

## ПОВЕРХНОСТНО-РАДИАЦИОННЫЕ МОДЫ И ПРОДОЛЬНЫЕ ЭКСИТОНЫ В СПЕКТРАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Б.Ж. Ахмадалиев, Б.З. Полвонов, Н.Х. Юлдашев

*Ферганский политехнический институт*

*Узбекистан*

Поступила в редакцию 20.09.2010

Рассчитаны спектры экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ) в окрестности частоты продольного экситона  $w_l$  с учетом затухания  $\hbar\Gamma$ . Проанализированы парциальные и интерференционные вклады объемных и поверхностно-радиационных спектральных мод в низкотемпературную поляритонную люминесценцию кристаллов типа CdS в геометрии излучения продольных экситонов.

**Ключевые слова:** экситон-поляритонная люминесценция, поверхностно-радиационные моды, продольный экситон, затухание экситона, интерференционная люминесценция, нарушение кинетического приближения, функция Грина, излучающие квантовые состояния,  $s$ - и  $p$ -поляризации, парциальные вклады мод.

Розраховано спектри екситон-поляритонної люмінесценції (ЕПЛ) в околиці частоти поздовжнього екситону  $w_l$  з урахуванням загасання  $\hbar\Gamma$ . Проаналізовані парціальні й інтерференційні внески об'ємних і поверхнево-радіаційних спектральних мод у низькотемпературну поляритонну люмінесценцію кристалів типу CdS у геометрії випромінювання поздовжніх екситонів.

**Ключові слова:** екситон-поляритонна люмінесценція, поверхнево-радіаційні моди, поздовжній екситон, загасання екситону, інтерференційна люмінесценція, порушення кінетичного наближення, функція Гріна, що випромінюють квантові стани,  $s$ - і  $p$ -поляризації, парціальні внески мод.

Exciton-polariton luminescence (EPL) spectra by taking into account damping  $\hbar\Gamma$  are calculated in the about frequency  $w_l$  of the longitudinal exciton. The partially and interferential contributions of the volumetric and superficially-radiative spectral modes in the low-temperature polariton uminescence CdS crystals in a longitudinal exciton studying are analyzed.

**Keywords:** exciton-polariton luminescence, superficially-radiative modes, longitudinal exciton, damping of exciton, interferential luminescence, breach of the kinetic approach, function of Grin, radiating quantum conditions,  $s$ - and  $p$ -polarizations, partial contributions of modes.

Метод низкотемпературной экситонной люминесценции является одним из наиболее информативных оптических методов исследования полупроводниковых структур, сочетающий высокую чувствительность к содержанию дефектов и локальность измерений. Детальное изучение экситонной энергетической структуры полупроводниковых кристаллов показывает, что в формировании спектров низкотемпературной фотолюминесценции наряду с явлениями светоэкситонного взаимодействия (поляритонный эффект) и пространственной дисперсии (зависимость тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\alpha\beta}$  от волнового вектора  $\vec{k}$ ) существенную роль могут играть эффекты, связанные с экс-

тонным затуханием. В частности, экситонное затухание обуславливает возгоранию излучения поверхностно-радиационных мод (чисто пространственно затухающих волн вглубь кристалла при  $\Gamma = 0$ ) и интерференционной люминесценции когерентно излучающих состояний различных дисперсионных ветвей с близкими значениями  $\omega$  и (см., например, [1 – 5]). В работах [1 – 3], выполненной при участии одного из авторов настоящей статьи, была построена теория поляритонной люминесценции (ПЛ) в случае, когда диссипативное затухание экситона нарушает критерии применимости кинетического уравнения Больцмана

$$|\operatorname{Re} \vec{k}_p| \gg |\alpha\beta|, \quad (1)$$

и справедливая при произвольном соотношении между  $\text{Re } \vec{k}_2$  и  $\alpha_2$  (где  $\vec{k}_2$  и  $\alpha_2$  – волновой вектор и коэффициент поглощения поляритонов верхней дисперсионной ветви 2). На основе этой теории были последовательно рассчитаны вклады волн нижней поляритонной ветви 1 и сильно затухающей волны 2 в ПЛ в окрестности частоты  $\omega_l$  продольного экситона (ветвь 3) и удовлетворительно проанализированы экспериментальные спектры ПЛ кристаллов  $\text{ZnP}_2$  черной модификации с ромбической точечной симметрией. Однако, при этом конкретный расчет и эксперимент ограничивались самым простым случаем – анализом нормально выходящегося из кристалла поляритонного излучения, когда отсутствует вклад продольных экситонов в ПЛ. Хотя уже давно известно, что при наличии пространственной дисперсии (ПД) возможен перенос энергии в кристаллах чисто продольными экситонами и они проявляются, например, в спектрах низкотемпературной люминесценции кристаллов  $\text{CdS}$  лишь при наклоне излучения [6 – 8], тем не менее количественный анализ этих спектров до сих пор не проводился. В настоящей работе обобщается микроскопическая теория ПЛ кристаллов с ПД с учетом излучения чисто продольных экситонов в окрестности частоты  $\omega_l$ ,  $\omega_{l,T}$ . Рассматривается экситон-поляритонная люминесценция (ЭПЛ) в случае, когда неравенство (1) одновременно нарушается для волн  $\beta = 2$  и  $\beta = 3$ , но остается справедливым для поляритонов нижней дисперсионной ветви  $\beta = 1$ . Развитая теория ЭПЛ вопреки обычной теории ПЛ, основанной на использовании функции распределения поляритонов, позволяет учесть интерференцию когерентно излучающих состояний поперечных поляритонов и продольных экситонов при наличии затухания  $\Gamma \neq 0$  (что несомненно является новым эффектом, отсутствовавшим в работах [1 – 3]), т.е. выйти за пределы применимости кинетического уравнения для волн 2 и 3, определяемым наряду с (1) так же и более жестким условием<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Выполнение неравенства (2) дает основу пренебречь интерференцией поляритонных излучающих состояний разных дисперсионных ветвей.

$$\left| \text{Re}(\vec{k}_\beta - \vec{k}_{\beta'}) \right| \gg \alpha_\beta, \alpha_{\beta'}, \quad (\beta, \beta' = 2, 3). \quad (2)$$

С помощью этой теории здесь проводится анализ угловой зависимости экспериментальных спектров ЭПЛ кристаллов  $\text{CdS}$  с гексагональной точечной симметрией для  $s$  и  $p$ -поляризации излучения.

