

ЛИТЕРАТУРА

1. Hyperfine Interactions, 1979, vol. 6, p. 1.
2. Hyperfine Interactions, 1981, vol. 8, p. 1.
3. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976, с. 144.
4. Барышевский В. Г., Кутень С. А.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 2030.
5. Bagyshevskii V. G., Kuten S. A.— Phys. Lett. 1978, vol. 67A, p. 355.
6. Барышевский В. Г., Кутень С. А.— Физика атомного ядра (Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ). Л., 1978, с. 95.
7. Bagyshevskii V. G., Kuten S. A., Rapoport V. I.— Phys. stat. sol., 1983, v. b116, p. 1.
8. Барышевский В. Г., Кутень С. А.— ФТТ, 1976, т. 18, с. 2873.
9. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков.— М., 1968, с. 463.
10. Kruglov V. I.— Acta phys. pol, 1982, vol. A61, p. 73.
11. Hartmann O.— Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, p. 832.
12. Барышевский В. Г., Ивашин А. В., Кутень С. А.— В сб.: Физика атомного ядра (Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ). Л., 1979, с. 131.

Поступила в редакцию
03.03.83.

Кафедра ядерной физики и мирного
использования атомной энергии

УДК 535.39

Л. Н. ОРЛОВ, ГУАНУ СЕ

О ВЛИЯНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ

Исследование спектров отражения — практически единственный метод определения оптических параметров сильно поглощающих сред и поверхностных слоев твердых тел [1, 2]. Анализ температурной зависимости спектров отражения кристаллических материалов позволяет глубже понять процесс взаимодействия излучения с веществом, получить дополнительную информацию о параметрах исследуемой среды, в частности, разделить влияние поверхностных и объемных процессов. Кроме того, температурная зависимость коэффициента отражения некоторых монокристаллов может быть использована для создания нового класса управляемых оптических элементов, которые могут найти применение в оптоэлектронике и лазерной технике.

В работах [3, 4] показано, что абсолютное значение и положение максимума полосы отражения ряда полупроводниковых материалов зависят от температуры. В то же время по элементарной теории отражения (см., например, [1]) спектры отражения от температуры не зависят.

Рассмотрим этот вопрос в рамках одноосцилляторной модели. Предположим, что исследуемое кристаллическое вещество представляет собой совокупность N практически не связанных друг с другом гармонических осцилляторов*. Будем считать, что спектральная зависимость действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления n' такого вещества удовлетворительно описывается классическим дисперсионным контуром [5]:

$$n^2 - \kappa^2 = n_0^2 + \frac{2e^2}{m} \cdot \frac{Nf}{\omega_p} \cdot \frac{\omega_p - \omega}{(\omega_p - \omega)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1)$$

$$n\kappa = \frac{e^2}{m} \cdot \frac{Nf}{\omega_p} \cdot \frac{\Gamma}{(\omega_p - \omega)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2)$$

где $n' = n - i\kappa$, n и κ — показатели преломления и поглощения, n_0 — статический показатель преломления вещества, f — сила осциллятора, ω_p — резонансная частота колебаний, Γ — константа затухания ($\Gamma/2$ — полуширина линии поглощения).

Для случая нормального падения света на исследуемое вещество коэффициент отражения

$$R = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2 n^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2 n^2}. \quad (3)$$

* Несмотря на очевидные ограничения такой модели, она достаточно широко используется, например, при исследовании динамики кристаллической решетки, либо для описания изолированных полос поглощения [2].

Зависимость $R(T)$ связана с влиянием температуры на величины n и κ , которое определяется температурной зависимостью полуширины дисперсионного контура (считается [6], что сила осциллятора от температуры не зависит, а Γ пропорциональна $\sqrt{T}$). Выражения (1)–(3) позволяют проанализировать эту зависимость.

В результате несложных преобразований из (1), (2) получаем

$$\kappa = \frac{K_0 \Gamma}{2n\Delta} \quad (4), \quad n = \sqrt{\frac{1}{2} \left(n_0^2 + \frac{K_0 \delta\omega}{\Delta} \right) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{K_0^2 \Gamma^2}{(n_0^2 \Delta + K_0 \delta\omega)^2}} \right]}, \quad (5)$$

где $K_0 = \frac{2e^2}{m} \cdot \frac{Nf}{\omega_p}$, $\delta\omega = \omega_p - \omega$, $\Delta = (\delta\omega)^2 + (\Gamma/2)^2$. С помощью этих выражений по формуле (3) можно рассчитать величины коэффициента отражения в области собственных колебаний решетки (на частотах $\omega_p \leq 10^{13} \text{ с}^{-1}$ для определенности взяты $n_0 = 3$ и $\Gamma_0 = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$) при различных температурах и величинах отстройки частоты $\delta\omega$.

