

Малые величины абс. значений  $\Gamma$  ( $10^{-5}$ — $10^{-10}$  эВ) позволяют проводить измерения сдвигов и расщеплений линий, обусловленных взаимодействием ядра с внутренними электрич. и магн. полями и тем самым получать информацию о структуре, составе, хим. связях и магн. свойствах вещества, содержащего резонансный нуклид. Измерения вероятности М. э., т. е. доли испущенных или поглощённых  $\gamma$ -квантов без отдачи, и её зависимости от темп-ры  $T$  позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твёрдых телах и о колебаниях кристаллической решётки (напр., о фоновом спектре). Благодаря этому М. э. широко применяется как метод исследования твёрдых тел с приложениями в разл. областях науки и техники (см. Мёссбауэровская спектроскопия). За открытие М. э. в 1962 Р. Мёссбауэру присуждена Нобелевская премия.

**Природа М. э.** При испускании или поглощении  $\gamma$ -кванта свободное неподвижное ядро приобретает импульс  $p = \mathcal{E}/c$ , где  $\mathcal{E}$  — энергия  $\gamma$ -кванта, и энергию поступат. движения  $R = p^2/2M$ , где  $M$  — масса ядра. В результате энергия испускаемых  $\gamma$ -квантов оказывается меньше энергии ядерного перехода  $\mathcal{E}_0$  на величину  $R$ ; резонансно поглощаются  $\gamma$ -кванты с энергией, большей  $\mathcal{E}_0$  на ту же величину. Т. о., линии испускания и поглощения смещены друг относительно друга на  $2R$ . В газах за счёт теплового движения и Доплера эффекта происходит уширение  $\gamma$ -линий на величину  $\Delta = 2\sqrt{RkT}$  и их небольшое перекрытие (рис. 1,а). Для

$\alpha$ , подверженный за счёт движения ядра фазовой модуляции. Электрич. поле излучаемой волны

$$E(t) = \mathcal{E}_0 \exp \left[ -i\omega_0 t - \frac{\alpha t}{2} + ikr(t) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\mathcal{E}_0$  — константа,  $k$  — волновой вектор  $\gamma$ -кванта,  $r$  — координата ядра в момент  $t$ . Несмещённая линия естествен. ширины появляется при таких движениях ядра, когда среднее по времени  $\Delta t$  от фазового множителя отлично от 0, т. е.:

$$A_M = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \exp \{ ikr(t) \} dt \neq 0. \quad (2)$$

Величина  $f_M = |A_M|^2$  определяет интенсивность несмещённой линии и названа фактором Мёссбауэра. Если ядро движется в огранич. пространстве, то только при спец. типах движения  $A_M = 0$ . В подавляющем большинстве случаев  $A_M \neq 0$ . Колебат. движение ядра в твёрдых телах носит огранич. характер, и в приближении гармонич. колебаний

$$f_M = \exp(-\overline{x^2}/\lambda^2), \quad (3)$$

где  $\overline{x^2}$  — ср. квадрат смещения ядра от положения равновесия в направлении полёта  $\gamma$ -квантов;  $\lambda = hc/\mathcal{E}_0$  — приведённая длина волны излучателя.

Квантовомеханич. рассмотрение приводит также к ф-ле (3), но позволяет учесть при вычислении  $\overline{x^2}$  как тепловые, так и нулевые колебания атомов. Фактор Мёссбауэра во многом аналогичен Дебая — Уоллера фактору, определяющему вероятность упругого рассеяния рентг. лучей и нейтронов в твёрдых телах. С ростом темп-ры  $\overline{x^2}$  увеличивается, а  $f_M$  падает. Характер зависимости  $f_M(T)$  определяется мн. факторами: значениями силовых констант, составом и структурой кристалла и т. п. Однако для  $\gamma$ -переходов низких энергий  $f_M$  сохраняет заметную величину вплоть до темп-ры плавления. С увеличением  $\mathcal{E}_0$  (уменьшением  $\lambda$ )  $f_M$  резко падает, и для сохранения доступной измерению величины  $f_M$  источник и поглотитель обычно охлаждают до  $T = 4,2$  К. При  $T \rightarrow 0$  К за счёт нулевых колебаний  $\overline{x^2}$  остаётся конечным, и это обстоятельство ограничивает возможности наблюдения несмещённой линии для переходов с большими  $\mathcal{E}_0$ .