Мы рассмотрим дипольно-активный триплетный экситон, характеризуемый резонансной частотой  $\omega_0$ , эффективной массой  $M$  и продольно-поперечным расщеплением  $\omega_{l,T}$  в кристалле с изотропным тензором диэлектрической проницаемости [9]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, \vec{k}) &= \epsilon(\omega, k) \delta_{\alpha\beta} = \\ \epsilon_b \left[ 1 + \frac{\omega_{l,T}}{\omega_o(k) - \omega - i\Gamma(\omega, k)/2} \right] \cdot \delta_{\alpha\beta}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $\epsilon_b$  – фоновая диэлектрическая проница-

емость,  $\hbar\omega_o(k) = \hbar\omega_o + \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$  – энергия механического экситона,  $\Gamma(\omega, k)$  – затухание экситона, определяемое процессами рассеяния или захвата. Известно, что в таких кристаллах могут возбуждаться нормальные волны двух типов – поперечные ( $\epsilon(\omega, k) = c^2 k^2 / \omega^2$ , где  $c$  – скорость света в вакууме) и продольные ( $\epsilon(\omega, k) = 0$ ). Для большинства полупроводников  $\omega_{l,T} \ll \omega_0$  и в окрестности резонанса  $\omega_0$ , определяемым условием

$$|\omega - \omega_o| \ll \sqrt{\omega_o \omega_{l,T}}, \quad (4)$$

дисперсионных уравнений поперечных поляритонов  $\beta = 1, 2$  и продольных экситонов  $\beta = 3$  можно представить в упрощенном виде:

$$\begin{aligned} \omega = \omega_k^{(T)} &= \omega_o + \frac{\hbar k^2}{2M} - \\ &- \frac{\epsilon_b \omega_{l,T}}{(ck/\omega_o)^2 - \epsilon_b} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \omega = \omega_k^{(3)} &= \omega_l + \frac{\hbar k^2}{2M} - i \frac{\Gamma(\omega, k)}{2}, \\ \omega_l &= \omega_o + \omega_{l,T}, \quad (6) \end{aligned}$$

причем поляритоны 1 и 2 описываются формулой (5) соответственно в области  $k > k_0 \sqrt{\epsilon_b}$  и  $k < k_0 \sqrt{\epsilon_b}$ , где  $k_0 = \omega_0/c$ .

На рис. 1 представлены рассчитанные дисперсионные кривые экситон-поляритонов в случае изолированного экситонного резонанса с изотропной эффективной массой для значений  $\hbar\Gamma$ : 0,75 (а); 0,5 (б); 1,0 (в); 1,457 (г); 2,0 (д); 5,0 (е).

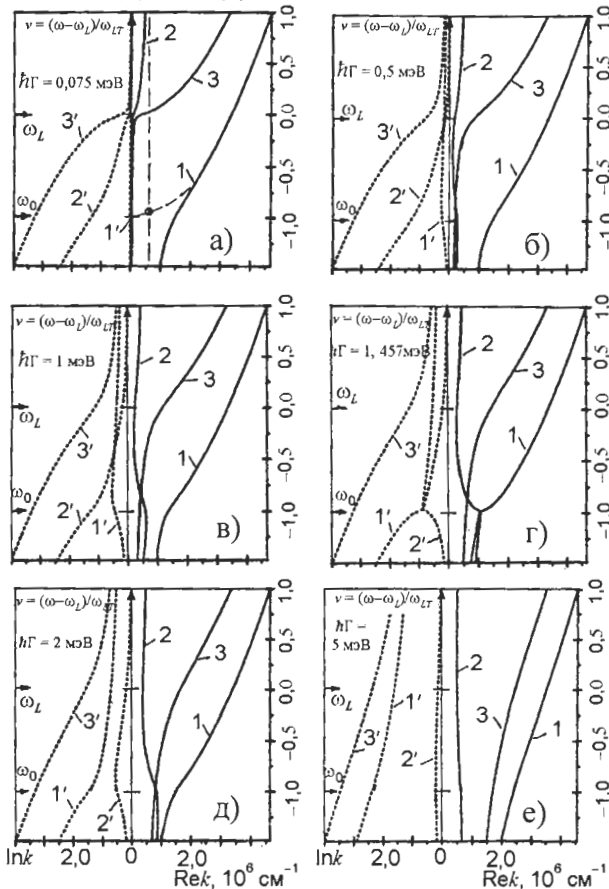


Рис. 1. Расчетный энергетический спектр нормальных волн в зависимости от затухания экситона  $\Gamma$  в кубическом кристалле с ПД для значений параметров нижайшего экситонного резонанса  $A$  ( $n = 1$ ) CdS:  $\hbar\omega_0 = 2552,4$  мэВ,  $\hbar\omega_{L,T} = 2,0$ , мэВ,  $M = 0,9m_0$  ( $m_0$  - масса свободного электрона),  $\epsilon_b = 9,4$  [3]. Штриховые линии – для невзаимодействующих механических экситонов и фотонов: 1,1', 2,2' – поперечные поляритоны; 3,3' – продольные экситоны.