Вычисления показывают, что показатель преломления вещества при любых $\delta\omega$ монотонно уменьшается с ростом температуры (рис. 1, а), однако по мере увеличения $\delta\omega$ крутизна этой зависимости заметно падает. В то же время величина κ монотонно уменьшается с повышением температуры лишь в случае резонанса или очень малых отстроек частоты (рис. 1, б). По мере возрастания $\delta\omega$ в зависимости $\kappa(T)$ появляется максимум при температурах тем более высоких, чем больше $\delta\omega$; при $\delta\omega \gg \Gamma_0/2$ показатель поглощения асимптотически стремится к постоянному значению при неограниченном возрастании температуры.

Следовательно, величина R при нормальном падении света (см. (3)) по-разному зависит от температуры для различных точек контура линии. Вблизи центральной частоты коэффициент отражения плавно уменьшается с ростом температуры (кривые 1, 2 на рис. 2, а). При отстройках частоты $\delta\omega \geq \Gamma_0/2$ в области малых температур наблюдается заметный рост величины R , сменяющийся при больших температурах плавным ее

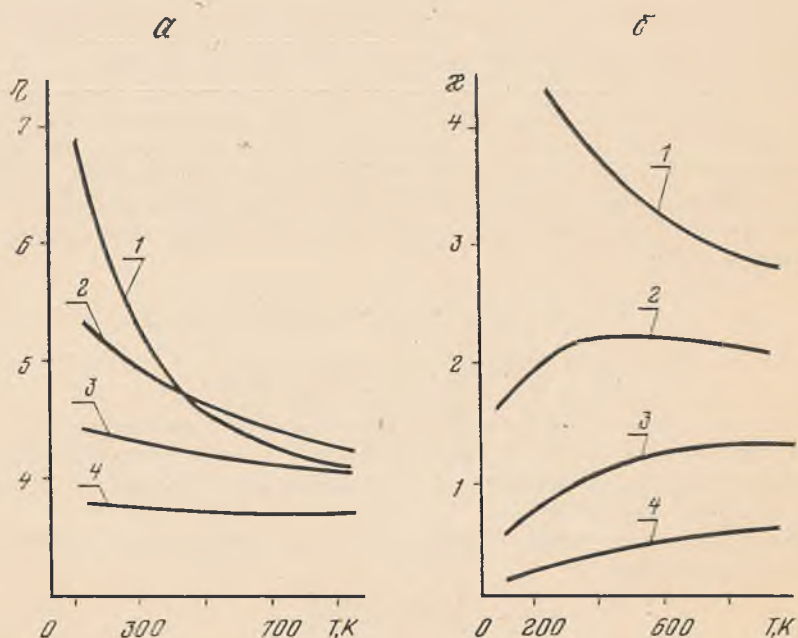


Рис. 1. Температурная зависимость показателя преломления $n(a)$ и коэффициента экстинкции $\kappa(b)$ при $\delta\omega = 0(1)$, $\Gamma_0/2(2)$, $\Gamma_0(3)$, $2\Gamma_0(4)$

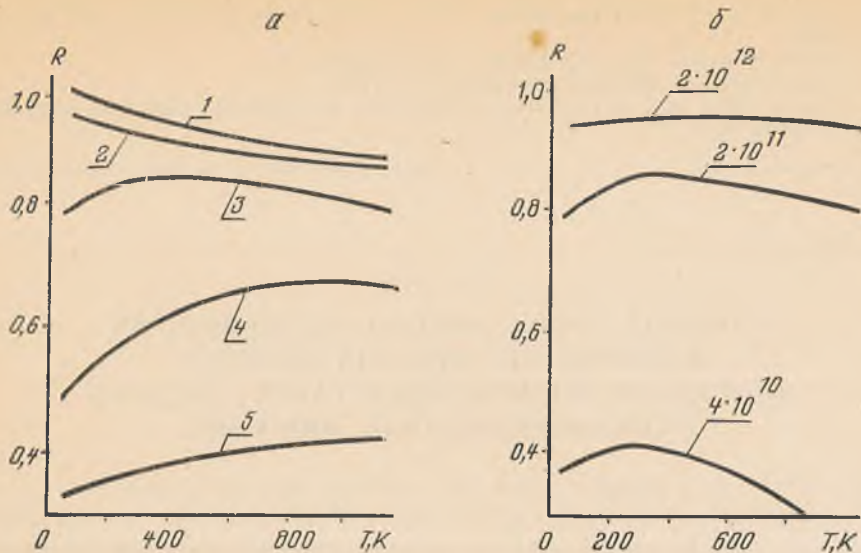


Рис. 2. Температурная зависимость спектрального коэффициента отражения R при различных значениях отстройки частоты $\delta\omega=0$ (1), $2 \cdot 10^9$ (2), 10^{10} (3), $2 \cdot 10^{10}$ (4), $4 \cdot 10^{10}$ (5) — а и различных величинах K_0 при $\delta\omega=\Gamma/2$ — б

уменьшением. При этом максимально достижимое значение R монотонно уменьшается по мере удаления от центра линии.

Отметим, что величина R и характер ее зависимости от T и $\delta\omega$ существенно зависят от K_0 . На рис. 2, б показаны зависимости $R(T)$ для разных K_0 , значения которых приведены цифрами у соответствующих кривых. Сопоставление таких зависимостей при разных расстройках показывает, что для центра линии по мере увеличения K_0 характерно уменьшение крутизны падения R с ростом температуры, а для крыльев линии — наоборот, возрастание крутизны роста $R(T)$. Поэтому при малых K_0 доминирующей является температурная зависимость величины R на частоте ω_p , а для больших K_0 — изменение формы полосы отражения с температурой.

