

21, 24

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ГЕРМАНИИ

*Б.В.Зубов, Л.А.Кулевский, В.П.Макаров,
Т.М.Мурина, А.М.Прохоров*

Настоящая работа посвящена исследованию двухфотонного поглощения в монокристаллах германия при облучении их светом лазера модулированной добротности на $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ ($\lambda = 2,36 \text{ мк}$) [1]. Впервые наблюдается рекомбинационное излучение Ge при двухфотонном возбуждении, проведено измерение и дана теоретическая оценка коэффициента двухфотонного поглощения.

На рис. 1, *а* представлена спектрограмма рекомбинационного излучения по непрямым переходам в Ge при $T = 77^\circ \text{K}$ при двухфотонном возбуждении. На рис. 1, *б* дана для сравнения спектрограмма рекомби-

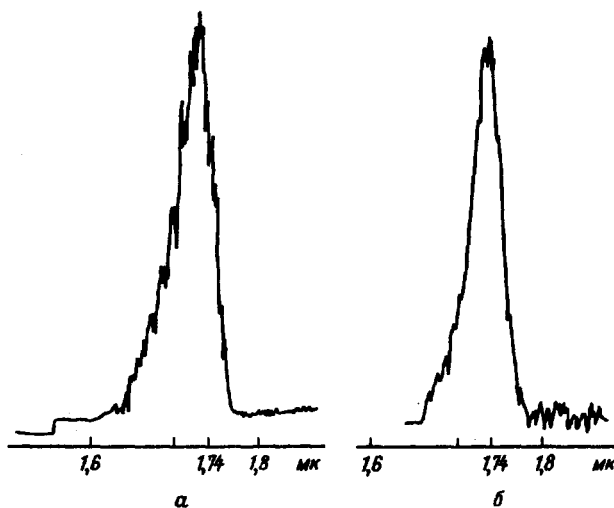


Рис. 1. Спектр рекомбинационного излучения Ge (непрямой переход): *а* — при двухфотонном возбуждении, *б* — при однофотонном возбуждении

национного излучения, полученная при однофотонном возбуждении Ge светом от ксеноновой лампы ДКСШ-1000.

Для непосредственного определения характеристик двухфотонного поглощения в Ge мы исследовали зависимость интенсивности I_x света, прошедшего через кристалл, от интенсивности I_0 лазерного излучения, падающего на кристалл. Для кристалла длиной x при нормальном

падении света на кристалл эта зависимость имеет вид:

$$\frac{I_0}{I_x} = \frac{e^{ax}}{(1-R)^2} + \frac{e^{ax} - 1}{\alpha(1-R)} \beta I_0, \quad (1)$$

где α и β – соответственно коэффициенты однофотонного и двухфотонного поглощения, а R – коэффициент отражения.

На рис. 2 представлена зависимость I_0/I_x от I_0 . По наклону прямой мы нашли, что коэффициент двухфотонного поглощения $\beta_{\text{эксп}} = 1 \text{ см/Мвт}$. (Измерения β проводились при комнатной температуре).

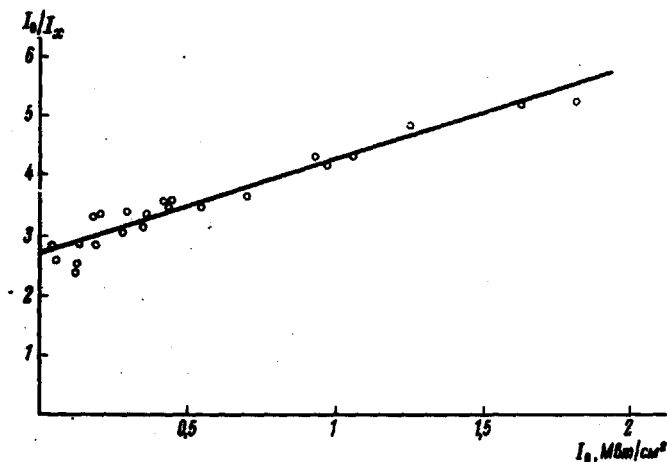


Рис. 2. Зависимость I_0/I_x от I_0 .