Как видно из рис. 1, дисперсионные кривые экситон-поляритонных мод с ростом затухания  $\hbar\Gamma$  сильно трансформируются. Это особенно заметно вблизи продольной частоты  $\omega_L$  для мод 2, 2' и 3, 3', которые при  $\hbar\Gamma = 0$  являются распространяющимися лишь в области частот  $\omega > \omega_0$  и чисто затухающими, т.е. поверхностно-радиационными, когда  $\omega < \omega_0$ . Характерная частота  $\omega_b \geq \omega_L$  определяется условием полного внутреннего отражения волн  $\beta = 2, 3$ .

$$\text{Re}n_\beta = c\text{Re}k_\beta(\omega)/\omega = \sin\theta. \quad (7)$$

Здесь  $\theta$  – угол выхода излучения из кристалла в вакуум,  $n_\beta$  – показатель преломления кристалла для волны  $\beta$ , причем  $\text{Re}n_\beta < 1$  при  $\omega < \omega_0$ . Заметим, что, во-первых, появление при  $\hbar\Gamma \neq 0$  мнимой части волнового вектора  $k_\beta$  (кривые 2' и 3' на рис. 1) при  $\omega > \omega_0$  означает определенное пространственное затухание распространяющихся мод, что приводит, в некоторой области частот  $\omega - \omega_0 \sim \Gamma$ , к нарушению неравенств (1) и (2). Во-вторых, в области частот  $\omega < \omega_0$ , где всегда нарушается условие (1) для волн 2 и 3, при конечном  $\Gamma$  возникает вещественная добавка к волновому вектору  $k_\beta$  (кривые 2 и 3), которая означает, что поверхностно-радиационные моды 2 и 3 перестают быть чисто затухающими и включаются в перенос энергии экситонного возбуждения в кристалле. Последние обстоятельства, безусловно, имеют существенное значение в формировании спектра ЭПЛ кристаллов в геометрии излучения чисто продольных экситонов, исследование которых и является одной из основных целью настоящей работы.

Мы исследуем спектральную интенсивность излучения с поляризацией  $\lambda$ , распространяющегося в вакууме у поверхности кристалла в направлении единичного вектора (который лежит в плоскости  $yz$ , а внутренняя нормаль к границе кристалла направлена вдоль оси  $z$ :  $\lambda = s, p$ , где  $s||x, p||y$ ):

$$I_\lambda^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \sum_\beta I_{\beta\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}), \quad (8)$$

где  $\beta = 1, 2$  при  $\lambda = s$  и  $\beta = 1, 2, 3, 23$  при  $\lambda = p$ . Парциальная интенсивность описывает интерференционный вклад в ЭПЛ волн 2 и 3. Будем считать, что возбуждение низкотемпературной люминесценции осуществляется путем стационарного освещения кристалла естественным светом из спектральной области собственного поглощения, где рождаются свободные электроны и дырки. По мере термализации они в результате кулоновского взаимодействия связываются в экситоны, которые, в свою очередь, испытывая многократные рассеяния на фононах, примесях и других дефектах кристалла, релаксируют по энергии и импульсу в область резонанса

$\omega_o$ , где на языке обычной теории ПЛ ( $\Gamma = 0$ ) устанавливается некоторая неравновесная стационарная функция распределения поляритонов. Поскольку вблизи частоты  $\omega_L$  плотности состояний

$$\rho_\beta(\omega) = \frac{1}{V_o} \sum_k \delta(\omega - \omega_k^{(\beta)}) = \frac{k_\beta^2(\omega)}{(2\pi)^3 v_\beta(\omega)},$$

(где  $V_o$  – объем кристалла,  $v(\omega) = d\omega/dk_\beta$  – групповая скорость поляритона) для поляритонов ветви 1 и ветвей  $\beta = 2, 3$  сильно различаются (например, при  $\omega > \omega_L$  для CdS  $\rho_1(\omega)/\rho_2(\omega) \approx (\omega_{LT}/\epsilon_b \omega_M)^{3/2} \approx 3 \cdot 10^3$ , где  $\omega_M = \hbar k_o^2/2M$ , то в окрестности частоты  $\omega_L$  можно пренебречь рассеянием волн внутри ветвей  $\beta = 2, 3$ . По этой же причине можно не учитывать генерации волн 2 и 3 с малыми значениями (см. рис. 1а), происходящей за счет рассеяния на ЛО-фононах из вышележащих экситонных состояний, а также возможного их индуцирования многократным зеркальным отражением волн 1 от внутренней границы кристалла [9]. Таким образом, функция распределения  $f$  поляритонов в основном формируется за счет их релаксации по состояниям поперечной моды  $1 - f_{1k\lambda}(\omega, z)$ .

Последовательное определение функции  $f_{1k\lambda}(\omega, z)$  выходит за рамки настоящей работы, и она считается заданной. Естественно, что в кубическом кристалле в результате многократных рассеяний происходит изотропизация функции распределения по направлениям и состояниям поляризации. Далее при расчете в узкой области частот вблизи  $\omega_L$  достаточно ограничиться простейшей факторизованной формой

$$f_{1k\lambda}(\omega, z) = f_1(\omega, z) \exp(-z/L),$$

содержащей некоторую плавную частотную зависимость  $f_1(\omega)$ . Здесь  $L$  – эффективная глубина распределения поляритонов ветви 1, определяемая процессами многократного рассеяния свободных носителей и экситон-поляритонов. Координатная зависимость  $f_{1k\lambda}(\omega, z)$  только от  $z$  соответствует однородности задачи вдоль плоскости поверхности.