Несмотря на то, что тщательным подбором параметров расчета в рамках рассматриваемой модели удастся неплохо описать форму полосы отражения, для количественного сопоставления с опытными данными необходимо пользоваться более сложными моделями вещества. Однако результаты теории и эксперимента качественно неплохо согласуются: в области собственных колебаний решетки полоса отражения несколько шире полосы поглощения и сдвинута в сторону более высоких частот; повышение температуры приводит к сдвигу максимума полосы отражения в коротковолновую область и к плавному уменьшению величины $R_{\max}$.

Рассматриваемая модель наиболее пригодна для описания отражения при резонансном поглощении в плотных газах или в замороженных растворах. Для адекватного описания процессов взаимодействия света с твердыми телами, например, селективного отражения вблизи частот поглощения ионных кристаллов, необходимо учесть наличие различных типов колебаний в кристалле, их ангармонизм и взаимодействие, неоднородность состава и структуры монокристаллов, а также различие в механизмах их поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнзель В. А. Отражение света. — М., 1973.
2. Оптические свойства полупроводников / Под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира. — М., 1970.

3. Goshinaga H.— Phys. Review, 1955, vol. 100, № 3, p. 753; 1956, vol. 101, № 2, p. 526—535.

4. Smakula A.— Optica Acta, 1962, vol. 9, № 3, p. 210.

5. Дитчберн Р. Физическая оптика.— М., 1965.

6. Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках.— Минск, 1975.

Поступила в редакцию
04.04.83.

Кафедра спектроскопии и квантовой электроники

УДК 539.12.04

ЧАН ВАН

ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ НА ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАММА-КВАНТОВ В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ

В работах [1, 2] впервые показано, что при движении квантов в мишенях с поляризованными ядрами возможны такие явления, как вращение плоскости поляризации и двойное лучепреломление, обусловленные зависимостью амплитуды когерентного рассеяния на поляризованном ядре на угол ноль от состояния поляризации фотона или, что то же самое, от его спинового состояния. Наряду с установленными в [1, 2] известны внешне похожие явления Фарадея, Коттона-Мутона и Керра, обусловленные расщеплением ядерных уровней во внешних магнитных и электрических полях. Практически во всех случаях в мишенях с поляризованными ядрами имеются магнитные и электрические поля, поэтому при исследовании оптической анизотропии поляризованных мишеней необходимо учитывать возможное влияние эффектов Фарадея, Коттона-Мутона и Керра. Общая теория оптической анизотропии поляризованных мишеней при наличии сверхтонких полей дана в [2]. В настоящей работе на основе теории [2] исследуется вращение плоскости поляризации γ -квантов в поляризованной мишени в условиях, когда ширина ядерного уровня много больше величины сверхтонкого расщепления уровней.

Пусть система уровней ядра, находящегося в веществе под действием некоторых электрических и магнитных полей, описывается совокупностью квантовых чисел m_0 . Если ядра каким-то образом распределены по состояниям m_0 с вероятностью $W(m_0)$, то амплитуда когерентного рассеяния будет [2]

$$\hat{f} = \text{Sp} \rho \hat{f} = \sum_{m_0} W(m_0) \hat{f}_{m_0} = e_i^* \sum_{m_0} W(m_0) \hat{f}_{ij}^{(m_0)} e_j = e_i^* \hat{f}_{ij} e_j, \quad (1)$$

где ρ — спиновая матрица плотности ядра; $\hat{f}$ — амплитуда рассеяния, являющаяся оператором в спиновом пространстве ядра;

$$\hat{f}_{ij} = \sum_{m_0} W(m_0) \hat{f}_{ij}^{(m_0)}. \quad (2)$$

При этом

$$\hat{f}_{ij}^{(m_0)} = - \frac{k_0 V}{2\pi \hbar c} \hat{f}_{\text{мессб}} \sum_{m_1} \frac{\langle k_0 p' I_0 m_0 | H' | I_1 m_1 \rangle \langle I_1 m_1 | H' | k_0 p I_0 m_0 \rangle}{E_{k_0} - E_{m_0} - E_1 + \frac{i\Gamma}{2}}, \quad (3)$$

где H' — взаимодействие между ядром и электромагнитным полем; $\hat{f}_{\text{мессб}}$ — амплитуда вероятности эффекта Мессбауэра; $I_0(I_1)$, $m_0(m_1)$ — спин и магнитные квантовые числа основного (возбужденного) состояния; k_0 — волновой вектор падающего фотона с поляризацией p ; p' — поляризация рассеянного излучения; p и p' могут принимать два значения -1 и $+1$ в зависимости от того, будет ли право- или левокруговая поляризация.

Пользуясь результатами [3, 4], в случае, когда расщепление уровней ядер вызвано магнитным полем, (2) можно записать следующим образом: