодействия (поглощения, рассеяния и т. д.), как если бы процесс состоял из соударений летящих точечных корпускул с преградами — шариками поперечного сечения  $\sigma$ .

Насколько существенно отличие  $\sigma$  от геометрического сечения частиц-мишеней, видно из такого примера. При прохождении быстрых заряженных частиц через вещество имеется определенная вероятность ионизации встречных атомов и можно ввести понятие эффективного сечения ионизации в таком представлении, как в формуле (60.10). Однако величина последнего может на несколько порядков отличаться от эффективного сечения поглощения γ-лучей теми же самыми атомами.

Аналогично столкновениям молекул можно еще в рассматриваемом нами случае ввести среднюю длину пробега фотона в

веществе:

$$l = \frac{1}{\sigma n} = \frac{1}{\mu}. \quad (60.12)$$

Рассмотрим теперь, от чего зависят введенные нами характеристики поглощения  $\gamma$ -лучей  $\mu$  и  $\sigma$ . Как и для других видов электромагнитного излучения (см. гл. VII настоящего тома), коэффициент поглощения  $\mu$  складывается из коэффициента истинного поглощения  $\mu_{\text{ф}}$ , соответствующего полному переходу энергии квантов в другие формы энергии, и коэффициента рассеяния  $\mu_{\text{к}}$ , характеризующего долю квантов, изменивших свое направление и частоту вследствие столкновений с электронами атомов и рассеянных в стороны:

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}}. \quad (60.13)$$

При полном поглощении  $\gamma$ -кванта атомом из внутренней оболочки последнего вырывается электрон, уносящий с собой всю поглощенную энергию. Этот процесс является частным случаем фотоэлектрического эффекта на отдельных атомах. Вероятность фотоэлектрического эффекта зависит от соотношения между частотой падающего излучения и резонансными частотами атомов. Эти частоты для внутренних электронов отвечают области рентгеновских лучей с энергией фотона в интервале от 0,001 до 0,1 Мэв и возрастают пропорционально квадрату заряда ядра (см. закон Мозли в § 52). Расчет показывает, что для более жестких  $\gamma$ -лучей ( $h\nu > 0,1$  Мэв) величина  $\mu_{\text{ф}}$  оказывается пропорциональной  $Z^4$  и очень резко падает с ростом энергии фотона.

В области энергий падающих  $\gamma$ -квантов примерно от 0,5 до 2 Мэв вероятность фотоэлектрического эффекта становится очень малой. Действительно, фотоэлектрический эффект может иметь место лишь для связанных электронов. Свободный электрон не может поглотить фотон — при этом не могут быть удовлетворены одновременно законы сохранения энергии и импульса. Как это следует из § 37, взаимодействие  $\gamma$ -кванта со свободным электроном может привести лишь к рассеянию, т. е. эффекту Комптона. По мере роста энергии фотона все большая часть электронов может рассматриваться по отношению к этим фотонам как свободная (когда  $h\nu$  значительно больше энергии связи электрона). И хотя вероятность рассеяния фотонов на свободных электронах с ростом энергии фотонов также падает, но в указанном диапазоне энергий основную роль играет уже не фотоэлектрический эффект, а эффект Комптона. Практически можно считать, что при этих  $h\nu$  в комптоновском рассеянии принимают участие все электроны атома, следовательно, эффективное сечение рассеяния должно быть пропорционально их числу, т. е.  $Z$ :

$$\mu_{\text{к}} \sim nZ.$$

С другой стороны, плотность вещества пропорциональна числу атомов в единице объема и атомному весу:

$$\rho \sim nA.$$

Отсюда массовый коэффициент рассеяния

$$\mu'_k = \frac{\mu_k}{\rho} \sim \frac{Z}{A}. \quad (60.14)$$

Из таблицы Менделеева видно, что для легких и средних элементов величина  $\frac{Z}{A}$  очень медленно убывает с ростом  $A$ , оставаясь все время близкой к 0,5. И действительно, в области средних энергий γ-лучей, где преимущественную роль играет комптоновское рассеяние, массовые коэффициенты поглощения  $\mu'$  начальных и средних элементов близки друг к другу. С ростом энергии фотонов  $\mu'_k$  медленно убывает в силу отмеченного уже уменьшения вероятности рассеяния на каждом из участвующих в рассеянии электронов. В твердых телах и жидкостях средняя длина пути γ-кванта до поглощения измеряется сантиметрами, в тысячи раз менее плотных газах — десятками метров.

