

УЗКИЕ РЕЗОНАНСЫ ИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДЕР, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. С. Летохов

Хорошо известны узкие резонансы поглощения и испускания γ -квантов без отдачи на ядерных переходах в кристаллах [1]. В настоящей статье предлагается метод получения узких ядерных резонансов в газе. Метод основан на модуляции частоты перехода ядра в молекулах, колебательно-возбужденных когерентной световой волной и имеющих одинаковую проекцию скорости движения на направление распространения волны. Метод позволяет получать резонансы как в поглощении, так и в испускании ядер, с шириной в $10^2 + 10^4$ раз меньше доплеровской и перестраивать их частоту в диапазоне $\Delta\omega/\omega_\gamma \approx 10^{-5}$, значительно превышающем диапазон перестройки мессбауэровских резонансов.

Рассмотрим молекулы в газе низкого давления с неоднородным уширением колебательно-вращательной линии поглощения ω_0 принадлежащей некоторому i -му колебанию. Когерентной световой волной с частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}_0 = \mathbf{n}(\omega/c)$, можно возбудить молекулы со строго определенной проекцией скорости движения v [2]:

$$\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v} = \omega - \omega_0 = \Omega. \quad (1)$$

Плотность возбужденных молекул определяется выражением:

$$N_2(v) = \frac{q}{2} N_0(v) \frac{x}{1+x}; \quad x = \frac{G \Gamma_0^2}{(\Omega - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma_0^2}, \quad (2)$$

где $N_0(v)$ — максвелловское распределение заселенности молекул на нижнем колебательном уровне в отсутствии поля; Γ_0 — однородная ширина оптического перехода, определяемая столкновениями молекул и (при очень низком давлении) конечным временем пролета молекул через световой луч; G — параметр насыщения перехода, определяемый интенсивностью световой волны; $q = g_i z_{\text{вр}}^{-1} \exp[-(E_i/kT)]$ — число молекул на нижнем вращательном уровне E_i перехода, определяемое вырождением уровня g_i и статистической суммой вращательных состояний $z_{\text{вр}}$.

Атомы в колебательно-возбужденных молекулах совершают вынужденные колебания с частотой ω_0 и амплитудой:

$$\mathbf{r}_{is}(t) = \mathbf{r}_{is}^{(0)} \cos(\omega_0 t + \phi), \quad (3)$$

где $\mathbf{r}_{is}^{(0)}$ — амплитуда смещения s -го атома при возбуждении i -го нормального колебания молекулы, зависящая от силовых констант и формы колебания молекулы и ориентации ее относительно вектора поляризации световой волны. Амплитуды смещений атомов изменяются

в довольно широких пределах от 10^{-9} до 10^{-11} см. Наиболее существенно то, что средняя величина смещения $r_{is}^{(o)}$ одного порядка с длиной волны λ_γ γ -квантов с энергией от 10 кэв до 1 мэв . Колебание ядра с такой амплитудой должно вызывать значительную частотную модуляцию γ -излучения.

Спектральная линия ядра, движущегося со скоростью v , имеет центр на частоте $\omega_{\text{яд}}^{(o)} = \omega_\gamma \pm \Delta_\gamma + k_\gamma v$ (Δ_γ — энергия отдачи, знаки "+" и "-" соответствуют поглощению и испусканию, k_γ — волновой вектор γ -кванта) расщепляется на ряд спектральных компонент на частотах $\omega_{\text{яд}}^{(o)} \pm \omega_0 m$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), причем интенсивность m -й компоненты определяется величиной:

$$I_m = \left\langle J_m^2 \left(\frac{r_{is}^{(o)} n}{\lambda_\gamma} \right) \right\rangle, \quad (4)$$

где J_m — функция Бесселя m -го порядка, а усреднение производится по всем ориентациям молекул. Приближенно можно принять, что $I_m \approx J_m^2(r_{is}^{\text{эфф}}/\lambda_\gamma)$, где $r_{is}^{\text{эфф}}$ — среднеквадратичная величина проекции смещения s -го атома на направление световой волны, возбуждающей i -е колебание молекулы.

Если направление наблюдения ядерного перехода коллинеарно со световой волной ($k_\gamma = k_0(\omega_\gamma/\omega_0)$), то промодулированной будет только узкий спектральный интервал на частоте $\omega_{\text{яд}}^{(o)}$ с шириной

$$\Gamma_{\text{яд}} = \Gamma_0 \sqrt{1 + G \frac{\omega_\gamma}{\omega_0}} \quad (5)$$

из всей доплеровски-уширенной линии ядерного перехода. В результате форма неоднородно-уширенной линии заметно искажается. На частоте

$$\omega_{\text{яд}}^{(o)} = \omega_\gamma \pm \Delta_\gamma + k_0 v \frac{\omega_\gamma}{\omega_0} \quad (6)$$

образуется провал с шириной по полувысоте $\Gamma_{\text{яд}}$ и глубиной

$$\beta^{(o)} = 1 - \frac{q}{2} J_0^2 \left(\frac{r_{is}^{\text{эфф}}}{\lambda_\gamma} \right) \frac{G}{1 + G}, \quad (7)$$

