Письма в ЖЭТФ

Т. 9 *1969* *Вып. 2*

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРОЦЕССОВ КОНВЕРСИИ И ФОТОЭФФЕКТА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ МЕССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю.М.Каган, А.М.Афанасьев, В.К.Войтовецкий

1. При взаимодействии резонансного γ-излучения с атомами существует интересное явление. Речь идет о том, что два неупругих процесса на одном и том же атоме – конверсия и фотоэффект – могут интерферировать друг с другом. Для этого необходимо, чтобы конечные состояния в обоих случаях строго совпадали, т.е. были физически неразличимы. Различать эти процессы можно лишь в том случае, если в процессе конверсии меняется спин ядра. В противном случае фотоэффект и конверсия неразличимы.

Принципиально, интерференция этих неупругих процессов может быть обнаружена на основе измерения дифференциального сечения реакции (γ, e) или даже в обычных измерениях поглощения γ-квантов – в обоих случаях как функции скорости источника относительно поглотителя в опытах мессбауэровского типа. (При этом с изменением скорости меняется амплитуда конверсии и остается неизменной амплитуда фотоэффекта).

2. Амплитуда конверсии с поглощением γ-кванта с волновым вектором $\mathbf{k}$ и испусканием электрона с импульсом $\mathbf{p}$, сопровождающихся переходом атсма из основного состояния в состояние a, а фононного спектра из состояния $\{n_0\}$ в состояние $\{n\}$, может быть записана в виде

$$f_{c_{ii'}} = f^{\circ}_{c_{ii'}}(\mathbf{k};\ \mathbf{p},\ a)(e^{i\mathbf{k}\mathbf{u}})_{\{n_0\}\{n\}}(e^{-i\mathbf{p}\mathbf{u}})_{\{n_0\}\{n\}}\,. \qquad (1)$$

Здесь i, i' – начальное и конечное значения проекции спина основного состояния ядра; $\mathbf{u}$ – смещение атома. Индексом "0" обозначена амплитуда, соответствующая жестко закрепленному ядру.

Аналогично для фотоэффекта

$$f_{ph} = f^{\circ}_{ph}(\mathbf{k};\ \mathbf{p},\ a)(e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{p})\mathbf{u}})_{\{n_0\}\{n\}}\,. \qquad (2)$$

Для когерентной части ($l' = l$) дифференциального сечения процесса (γ, e) при этом имеем

$$d\sigma_{\gamma e}^{coh} = \frac{1}{2I_0+1} \sum_{a,l} \sum_{\{n\}} |f_{c_{ll}} + f_{ph}|^2 d\Omega_p.$$

Выполняя суммирования по $\{n\}$ в явной форме, непосредственно находим

$$d\sigma_{\gamma e}^{coh} = \frac{1}{2I_0+1} \sum_{a,l} \{|f_{ph}^{o}|^2 + e^{-Z(\mathbf{k})}|f_{c_{ll}}^{o}|^2 + $$

$$+ e^{-Z(\mathbf{k})} 2\mathrm{Re}(f_{c_{ll}}^{o} f_{ph})\} d\Omega_p. \qquad (3)$$

Здесь $e^{-Z(\mathbf{k})}$ – обычная вероятность эффекта Мессбауэра. Интерференционный член (третий член в фигурных скобках) имеет ту же температурную зависимость, что и сечение конверсии.

Для каждого фиксированного конечного состояния атома a интерференция всегда имеет место. Наличие же суммы по a в формуле (3) может приводить к сильному уменьшению интерференционного члена. Степень уменьшения существенным образом зависит от мультипольностей ядерного перехода и фотоэффекта. Последнее обстоятельство становится особенно критичным, когда мы переходим к полному сечению.

Принимая во внимание, что в интересующей нас области энергии γ-квантов фотоэффект носит преимущественно дипольный характер, нетрудно понять, что интерференция в полном сечении, а следовательно, и в картине поглощения γ-квантов в веществе, может иметь сколь-нибудь заметное значение только для ядерных переходов типа EI (так как в противном случае состояния выбитых электронов будут отличаться угловым моментом или четностью). В этом случае амплитуды f_{ph}^{o} и $f_{c_{ll}}^{o}$ (во всяком случае при пренебрежении релятивистскими эффектами) строго пропорциональны друг другу, причем коэффициент пропорциональности не зависит от $\mathbf{p}$ и a. В силу этого обстоятельства большой интерференционный член сохраняется и в интегральном сечении.

Ниже мы приведем сразу выражение для полного сечения поглощения σ_t, включающее в себя кроме $\sigma_{\gamma e}^{coh}$ некогерентное сечение конверсии $\sigma_{\gamma e}^{incoh}$, сопровождающееся изменением спина ядра, а также сечение упругого рассеяния на атоме $\sigma_{\gamma\gamma}$. Принимая во внимание резонансный характер конверсионной амплитуды $f_c^{o} \sim 1/(E_\gamma - E_0 + i\Gamma/2)$, имеем

$$\sigma_t = \sigma_{\gamma e}^{coh} + \sigma_{\gamma e}^{incoh} + \sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_{ph} + e^{-Z(k)}\sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4} +$$

$$+ e^{-Z(k)}[\zeta \frac{a}{1+a}\sigma_0\sigma_{ph}]^{1/2} \frac{\Gamma(E_\gamma - E_0)}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \qquad (4)$$