В жидкости атомы или молекулы за счёт диффузии могут перемещаться на сколь угодно большие расстояния, поэтому наблюдать несмещённую линию естествен. ширины в жидкостях нельзя. Однако т. к. время жизни возбуждённого ядерного уровня конечно, то, если перемещение за время  $\tau$  мало или сравнимо с  $\lambda$ , спектры испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов не должны сильно отличаться от соответствующих спектров твёрдых тел. Анализ показывает, что при учёте как колебательного, так и диффузионного движений в спектрах поглощения и испускания содержится несмещённая линия, но уширенная на величину  $\Delta\Gamma = 2hD/\lambda^2$ , где  $D$  — коэф. диффузии (рис. 1,б). Для большинства жидкостей  $D$  велики, а линии поглощения и испускания сильно уширены, и их наблюдение затруднено. Исключение составляют жидкости с большой вязкостью. В твёрдых телах при высоких  $T$  также наблюдается заметное уширение несмещённой линии за счёт диффузии.

В твёрдых телах часть спектра испускания и поглощения соответствует процессам с отдачей, т. е. с возбуждением или поглощением фононов. Эта часть распределена по интервалу энергий  $\Delta\mathcal{E} = \hbar\omega_\phi$ , где  $\omega_\phi$  — характерная частота фононного спектра. Т. к.  $\hbar\omega_\phi \gg \Gamma$ , то измерения деталей этого распределения невозможны. Исключения составляют случаи, когда в  $r(t)$  сильно представлены гармоники с НЧ. Если, напр., возбудить УЗ-колебания достаточно большой интенсивности с частотой  $\Omega$ , то в спектрах поглощения и

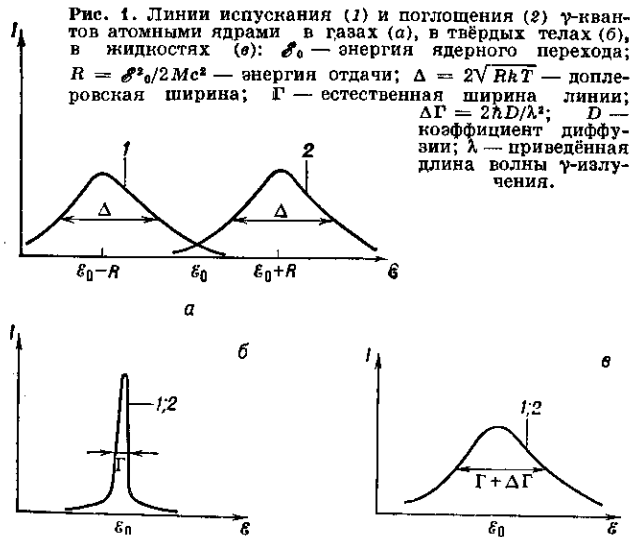


Рис. 1. Линии испускания (1) и поглощения (2)  $\gamma$ -квантов атомными ядрами в газах (а), в твёрдых телах (б), в жидкостях (в):  $\mathcal{E}_0$  — энергия ядерного перехода;  $R = \mathcal{E}_0^2/2Mc^2$  — энергия отдачи;  $\Delta = 2\sqrt{RkT}$  — доплеровская ширина;  $\Gamma$  — естественная ширина линии;  $\Delta\Gamma = 2hD/\lambda^2$ ;  $D$  — коэффициент диффузии;  $\lambda$  — приведённая длина волны  $\gamma$ -излучения.

ядерных переходов всегда  $\Gamma \ll R$ ,  $\Gamma \ll \Delta$ . Ввиду этого действующее сечение резонансного поглощения очень мало; эффект можно увеличить нек-рыми искусств. приёмами, однако и при этом он остаётся трудно наблюдаемым.

В твёрдом теле благодаря взаимодействию атомов энергия отдачи превращается в энергию колебаний кристаллич. решётки (испускание и поглощение фононов). Однако процессы испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов приобретают вероятностный характер. В среднем на один испущенный  $\gamma$ -квант кристаллу передаётся энергия, в точности равная энергии отдачи  $R$ . При этом возможны как процессы испускания и поглощения  $\gamma$ -квантов с возбуждением ( $\mathcal{E} < \mathcal{E}_0$ ) и поглощением фононов ( $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$ ), так и процесс без отдачи, т. е. М. э., когда энергия испускаемых  $\gamma$ -квантов с точностью до  $\Gamma$  равна энергии ядерного перехода (рис. 1,б).

М. э. можно объяснить на классич. языке без привлечения квантовой механики. Движущееся ядро в возбуждённом состоянии можно рассматривать как излучатель с несущей частотой  $\omega_0 = \mathcal{E}_0/\hbar$  с затуханием