Парциальный вклад  $I_{1\lambda}^{(0)}$  определяется по формуле:

$$I_{1\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{k_o^2}{(2\pi)^3} \hbar \omega T_{o1}^{(\lambda)} \cdot f_{1k\lambda}(z = +0),$$

где

$$T_{o\beta}^{(\lambda)} = \frac{I_N^{(0)}}{I_N^{(\beta)}} = \frac{\cos \theta}{\cos \theta_\beta} \frac{1}{n_\beta} \frac{w_o}{w_\beta} \left| I_{o\beta}^{(\lambda)} \right| \quad (9)$$

– энергетический коэффициент пропускания волны  $\beta$  с поляризацией  $\lambda$  из кристалла в вакуум,  $I_{o\beta}^{(\lambda)}$  – соответствующий амплитудный коэффициент пропускания. В (9)  $I_N$  – нормальная составляющая плотности потока энергии к поверхности,  $n_\beta w_\beta$  – коэффициент связи между плотностью потока энергии и квадратом модуля амплитуды электрического поля нормальной волны  $\beta$ :

$$w_o = \frac{c}{8\pi}, \quad \beta = 1 - 3,$$

$$w_\beta = \frac{c}{8\pi} \left[ 1 - \delta_{\beta 3} + \frac{\omega_M \epsilon_b}{\omega_{LT}} \left( \frac{n_\beta^2}{\epsilon_b} - 1 + \delta_{\beta 3} \right)^2 \right].$$

Интенсивность ЭПЛ с  $s$ -поляризацией  $I_S^{(0)}(\omega, \theta) = I_{1s}^{(0)}(\omega, \theta) + I_{2s}^{(0)}(\omega, \theta)$  не содержит интерференционного члена и она рассчитана с помощью диаграммной техники Л.В. Келдыша для матрицы плотности механического экситона в работе [1].

В случае излучения с  $p$ -поляризацией для расчета парциальных вкладов  $I_{2p}^{(0)}, I_{3p}^{(0)}$ , и интерференционной составляющей  $I_{p23}^{(0)}$  в суммарную интенсивность  $I_p^{(0)}$  по (8)

$$I_p^{(0)}(\omega, \theta) = \sum_{\beta=1,2,3} I_{\beta p}^{(0)}(\omega, \theta) + I_{p23}^{(0)}(\omega, \theta) \quad (10)$$

рассмотрим функции Грина  $G_{2p}^{-+}(\vec{k}, \vec{k}'; \omega)$  для поперечных поляритонов ветви 2 (точно совпадающей для кубического кристалла  $G_{2s}^{-+}(\vec{k}, \vec{k}'; \omega)$  с [1]) и  $G_{3p}^{-+}(\vec{k}, \vec{k}'; \omega)$  для продольных экситонов. Диаграмма для этих функций изображена на рис. 2, где  $\lambda, \lambda' = p$  и  $\beta, \beta' = 2, 3$ . Сплошной линией в случае продольного экситона отвечает функция Грина

$$G_{3k\omega}^{-+} = \left[ \omega - \omega_k^{(3)} + i\Gamma(\omega, \vec{k})/2 \right]^{-1} = -\frac{2M}{\hbar} \frac{1}{k^2 - k_3^2}, \quad (11)$$

где  $\omega_k^{(3)}$  – определяется формулой (6), а  $k_3$  является решением дисперсионного уравнения продольных экситонов:

$$k_3 = n_3 k_0, \quad n_3 = \left( \left( \omega + i \frac{\Gamma}{2} - \omega_l \right) / \omega_M \right)^{1/2}. \quad (12)$$

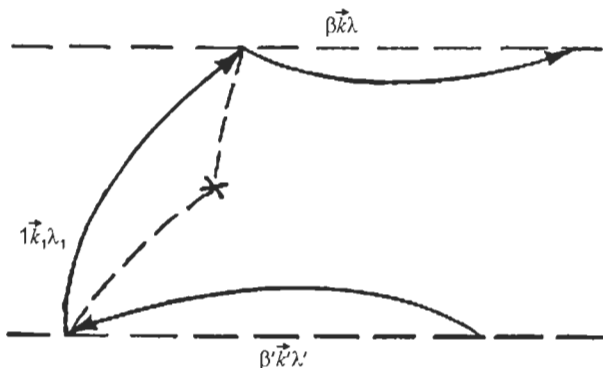


Рис. 2. Диаграмма для функции Грина  $G_{\beta\lambda}^{+-}(\vec{k}, \vec{k}'; \omega)$ . При  $\lambda = s$  индекс  $\beta = ' = 2$ , при  $\lambda = p - \beta, \beta' = 2, 3$ .

Используя рассуждения и технику выкладки работы [1], получим:

$$I_{\beta p}^{(0)}(\omega, \theta) = F_\beta \cdot \frac{|F_{\beta p}|^2}{2k_0 \text{Im} n_{\beta z} + L^{-1}}, \quad \beta = 2, 3; \quad (13)$$

$$I_{p23}^{(0)}(\omega, \theta) = 2 \text{Re} \left[ F_{23} \cdot \frac{F_{2p} \cdot F_{3p}^*}{-ik_0(n_{2z} - n_{3z}^*) + L^{-1}} \right], \quad (14)$$

где  $F_\beta = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \epsilon_b \omega_{LT} \cos \theta f_i(\omega)}{\hbar \tau_{\beta 1}}$ ,

$$F_{2p} = \frac{t_{02}^{(p)}}{n_{2z}(n_1^2 - n_2^2)}, \quad F_{3p} = \frac{t_{03}^{(p)}}{n_{3z} \epsilon_b}, \quad (15)$$

а  $F_{23}$  получается из  $F_\beta$  заменой величины  $\tau_{\beta 1}$  на  $(\tau_{21} \cdot \tau_{31})^{1/2}$ . При этом учитывалось, что для продольных экситонов напряженность электрического поля и экситонная часть поляризации кристалла связаны соотношением  $4\pi \vec{P}_3 = -\epsilon_b \vec{E}_3$ . Выражение (14) описывает интерференционный вклад волн ветвей 2 и 3 в интенсивность внешнего излучения  $p$ -поляризации, обусловленный рассеянием на одном и том же центре поляритонов ветви 1 в когерентно излучающие состояния 2 и 3 в условиях, когда наряду с (1) нарушается и неравенство (2).