Перейдем теперь к теоретической оценке коэффициента двухфотонного поглощения β . Коэффициент β выражается через вероятность $W/4$ двухфотонного поглощения следующим образом:

$$\beta = \frac{\kappa W}{2c^2 N^2 \hbar \omega}, \quad (2)$$

где W определяется по формулам (2 – 3) работы [2], в которых нужно положить $N_1 = N_2 = N$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ и $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ ¹⁾. Если ϵ_0 – ширина запрещенной зоны в точке $k = 0$, Δ – спинорбитальное расщепление валентных зон Ge в $k = 0$, то для кванта $\hbar\omega = 0,53 \text{ эВ}$ используемого нами лазера на $\text{CaF}_2: \text{Dy}^{2+}$ выполняются неравенства $\hbar\omega < \epsilon_0 < 2\hbar\omega < \epsilon_0 + \Delta$. Поэтому индекс ν в (II, 2 – 3) пробегает

¹⁾Работа [2] цитируется в дальнейшем как II. Например, ссылка (II, 3) обозначает формулу (3) из [2]. Здесь и ниже мы придерживаемся обозначений, введенных в [2].

значения ℓ и h , т.е. двухфотонное поглощение идет только из зоны легких ($\ell \rightarrow c$) и тяжелых ($h \rightarrow c$) дырок. Так как германий — кристалл, имеющий центр симметрии, и однофотонный переход ($v \rightarrow c$ в нем разрешен, составной матричный элемент (II, 3) при малых k ($kd \ll 1$) пропорционален k то есть $M_{c,v}(k) \sim k$. В качестве промежуточных зон i в (II, 3) мы учтем только зону проводимости c , зоны легких ℓ и тяжелых h дырок и валентную зону s , отщепленную спин-орбитальным взаимодействием от зон ℓ и h . Вкладом в β других зон i мы пренебрегаем, поскольку они расположены более чем на 10 эв выше и ниже потолка зон ℓ и h [3]. Матричные элементы $p_{i,v}(k)$, входящие в составной матричный элемент $M_{c,v}(k)$ (II, 3), вычислялись нами в приближении сферических валентных зон $\gamma_2 = \gamma_3 = \bar{\gamma}$ [4].

В указанном приближении коэффициент β выражается через известные параметры зонного спектра германия. (Заметим, что матричный элемент $\zeta = \langle S | p_x | X \rangle$ междузонного перехода в германии можно оценить, зная ϵ_0, Δ и массу m_c электрона в зоне проводимости [5]). Используя следующие значения параметров, определяющих β : $|\zeta|^2 = 1,9 \cdot 10^{-38} \text{ г}^2 \text{ см}^2 / \text{сек}^2$, $\hbar\omega = 0,53 \text{ эв}$, $\Delta = 0,29 \text{ эв}$, $\kappa = 16$, $m_c = 0,037 m$ [5], $\gamma_1 = 13,2$, $\bar{\gamma} = 4,9$ [4] и $\epsilon_0 = 0,8 \text{ эв}$ (при комнатной температуре), мы получили оценку величины коэффициента двухфотонного поглощения в германии — $\beta_{\text{теор}} = 0,1 \text{ см/Мвт}$.

Расхождение между результатами для β , полученными экспериментально и теоретически, можно, вероятно, объяснить двумя причинами. Во-первых, в эксперименте нам не удалось определить распределение интенсивности света по сечению пучка. Неравномерное распределение интенсивности света по сечению должно приводить только к завышенным значениям β . Во-вторых, не исключена возможность существенного вклада в β не прямых двухфотонных переходов. Оба этих фактора требуют дальнейшего выяснения.

В заключение выражаем благодарность Н.А.Пенину и Т.И.Галкиной за обсуждение работы и В.В.Костину за помощь в проведении измерений.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 ноября 1968 г.

Литература

- [1] В.В.Костин, Л.А.Кулевский, Т.М.Мурина, А.М.Прохоров, А.А.Тихонов, ЖПС, 6, 33, 1967.

- [2] М.С.Беспалов, Л.А.Кулевский, В.П.Макаров, А.М.Прохоров, А.А.Тихонов. ЖЭТФ, 55, 144, 1968.
- [3] G. Dresselhaus, A. F. Kip, C. Kittel. Phys. Rev., 98, 368, 1955. (перевод в сб. Проблемы физики полупроводников; ИИЛ, М., 1957, стр. 599).
- [4] J. M. Luttinger. Phys. Rev., 102, 1030, 1956.
- [5] L. M. Roth, B. Lax. S. Zwerdling. Phys. Rev., 114, 90, 1959.