При энергиях γ-квантов, превышающих  $1 \text{ Мэв}$ , возникает еще один новый и чрезвычайно интересный механизм поглощения γ-лучей. В этом случае (точнее, при  $h\nu > 1,022 \text{ Мэв}$ ) энергия фотона более чем вдвое превышает собственную энергию электрона (или масса фотона  $m_\phi$  — удвоенную массу покоя электрона  $m_{0e}$ ):

$$h\nu > 2m_{0e}c^2 \quad \left( m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} > 2m_{0e} \right). \quad (60.15)$$

В поле атомного ядра такой фотон может превратиться в две частицы: электрон и позитрон. Позитрон — частица, открытая в 1932 г. (см. подробнее § 72), — имеет ту же массу покоя, что и электрон, те же по величине спиновые моменты (механический и магнитный), электрический заряд той же величины. Она отличается от электрона  $z$  и  $k$  о м электрического заряда ( $+e$ ) (имеет положительный заряд) и относительной ориентацией спиновых механического и магнитного моментов. Превращение происходит в полном соответствии со сказанным в § 29, т. е. с соблюдением всех законов сохранения. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Законы сохранения энергии и импульса не позволяют свободному γ-кванту превратиться в пару электрон — позитрон.

Действительно, напишем законы сохранения энергии и импульса для такого превращения:

$$\begin{aligned} h\nu &= m_{-e}c^2 + m_{+e}c^2, \\ m_\phi c &= \frac{h\nu}{c} = m_{-e}u_{-e} + m_{+e}u_{+e}, \end{aligned}$$

где  $u_{-e}$  и  $u_{+e}$  — составляющие скоростей электрона и позитрона по направлению движения кванта. Умножая второе уравнение на  $c$  и сравнивая его с первым, убеждаемся, что они несовместимы, так как  $u_{-e}$  и  $u_{+e}$  всегда  $< c$ .

Преобразование фотона в пару возможно лишь при наличии еще одной какой-нибудь частицы, участие которой позволяет удовлетворить всем законам сохранения. Пары могут рождаться, в частности, при столкновении фотонов необходимых энергий между собой, столкновении фотона с электроном, ядром и т. д. В рассматриваемом случае наибольшую роль играет столкновение фотонов с ядрами.

При столкновении  $\gamma$ -кванта с ядром рождается пара и ядро получает отдачу. Суммарный импульс ядра, электрона и позитрона равен импульсу исчезнувшего фотона. Следовательно, закон сохранения импульса удовлетворяется.

В силу большой массы ядра приобретаемая им энергия ничтожна (импульсу  $Mv$  отвечает при большом  $M$  малая скорость  $v$  и, следовательно, малая энергия  $\frac{Mv^2}{2}$ ). Практически вся энергия фотона передается паре:

$$h\nu = m_{-e}c^2 + m_{+e}c^2. \quad (60.16)$$

При желании, вводя массу фотона  $m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}$ , можно (60.16) написать в виде закона сохранения массы:

$$\frac{h\nu}{c^2} = m_\phi = m_{-e} + m_{+e}, \quad (60.16')$$

где  $m_{-e} = \frac{m_{0e}}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$  и соответственно  $m_{+e}$  включают массу покоя и массу, обусловленную кинетической энергией. Следовательно, удовлетворяется закон сохранения энергии (и, тем самым, массы).

Электрический заряд фотона равен нулю, позитрона  $+e$ , электрона  $-e$ . Следовательно, сохраняется электрический заряд:

$$0 = +e - e. \quad (60.17)$$

Спиновые механические моменты возникших электрона и позитрона параллельны и в сумме равны спиновому моменту фотона:

$$\hbar = \frac{1}{2}\hbar + \frac{1}{2}\hbar, \quad (60.18)$$

следовательно, закон сохранения моментов количества движения также удовлетворяется.

Убедиться в сохранении энергии и заряда можно непосредственно, наблюдая рождение пары  $\gamma$ -квантов в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле.

Таким образом, при  $h\nu > 1 \text{ Мэв}$  коэффициент поглощения  $\gamma$ -лучей веществом состоит уже не из двух, а из трех слагаемых:

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{пар}} \quad (60.19)$$

В то время как  $\mu_{\text{ф}}$  и  $\mu_{\text{к}}$  убывают с ростом энергии фотона,  $\mu_{\text{пар}}$  возрастает (рис. 3.12). Полный коэффициент ослабления  $\mu$

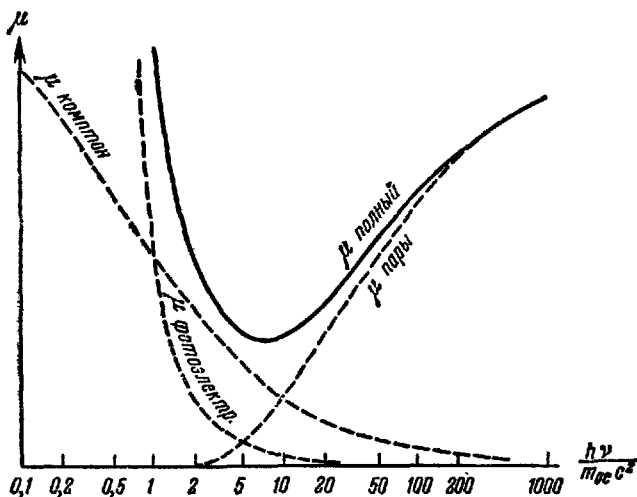


Рис. 3.12.

проходит через минимум, а затем возрастает, как это показано на рисунке. Атомные эффективные сечения  $\sigma$  соответствующих явлений получим, разделив (60.19) на  $n$ :

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{пар}}, \quad (60.20)$$

где

$$\sigma = \frac{\mu}{n}, \quad \sigma_{\text{ф}} = \frac{\mu_{\text{ф}}}{n} \quad \text{и т. д.}$$

Фотоны больших энергий могут производить некоторые превращения атомных ядер. Однако в общем  $\mu$  роль такого поглощения весьма мала и им можно пренебречь.

Суммарное воздействие излучения на вещество характеризуется дозой облучения  $D$ . Понятие дозы облучения было первоначально введено для воздействия рентгеновских лучей, а затем распространено на  $\gamma$ -лучи и другие виды ионизирующих излучений. Практически применяемая внесистемная единица дозы получила наименование ренгена ( $r$ ). Один ренген соответствует поглощению такого количества рентгеновского или  $\gamma$ -излучения, при котором сопряженная с ним корпускулярная эмиссия образует в  $0,001293 \text{ г}$  воздуха (т. е. в  $1 \text{ см}^3$  сухого воздуха при



нормальных условиях) количество ионов суммарного заряда по 1 СГС каждого знака. Так как заряд одного иона равен  $4,80 \cdot 10^{-10}$  СГС ед. заряда, а на образование одной пары ионов в воздухе затрачивается в среднем  $32,5 \text{ эв}$ , то 1  $\rho$  соответствует поглощению  $83,8 \text{ эрг}$  одним граммом воздуха.

В дальнейшем для других излучений были распространены понятия дозы, эквивалентные рентгену в физическом отношении (физический рентген — эквивалент) и в отношении биологического действия (биологический рентген — эквивалент).