Теперь остается рассчитать амплитудных коэффициентов пропускания  $t_{0\beta}^{(p)}$  волны  $\beta$  в вакуум. При этом мы использовали наряду с граничными условиями Максвелла еще и ДГУ Пекара с “мертвым слоем”. В случае падения изнутри кристалла на его поверхность волны 2 с  $p$ -поляризацией находим

$$t_{02}^{(p)}(\theta) = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 - \epsilon_b} \frac{2n_{2z} / n_2}{(n_{oz} + \bar{n}_p) \cos \delta - i \sin \delta} \times \frac{1}{\left[ \frac{\tilde{n}_z}{\epsilon_b} (1 + \bar{n}_{p1}) + \frac{n_{oz} \epsilon_b}{\tilde{n}_z} \cdot \bar{n}_{p2} \right]}, \quad (16)$$

где  $\bar{n}_p = n_{oz} \bar{n}_{p1} + \bar{n}_{p2}$ ,  $\bar{n}_{p2} = (n_{2z} + n_{1z} \cdot \bar{n}_{p1}) \cdot \epsilon_b$ ,

$$\bar{n}_{p1} = \frac{n_1^2 n_{2z} n_{3z} + n_{ox}^2}{n_2^2 n_{1z} n_{3z} + n_{ox}^2} \cdot \frac{\epsilon_b - n_2^2}{n_1^2 - \epsilon_b}, \quad n_{\beta x} = n_{ox} = \theta.$$

Коэффициент пропускания  $t_{01}^{(p)}$  получается из  $t_{02}^{(p)}$  симметричной заменой  $n_1 \leftrightarrow n_2$ . А в случае падения изнутри кристалла на его поверхность продольной волны определяем амплитудного коэффициента превращения нормальной волны продольных экситонов во внешнее световое излучение в следующем виде:

$$t_{03}^{(p)}(\theta) = \frac{2n_{ox}(n_{1z} - n_{2z})n_{3z} / n_3}{\sum_{\beta=1,2} (-1)^\beta \frac{n_\beta^2 - \epsilon_b}{n_\beta^2} (n_{ox}^2 + n_{\beta z} n_{3z})} \times \frac{1}{\left[ \left( n_{oz} + \frac{n_{3-\beta,z}}{\epsilon_b} \right) \cos \delta - i \sin \delta \left( \frac{\tilde{n}_z}{\epsilon_b} + \frac{n_{oz} n_{3-\beta,z}}{\tilde{n}_z} \right) \right]}. \quad (17)$$

На рис. 3 приведены теоретические спектральные зависимости  $I_p^{(0)}$  (а),  $I_{2p}^{(0)}$  (б),  $I_{3p}^{(0)}$  (в) и  $I_{p23}^{(0)}$  (г), рассчитанные при разных значениях параметров  $\Gamma$  и  $L$ . Оказалось, что все кривые определяются произведением  $\Gamma \cdot L$ . Интенсивность и полуширина кривых  $I_{2p}^{(0)}(\omega)$ , и следовательно,  $I_p^{(0)}(\omega)$ , существенно зависят от  $\Gamma \cdot L$ . Аналогичные параметры кривых  $I_{3p}^{(0)}(\omega)$  и  $I_{p23}^{(0)}(\omega)$  при  $L > 1$  мкм прак-

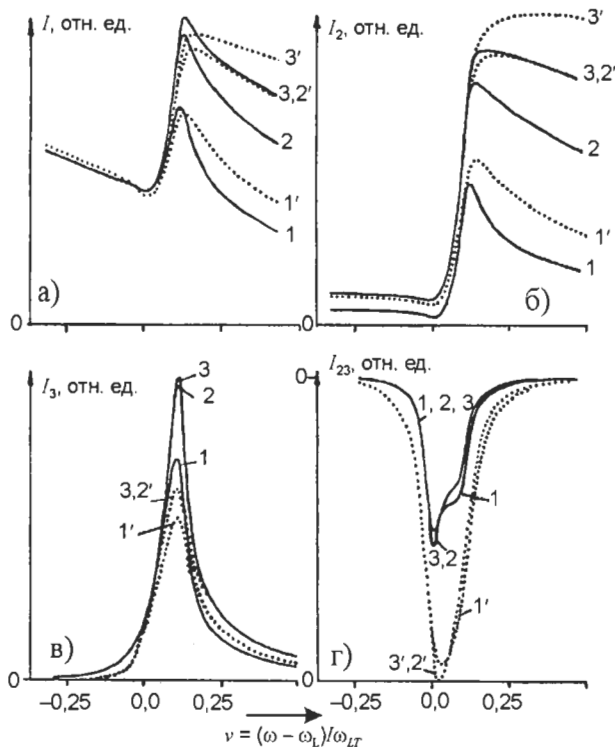


Рис 3. Спектральные зависимости полной ( $I$ ), частичных ( $I_{2p}$ ,  $I_{3p}$ ) интенсивностей и интерференционного вклада  $I_{23}$ , рассчитанные для параметров экситонного резонанса  $A_{(n=1)}$  в CdS при угле выхода в вакуум  $\theta = 80^\circ$  и для разных значений экситонного затухания  $\hbar\Gamma = 0,075$  (кривые 1 – 3), 0,15 мэВ (1' – 3') и глубины распределения поляритонов ветви 1:  $L = 0,2$  (1, 1'), 1,0 (2, 2'), 2,0 мкм (3, 3').