Здесь σ_{ph} – сечение фотопоглощения; σ_0 – полное ядерное сечение в резонансе; Γ – ширина резонансного уровня E_0; a – коэффициент конверсии; $\zeta = (2I+1)/3(2I_0+1)$ – отношение когерентной части сечения конверсии к полному σ_c; I, I_0 – спины ядер в возбужденном и основном состояниях. При написании формулы (4) мы оставили в $\sigma_{\gamma\gamma}$ только член, соответствующий ядерному рассеянию. Сечение рассеяния на электронах $\sigma_{\gamma\gamma}^e$ как правило, много меньше σ_{ph}. В действительности, за счет интерференции между ядерным и электронным рассеяниями в $\sigma_{\gamma\gamma}$ присутствует интерференционный член с зависимостью от E_γ, аналогичный последнему члену в формуле (4). Этот член будет $\sim(\sigma_{\gamma\gamma}^e/\sigma_{ph})^{1/2}$ по отношению к последнему члену в выражении (4) и им также можно пренебречь.

3. Как известно для большинства мессбауэровских ядер характерны переходы типа $M1$ и $E2$. Именно это обстоятельство предопределило тот факт, что в экспериментах, выполненных до самого последнего времени, интерференция между фотоэффектом и конверсией не наблюдалась. Однако в только что появившейся работе Зауэра, Маттиаса и Мессбауэра [1] было обнаружено наличие резкой ассимметрии в кривой поглощения для мессбауэровского излучения Ta^{181} ($E_\gamma = 6{,}2$ *кэв*), природа которой оставалась не ясной. Рассматриваемый переход в тантале имеет характер $E1$. Это позволяет утверждать, что наблюдавшаяся картина является прямым следствием интерференций между фотоэффектом и конверсией.

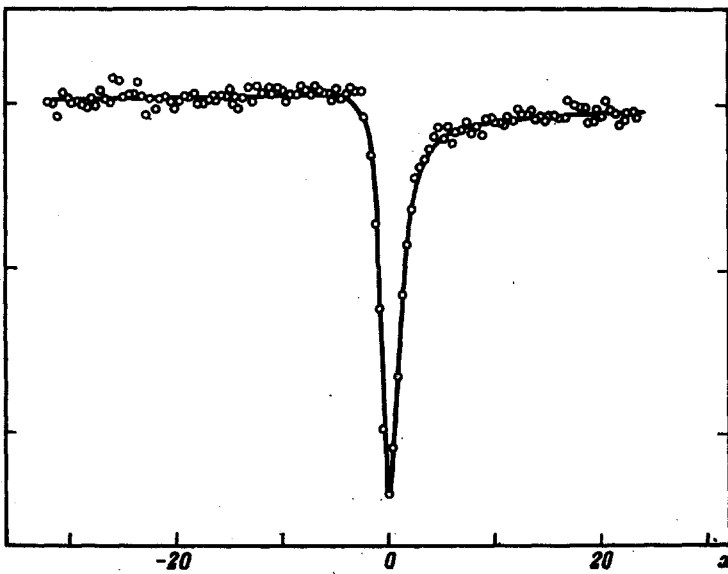
Для сравнения экспериментальных данных с теоретическими результатами необходимо принять во внимание уширение линии в источнике и поглотителе, которое в случае Ta^{181} было особенно сильным. Предполагая, что уширение обусловлено случайным разбросом центра линии в источнике и поглотителе и носит лоренцевский характер, и производя соответствующее усреднение уравнения (4), находим

$$\sigma_t = \sigma_{ph} + e^{-Z(k)}\sigma_0 \frac{\Gamma\Gamma_e/4}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma_e^2/4} + e^{-Z(k)}[\zeta \frac{a}{1+a}\sigma_0\sigma_{ph}]^{1/2} \times$$

$$\times \frac{\Gamma(E_\gamma - E_0)}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma_0^2/4}, \qquad (5)$$

где Γ_0 – экспериментально наблюдаемая ширина.

Как следует из формулы (5) относительный ход зависящей от энергии части поглощения является универсальной функцией параметра $x = 2(E_\gamma - E_0)\Gamma_0$.



На рисунке отложена зависимость $e^{Z(k)} \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \frac{\sigma_t - \sigma_{ph}}{\sigma_0}$ как функция этого параметра специально для случая Ta^{181}.

$$(a = 44, \quad \sigma_0 = 1{,}7 \cdot 10^{-18}\ см^2\ [2];\ \sigma_{ph} = 8{,}8 \cdot 10^{-20}\ см^2\ [3]).$$

Точками нанесены экспериментальные данные работы [1]. При этом теоретическая кривая совмещалась с экспериментальными точками в максимуме поглощения и Γ_0 выбиралось равной $9 \times 2\Gamma$. Из рисунка видно, что имеет место прекрасное согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Поступило в редакцию
8 декабря 1968 г.

Литература

[1] C. Sauer, E. Matthias, R. L. Mössbauer. Phys. Rev. Lett., 21, 961, 1968.

[2] Mösbauer effect data index. Comp. by A. H. Muir., 1965.

[3] Metals reference book, ed. by C. I. Smithels, London, 1949.