Не существует какой-либо простой зависимости между этими величинами в силу специфичности действия различных типов излучений. Так, в случае нейтронов энергии  $\sim 2 \text{ Мэв}$  1 физический рентген-эквивалент равен 10 биологическим рентген-эквивалентам, а для тепловых нейтронов 1 физический рентген-эквивалент равен 5 биологическим рентген-эквивалентам. Безопасной для человека считается доза облучения  $0,05 \rho$  за рабочий день, что примерно в 250 раз больше средней дозы, создаваемой космическими лучами и излучениями рассеянных в земной коре радиоактивных излучений. Токсическое действие излучения суммируется. При однократном воздействии доза в  $50\text{—}100 \rho$  еще не приводит к потере трудоспособности. После прекращения облучения происходит восстановление организма. Доза облучения, превышающая  $500 \rho$ , приводит к смертельному исходу.

Мощность дозы  $I = D/t$  измеряется количеством рентген за единицу времени. Величина  $I$  пропорциональна активности излучателя  $a$  и для точечного источника обратно пропорциональна квадрату расстояния  $r$  от последнего. При наличии защитного экрана толщиной  $d$

$$I = b \frac{a}{r^2} e^{-\mu d}. \quad (60.21)$$

Коэффициент пропорциональности  $b$  зависит от типа излучения и свойств облучаемого вещества. Для жестких  $\gamma$ -лучей необходимо дополнительно учитывать воздействие рассеянных фотонов.

Измерение дозы может производиться счетными установками, описанными в § 57, или специальными переносными дозиметрами. В фотодозиметре измеряется степень почернения фотоэмульсионной пленки, подвергавшейся воздействию облучения. Ионизационный дозиметр представляет собой обычно маленькую ионизационную камеру, заряжаемую предварительно до определенной разности потенциалов  $V$  между стенкой камеры и центральным электродом (нитью). При облучении дозиметра воздух внутри камеры ионизируется, происходит утечка зарядов с электрода и соответствующее падение измеряемой разности потенциалов.

До сих пор, говоря о поглощении γ-лучей в веществе, мы имели в виду фотоэффект, комптоновское рассеяние, наконец, фотоэффект на атомных ядрах и образование пар электрон — позитрон. Во всех этих случаях точное значение частоты γ-излучения особой роли не играет. Вместе с тем очевидно, что для γ-фотонов, как и для фотонов видимого света, должны наблюдаться резонансные эффекты. В проходящем через вещество потоке излучения атомы вещества интенсивно поглощают фотоны тех частот, которые они способны испускать сами. Точно так же и γ-фотоны должны сильно поглощаться ядрами, тождественными с теми, которые излучили их. Однако в обычных условиях резонансное поглощение γ-фотонов не наблюдается. Причина этого была выяснена лишь недавно.

Обозначим энергию возбуждения ядра через  $E$ . При излучении не вся эта энергия достанется фотону. Если частота излучаемого фотона равна  $\nu$ , его энергия равна  $h\nu$ , а импульс  $p = h\nu/c$ . Но в силу закона сохранения импульса ядро, испытав отдачу, приобретет импульс той же величины (обратного направления), а значит, кинетическую энергию

$$K = \frac{Mv^2}{2} = \frac{p^2}{2M} = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}, \quad (60.22)$$

где  $M$  — масса ядра излучателя. Частота излучаемого фотона определяется из уравнения

$$E = h\nu + K = h\nu + \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2}. \quad (60.23)$$

В свою очередь ядро, поглощающее фотон, приобретает не только его энергию, но и импульс  $p$ , а следовательно, и кинетическую энергию, в точности равную  $K$  (60.22). Таким образом, на возбуждение ядра поглотителя остается энергия

$$E' = h\nu - K = E - 2K = E - \frac{(h\nu)^2}{Mc^2}. \quad (60.24)$$

Разумеется, коль скоро  $E' \neq E$ , о резонансе не может быть и речи.

У читателя может возникнуть вопрос, почему мы не упоминали об отдаче в случае излучения атомами световых квантов. Ответ состоит в следующем. В то время как энергия фотона растет с частотой  $\nu$  линейно, потеря энергии на отдачу растет с частотой (как это следует из (60.24)) квадратично:  $K \sim (h\nu)^2$ . Энергия γ-квантов превышает энергию световых фотонов в  $10^4$ — $10^6$  раз, потеря же на отдачу у γ-фотонов больше соответственно в  $10^8$ — $10^{12}$  раз.