тически не чувствуют значения  $L$ , что обусловлено относительно большим значением коэффициента поглощения волны 3 ( $\alpha_3 \cdot L \gg 1$ ). Более того, полуширина  $\Delta_3$  кривой почти полностью определяется величиной  $\Gamma$ . Согласно численному расчету  $\Delta_3 \approx 2\Gamma$ . Заметим, что вклад в  $s$  с ростом  $\hbar\Gamma$  резко уменьшается, при этом  $I_{2p}^{(0)}$  – растет и сильно уширяется, в результате чего при одном и том же значении  $L$  увеличение  $\Gamma$  приводит к слабому уменьшению максимума  $I_p^{(0)}(\omega)$  на частоте  $\omega_0$  и его уширению.

На рис. 4а–с представлены общий вид контуров люминесценции кристалла CdS ( $A_{n=1}$ ,  $T = 2$  К) в  $s$ -геометрии излучения при  $\theta = 0$  (а) и  $\theta = 80^\circ$  (с). Штриховая линия на рис. 4а изображает экспериментально измеренную по спектру 2LO-повторения функцию заселенности  $g_1(\omega) = \rho_1(\omega)f_1(\omega)$  поляритонных состояний ветви 1, откуда определялась функция распределения  $f_1(\omega)$ , показанная там же

пунктирной линией. Теоретические спектры ЭПЛ на рис. 4а'–с' (кривые 0), рассчитанные при значениях параметров  $\hbar\Gamma = 0,075$  мэВ,  $L = 0,8$  мкм и  $\delta = 70 \text{ \AA}$ , хорошо совпадают с экспериментом (треугольники).

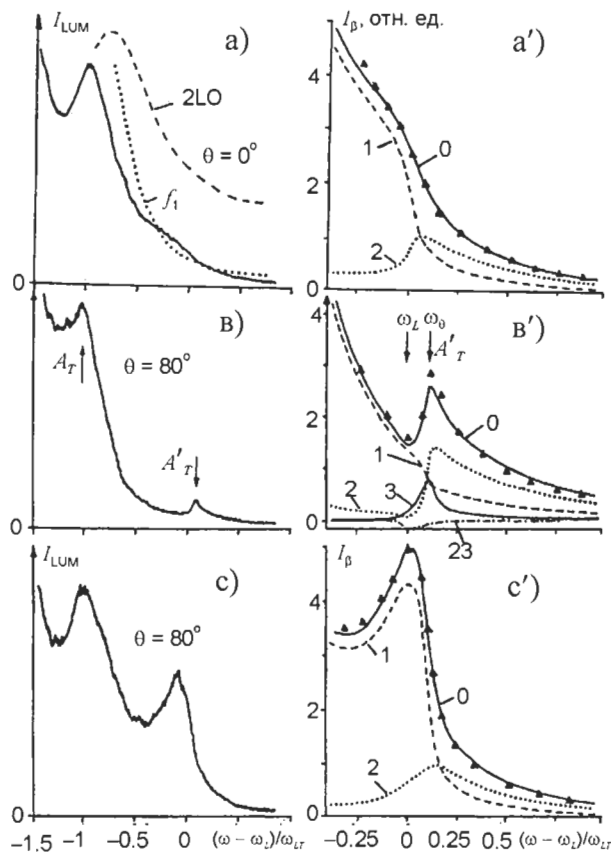


Рис. 4. Экспериментальные (а, в, с) и теоретические (а', в', с') спектры ЭПЛ кристаллов CdS ( $T = 2$  К) при геометрии регистрации излучения в  $s$  (а, а'; с, с') – и  $p$  (в, в') – поляризации. Штриховая линия на рис. а изображает спектр 2LO-повторения функции заселенности поляритонных состояний ветви 1, с помощью которого рассчитывалась функция распределения  $f_1(\omega)$ , показанная пунктирной линией. 0 – суммарная интенсивность излучения, треугольники – эксперимент; 1, 2 и 3 вклады поперечных поляритонов ветви 1, 2 и продольных экситонов (ветвь 3), 23 – интерференционный вклад  $I_{p23}$ .

Парциальный вклад (пунктирные линии 2) играет существенную роль в формировании суммарной интенсивности в области частот  $\omega \geq \omega_L$ . Здесь следует особо отметить, что, как видно из рис. 4а', с', путем перенормировки штриховой линии 1 (описывающей вклад  $I_{1s}^{(0)}$  поляритонов нижней ветви) можно достичь согласия между кривой 1 и экспериментом с определенной погрешностью, в пределах которой, однако, не корректно ставить

вопрос о точном вкладе  $I_{2s}^{(0)}$ . Поэтому достигнутое хорошее описание эксперимента на основе кинетической теории в работах по исследованию ПЛ в области частоты продольного экситона вызывает сомнения.

На рис. 4в изображен контур ЭПЛ CdS в геометрии излучения  $p$ -поляризации при  $\theta = 80^\circ$ , в которой наблюдается наряду с основным максимум излучения  $A_T$  еще и дополнительный небольшой максимум  $A'_L$ , расположенный с коротковолновой стороны от  $\omega_L$  на частоте  $\omega_{\theta=80^\circ} = 2,5547$  эВ/н. Появление максимума  $A'_L$  ранее объяснялось только "высвечиванием" чисто продольных экситонов. Однако, как показывает результаты численного расчета, представленные на рис. 4в', что линия  $A'_L$  формируется сложным образом. Спектральные зависимости суммарной интенсивности  $I_p^{(0)}$  (сплошная кривая 0), парциальных вкладов  $I_{1p}^{(0)}$  (кривая 1),  $I_{2p}^{(0)}$  (2),  $I_{3p}^{(0)}$  (3) и интерференционной составляющей  $I_{p23}^{(0)}$  (23) рассчитывались для известных параметров CdS [2] и при тех же значения  $\Gamma, L, \ell$  что и кривые на рис. 4а', с'. Обращает на себя внимание область частот  $\omega < \omega_\theta$ , где с точки зрения кинетического приближения продольные экситоны так же, как и поперечные поляритоны 2, не могут превращаться во внешние фотоны, т.е. высвечиваться в вакуум. Согласно волновой теории, совпадающей с экспериментом (ср. кривую 0 и треугольники на рис. 4в'), экситонное затухание индуцирует излучение поверхностно-радиационных мод, а также их интерференцию. Это, несомненно, является новым механизмом формирования ЭПЛ в кристаллах с пространственной дисперсией.