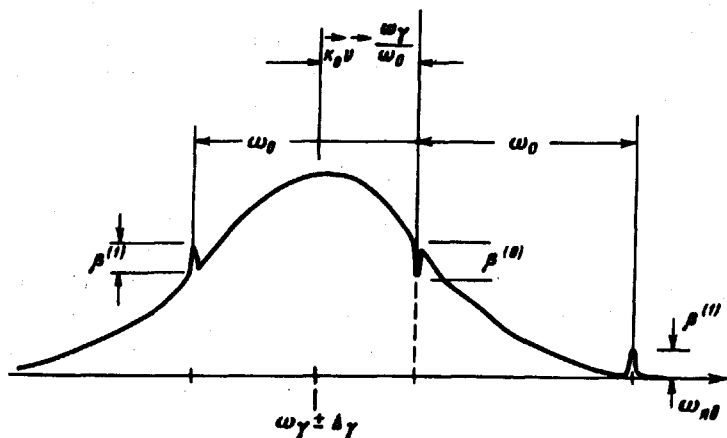
а на частотах $\omega_{\text{яд}}^{(m)} = \omega_{\text{яд}}^{(o)} \pm m\omega_0$ образуются пики с такой же шириной и относительной величиной

$$\beta^{(m)} = \frac{q}{2} J_m^2 \left(\frac{r_{is}^{\text{эфф}}}{\lambda_\gamma} \right) \frac{G}{1 + G}. \quad (8)$$

Форма спектральной линии поглощения ядра при наблюдении в направлении световой волны, насыщающей колебательно-вращательный переход молекулы, изображена на рисунке.

Из-за относительно небольшой доли молекул $(q/2)[G/(1+G)]$, резонирующих с когерентной световой волной (фактор q обычно лежит в интервале 10^{-1} для простых молекул до 10^{-3} для сложных молекул),

узкие резонансы имеют относительную амплитуду в интервале $0,1 \pm 10\%$. Весьма важным является автоматическая перестройка частоты резонансов при сканировании частоты световой волны вдоль доплеровского контура оптического перехода, причем абсолютная величина перестройки частоты резонансов γ -излучения в отношении ω_γ/ω_0 больше, чем для оптического перехода.



Форма спектральной линии поглощения (испускания) γ -квантов на ядерном переходе в газе в поле световой волны $\xi \cos(\omega_0 t + k_0 r)$ при наблюдении в направлении k_0 .

Так как коэффициент резонансного поглощения на ядерных переходах для разреженного газа мал, то предлагаемый метод наиболее пригоден для получения узких линий γ -излучения с перестраиваемой частотой. Интенсивность линии излучения с шириной $\Gamma_{\text{яд}}$ в 10^2 раз уже доплеровской ширины из вытянутой трубки с газом, заполненной молекулами с радиоактивными ядрами при давлении 10^{-2} тор ($q = 10^{-2}$, $G \approx 1$, длина трубки 100 см, диаметр 1 см, телесный угол наблюдения 10^{-4} стерад) равна $10^7/\tau$ квантов/сек, где τ — излучательное время жизни возбужденного состояния ядра.

Предлагаемый метод позволяет осуществить ряд принципиальных экспериментов. Например, перестраивая узкий резонанс γ -излучения

$$\omega_{\text{яд}}^{(1)} = \omega_\gamma - \Delta_\gamma - k_0 v \frac{\omega_\gamma}{\omega_0} + \omega_0$$

в окрестности линии поглощения

ядра $\omega_\gamma + \Delta_\gamma$ в конденсированной мишени, можно точно измерить энергию отдачи ядра, форму фонного спектра [3] и, по его виду, детально исследовать колебания ядер в кристаллах. Поскольку величина $k_0 v$ может быть измерена с очень высокой точностью путем измерения расстройки Ω частоты световой волны относительно центра доплеровского контура, то частота резонанса γ -излучения может перестраиваться с точностью $\delta \omega_\gamma/\omega_\gamma = \delta \Omega/\omega_0$, которая в принципе может достигать значений 10^{-11} – 10^{-13} . Это позволяет осуществить абсолютные измерения энергии γ -квантов с точностью ω_γ/ω_0 (10^{-11} – 10^{-13}), которая, в принципе, может достигать значений

10^{-8} и связать с такой же точностью шкалы энергии оптического и γ -диапазонов. Естественно, предлагаемый метод позволяет осуществлять γ -спектроскопию в недоступной для современных методов окрестности ядерных переходов $10^{-9} < |(\omega_{\text{яд}}/\omega_{\gamma}) - 1| < 10^{-5} + 10^{-6}$. Заметим, что он применим также для переходов, на которых эффект Мэссбауэра не возникает (например, при энергии γ -квантов значительно больше 100 кэв).

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 августа 1972 г.

Литература

- [1] R. L. Mössbauer . Z. f. Phys. , 151, 124, 1958.
 - [2] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
 - [3] W. M. Visscher. : Ann. of Phys. , 9, 194, 1960.
-