Заметим, далее, что спектральные линии всегда имеют «естественную ширину» — их излучение не строго монохроматично. Фотон представляет собой конечный цуг волн, что обусловлено конечным временем его излучения. «Ширину линии»  $\Delta h\nu$  оценивают из соотношения (аналогичного (46.8))

$$\Delta h\nu \cdot \Delta t \sim \hbar, \quad (60.25)$$

где  $\Delta t$  — среднее время жизни излучателя в возбужденном состоянии. Тепловое движение и связанное с ним доплеровское смещение также приводят

к расширению спектральной линии. Резонансное поглощение имеет место, если изменение частоты не выходит за пределы суммарного уширения линии.

В случае видимого света потеря энергии на отдачу излучателя мала и резонансное поглощение происходит. В случае  $\gamma$ -фотонов потеря энергии на отдачу оказывается слишком большой.

Резонансное поглощение  $\gamma$ -фотонов можно получить, лишь скомпенсировав эту потерю энергии (а с нею и частоты), например за счет эффекта Доплера, что возможно при относительных скоростях источника — поглотителя  $\sim 10^3$  м/сек или нагревания их до очень высоких температур (чтобы получить тот же эффект за счет теплового движения). Гораздо более удачное решение принадлежит Мёссбауэру, удостоенному за эту работу Нобелевской премии за 1961 г.

Пусть ядро, излучающее  $\gamma$ -фотон, принадлежит атому, входящему в состав твердого тела (кристаллической решетки). Отдача при излучении будет передаваться теперь не одному атому-излучателю, но всем атомам, связанным с ним. Энергия отдачи будет расходоваться по-разному. Иногда она будет тратиться на возбуждение колебаний решетки. *Иногда отдача будет приниматься решеткой как целой.* Последнее будет иметь место тем чаще, чем ниже температура решетки. В этом случае в (60.22) вместо массы ядра  $M$  будет фигурировать масса всего макроскопического тела, так что энергия отдачи станет исчезающе малой. Разумеется, атомы поглотителя также должны быть «вморожены» в твердое тело при возможно более низкой температуре.

Время жизни  $\gamma$ -излучателей может меняться в пределах от  $10^{-10}$  до  $10^{-6}$  сек. В соответствии с (60.25) меняется и естественная ширина спектральных линий. Доплеровского смещения, обусловленного очень малой относительной скоростью источник — поглотитель (от нескольких сантиметров до долей миллиметра в секунду), достаточно, чтобы резонансное поглощение исчезло (доплеровское смещение частоты  $\gamma$ -фотонов, при той же относительной скорости  $v$ , много больше, чем у фотонов видимого света, так как это смещение пропорционально частоте:  $\Delta\nu = \nu \cdot v/c$ , см. § 28, формулу (28.4')). Это делает «эффект Мёссбауэра» тонким инструментом исследований в самых различных областях науки. Приведем пример.

В конце § 29 был описан специфический эффект, предсказанный общей теорией относительности Эйнштейна, — «гравитационное красное смещение». До сих пор его удавалось наблюдать лишь в сверхмощных гравитационных полях звезд гигантской плотности — белых карликов.

Чувствительность резонансного поглощения  $\gamma$ -фотонов позволила проверить этот эффект в лабораторных условиях! При движении по вертикали в поле тяготения Земли изменение энергии фотона  $\Delta\varepsilon$  на пути ( $z - z_0$ ) равно

$$\Delta\varepsilon = m_{\text{фотона}} \cdot g \cdot (z - z_0) = \frac{h\nu}{c^2} \cdot g \cdot (z - z_0). \quad (60.26)$$

Если высота подъема ( $z - z_0$ ) равна всего 20 м, то изменение энергии  $\Delta\varepsilon$ , а значит, и частоты фотона, уже измеримо! Оно оказалось (как того и следовало ожидать) в полном соответствии с предсказанием теории относительности.