Строго говоря, частоты  $\omega_\theta$  для волны 2 и 3 несколько отличаются. Поскольку при  $\Gamma = 0$  в окрестности  $\omega_L$  дисперсионные зависимости волн 2 и 3 можно выразить с точностью до малого параметра  $\omega_M \varepsilon_b / \omega_{LT} \ll 1$  формулами

$$\omega_{2k}^{(T)} \approx \omega_L + n_2^2(\omega) \cdot \omega_{LT} / \varepsilon_b, \quad (18)$$

$$\omega_\theta^{(3)} \approx \omega_L + \sin \theta \cdot \omega_M, \quad (19)$$

то находим из (18) и (19) следующие соотношения для характерных частот  $\omega_\theta^{(2)}$  и  $\omega_\theta^{(3)}$ :

$$\omega_\theta^{(2)} \approx \omega_L + \sin^2 \theta \cdot \omega_{LT} / \varepsilon_b, \quad (20)$$

$$\omega_\theta^{(3)} \approx \omega_L + \sin \theta \cdot \omega_M. \quad (21)$$

В случае предельно больших углов выхода ( $\theta = 85^\circ$ ) отсюда получим для параметров CdS ( $T = 2$  К)

$$\omega_{\theta, \max}^{(3)} \approx \omega_L + \omega_{LT} / \varepsilon_b, \quad \omega_{LT} / \varepsilon_b \approx 0,22 \text{ мЭВ},$$

$$\omega_{\theta, \max}^{(3)} \approx \omega_L + \omega_M \cdot \omega_M \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ мЭВ},$$

$$\hbar \omega_L \approx 2,5544 \text{ мЭВ}.$$

Как показывает эксперимент и численный расчет (рис. 4в'), максимум линии излучения  $A'_L$  находится как раз вблизи характерной частоты поперечного поляритона 2:  $\hbar \omega_{\theta, \max}^{(2)} \approx 2,5546$  эВ. Из-за влияния экситонного затухания  $\Gamma$  реальный максимум частотной зависимости смещается в коротковолновую сторону от частоты  $\omega_L$  и приближается к частоте  $\omega_\theta \approx \omega_\theta^{(2)}$ . Рис. 4в' также показывает, что контур линии  $A'_L$  нельзя получить, ограничиваясь лишь вкладом. Особо отметим, что даже для практически минимального значения  $\hbar \Gamma = 0,075$  мЭВ в кристаллах CdS неприменимо кинетическое приближение для описания парциальных вкладов и в окрестности линии излучения  $A'_L$ , т.к.  $(\omega_{\theta, \max} - \omega_L) / \Gamma \approx 2,0$  и неравенство (1) на частоте  $\omega = \omega_\theta$  не выполняется для продольной волны, а для поперечной моды  $\omega_\theta$  является критической частотой, ниже которой для данного направления в вакууме величина является чисто мнимой при  $\Gamma = 0$ .

На рис. 5 продемонстрировано сравнение теоретических (кривые 0) и экспериментальных (треугольники) спектров ЭПЛ кристаллов CdS, а также расчетные частотные зависимости парциальных вкладов (кривые 1, 2, 3, 23) в геометриях излучения, соответствующих  $s$  (а, с, е) и  $p$  (b, d, f)-поляризациям при разных значениях угла выхода в вакуум  $\theta$ :  $30^\circ$  (а, b),  $45^\circ$  (с, d) и  $60^\circ$  (е, f). Видно, что относительные вклады и в люминесценцию слабо зависят от  $\theta$ , однако вклад (кривые 3) нормальной волны 3 существенно увеличивается с ростом  $\theta$  и играет основную роль в формировании линии  $A'_L$ .

Рост вклада  $I_{3p}^{(0)}$  с увеличением  $\theta$  непосредственно связан с проявлением ПД в

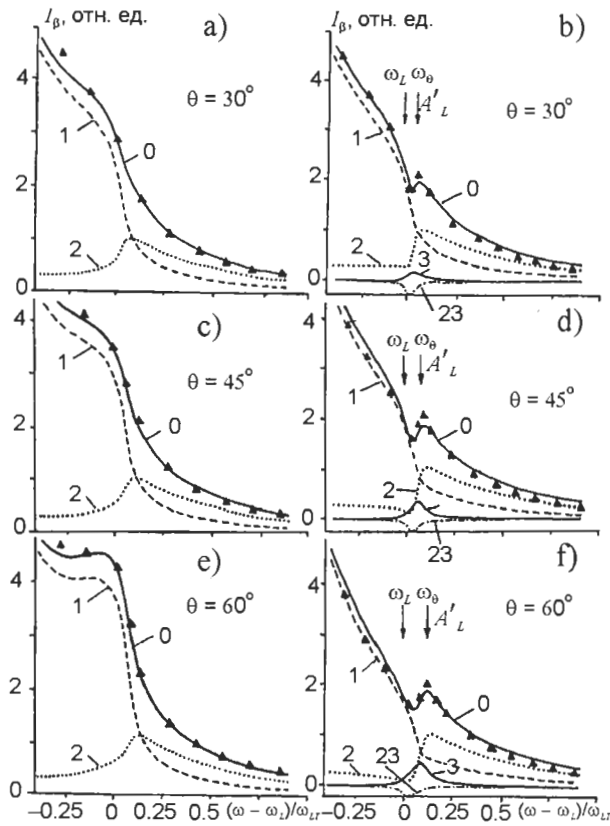


Рис. 5. Сравнение теоретических (кривые 0) и экспериментальных (треугольники) спектров ЭПЛ в *s* (а, с, е) – и *p* (b, d, f) – поляризации излучения кристаллов CdS для углов выхода  $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ . Обозначения такие же, как и на рис. 4.

спектрах люминесценции. Без ПД волны 3 также, как и волны 1, не могут существовать в области частот  $\omega > \omega_L$ . При  $\theta = 0$  продольные волны 3 испытывают полное внутреннее отражение и поэтому вклад  $I_{3p}^{(0)}$  в  $I_p^{(0)}$  отсутствует. Последнее имеет место также, при  $n_{3L} > \sin\theta$ , чем и объясняется резкое уменьшение  $I_{3p}^{(0)}$  с ростом частоты в области  $\omega > \omega_\theta$ . Интересно заметить, что интерференционная составляющая  $I_{p23}^{(0)}$  дает незначительный отрицательный вклад в суммарную интенсивность  $I_p^{(0)}$ , абсолютное значение которого уменьшается с увеличением  $\theta$  когда происходит “расталкивание” мод 2 – 2’ и 3 – 3’ на рис. 1. Однако без вклада  $I_{p23}^{(0)}$  количественно трудно получить небольшой минимум в спектре ЭПЛ на частоте вблизи  $\omega_L$ , практически не зависящий от  $\theta$ .

Смещение линии  $A'_L$  с ростом угла  $\theta$  в коротковолновую сторону от  $\omega_L$  при  $\omega_M \epsilon_b \ll \omega_{LT}$  и  $\Gamma \ll (\omega_\theta - \omega_L)$  проанализируем более подробно. В таком случае, учитывая  $n_z^2 = n_{\beta z}^2 + \sin^2 \theta$ , что, дисперсионное соотношение для излучающих в вакуум состояний ветви 2 (вблизи  $\omega_L$ ) можем записать как

$$n_z^2 \cong \epsilon_b - \frac{\epsilon_b \omega'_{LT}}{\omega - \omega_0}, \quad (22)$$

где

$$\omega'_{LT} = \omega_{LT} + \frac{\omega - \omega_0}{\epsilon_b} \sin^2 \theta \approx \omega_{LT} \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_b} \right). \quad (23)$$

Естественно, что для значений  $\theta$ , при которых  $n_z^2 < 0$ , волна 2 испытывает пространственное затухание даже при  $\Gamma = 0$ . При  $\theta = 0$  это происходит, как видно из (22), в области частот  $\omega < \omega_L$ , а при  $\theta \neq 0$  – в области частот ниже  $\omega_\theta$ , для которой из (22) мы получим формулу

$$\omega_\theta = \omega_L + \left( \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_b - \sin^2 \theta} \omega_{LT} \right), \quad (24)$$

отличающуюся от (20) лишь заменой  $\epsilon_b$  на  $\epsilon_b - \sin^2 \theta$ . Таким образом, с ростом  $\theta$  дно энергетической зоны излучающих в вакуум “легких” поперечных поляритонов смещается вверх, т.е. происходит некоторое увеличение продольно-поперечного расщепления  $\omega_{LT}$  (см. (23)). Этот эффект, в основном, и проявляется в смещении линии излучения  $A'_L$  с ростом  $\theta$ . Для двух значений  $\theta_1$  и  $\theta_2$  угла выхода из (24) находим отношение

$$\frac{\omega_{\theta_1} - \omega_L}{\omega_{\theta_2} - \omega_L} = \frac{(\epsilon_b / \sin^2 \theta_2) - 1}{(\epsilon_b / \sin^2 \theta_1) - 1},$$

из которого при  $\theta_1 = 60^\circ, \theta_2 = 30^\circ$  для CdS ( $\epsilon_b = 9,4$ ) получим значение 3.2, тогда как рис. 5в, f дает несколько другое значение, равное 2,8. Такое небольшое несоответствие объясняется тем, что условие  $\Gamma \ll (\omega_\theta - \omega_L)$  в данном случае не совсем выполняется.

В заключение отметим, что изложенный метод анализа спектров ЭПЛ дает возможность определить оптические параметры кристалла (например, значение  $\omega_{LT}$  по частоте



$A'_{L_1}$ -линии) и может быть использован с небольшими изменениями при изучении спектров неупругих рассеяний поляритонов в окрестности частоты продольного экситона с учетом конечного затухания.

Авторы благодарят А.В. Селькина за представленные экспериментальные результаты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абдукадыров А., Ивченко Е., Селькин А., Юлдашев Н.Х. // *Опт. и спектр.* – 1989. – Т. 67, № 10. – С. 845.
2. Абдукадыров А., Селькин А., Сажин М., Юлдашев Н. // *ЖЭТФ.* – 1990. – Т. 97, № 2. – С. 644.
3. Selkin A.V., Yuldashev N. // *Kh. In: Semiconductors and insulators: Optical and Spectroscopic Research.* Nova Science Publishers. London. Ine. – 1992. – P. 55-84.
4. Пермогоров С., Суркова Т., Тенишев А. // *ФТТ.* – 1998. – Т. 40, № 5. – С. 897.
5. Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. // *ФТТ.* – 2010. – Т. 52, № 1. – С. 37.
6. Cross E., Permogorov S., Travnikov V., Selkin A. // *Sol. State Communs.* – 1972. – Vol. 10, No. 1. – P. 1071.
7. Benoit a la Guillame C., Bonnot A., Delever J.M. // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – Vol. 24, No. 22. – P. 1235.
8. Пермогоров С., Травников В., Селькин А. // *ФТТ.* – 1970. – Т. 14, № 12. – С. 3642.
9. Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Юлдашев Н.Х. // *ЖЭТФ.* – 1981. – Т. 80, № 3. – С. 1228.
10. Selkin A. *Phys. Stat. Sol (B).* – 1977. – Vol. 83, No. 1.