

9-7-2018

EXCITON ATTENUATION IN THE POLARITON LUMINESCENCE SPECTRA OF CRYSTALS OF THE TYPE CdTe

B Zh Akhmadaliev
Fergana Polytechnic Institute

B Z. Polvonov,
Fergana Polytechnic Institute

N Kh Yuldashev
Fergana Polytechnic Institute

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi>

Recommended Citation

Akhmadaliev, B Zh; Polvonov,, B Z.; and Yuldashev, N Kh (2018) "EXCITON ATTENUATION IN THE POLARITON LUMINESCENCE SPECTRA OF CRYSTALS OF THE TYPE CdTe," *Scientific-technical journal*: Vol. 1 : Iss. 3 , Article 4.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol1/iss3/4>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific-technical journal by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact sh.erkinov@edu.uz.

FUNDAMENTAL SCIENCES

УДК 621.315.592

ЗАТУХАНИЯ ЭКСИТОНОВ В СПЕКТРАХ ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ ТИПА CdTe

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

Ферганский политехнический институт

Анализ спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ) кристаллов CdTe широко применяется для усовершенствования методов неразрушающего контроля и диагностики кристаллических и поликристаллических полупроводниковых структур на их основе [1-5]. При этом особую важность приобретает изучение спектров экситонной люминесценции (ЭЛ) как наиболее чувствительного и прямого оптического метода, позволяющего получить самую тонкую и достоверную информацию о дефектах полупроводникового материала. Настоящая работа посвящена развитию микроскопической теории поляритонной люминесценции (ПЛ) для кристаллов типа CdTe с небольшими значениями продольно-поперечного расщепления ($\omega_{LT} \leq 1.0$ мэВ). Здесь предложена модель формирования ПЛ полупроводниковых кристаллов типа CdTe,

согласно которой излучающие квантовые состояния поляритонов в окрестности “бутылочного горла” заселяются за счет рассеяния поляритонов нижней ветви 1 из области $\omega \geq \omega_L$ с достаточно большими \vec{k} на акустических и оптических фононах, причем в ПЛ дают вклады упруго рассеянные на примесях в сторону поверхности кристалла поляритонные волны с верхними 2 и нижними 1 дисперсионными ветвями, а также их интерференция в вакууме (рис. 1). Теория позволяет рассчитать спектры парциальных вкладов поляритонного излучения при конечных значениях затухания $\hbar\Gamma$ механических экситонов и в случаях, когда критерии применимости кинетического уравнения Больцмана для функции распределения поляритонов нарушаются [5].

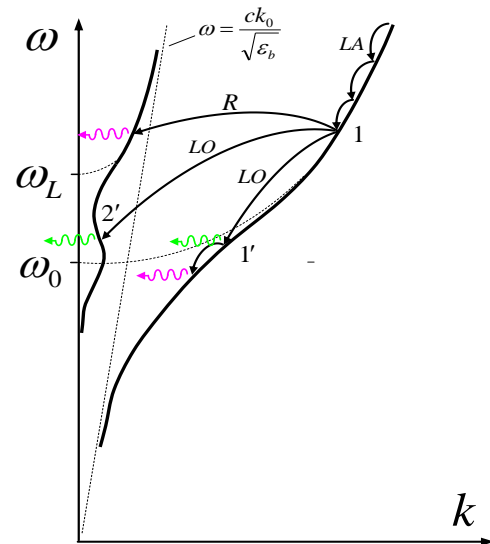


Рис. 1. Схематические процессы релаксации по энергии поляритонов нижней ветви 1 в области частот выше ω_L

Спектральная интенсивность $I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$

вторичного излучения кристалла с поляризацией λ , распространяющегося в вакууме в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}(\theta, \varphi)$, который лежит в плоскости YZ (внешняя нормаль к границе кристалла выберем вдоль оси Z; $\lambda = s, p$, где $s // x$, $p \perp x$) представим как

$$I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = \sum_{\beta} I_{\beta\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) \tag{1}$$

Для краткости ограничиваемся анализом формирования ПЛ в S-поляризации. Тогда $\beta = 1, 2, 12$ при $\lambda = s$. Предполагается, что кристалл непрерывно облучается светом с частотой выше края фундаментального поглощения. Возбуждаемые светом свободные носители тока термализуются и связываются в экситоны, в результате чего формируется неравновесная функция распределения $f_{1\vec{k}\lambda}(z)$ поляритонов ветви 1 выше ω_L (рис.1), которую считаем заданной. При расчете мы для определенности будем полагать

$$f_{1\vec{k}\lambda}(z) = f_1(\omega_{\vec{k}_1}) \cdot \exp(-z/L), \tag{2}$$

где L – эффективная глубина распределения поляритонов ветви 1. Поэтому вклады

FUNDAMENTAL SCIENCES

$I_{\beta s}^{(o)}(\omega, \vec{\Omega})$ поляритонов ветви $\beta = 1, 2$ в $I_{\lambda}^{(o)}$ можно рассматривать как результат однократного упругого и неупругого рассеяния в кристалле поляритонов ветви 1 выше частоты ω_L с заданной функцией распределения $f_{1\vec{k}\lambda}(z)$ в состоянии $\beta = 1', 2'$ (рис. 1) и превращения поляритонов β на границе кристалла в фотоны вторичного излучения в вакууме. Будем учитывать когерентные рассеяния $1 \rightarrow 1', 1 \rightarrow 2'$ и интерференционный вклад $I_{12\lambda}^{(o)}$ в $ПЛ$ согласно (1). Для расчета $I_{\beta s}^{(o)}(\omega, \vec{\Omega})$ при конечных значениях экситонного затухания $\hbar\Gamma$ мы воспользовались, также как и в работах [5], диаграммной техникой Келдыша и получили

$$I_{\beta s}^{(o)}(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{F(\omega, \vec{\Omega})}{2k_o \text{Im} n_{\beta z} + L^{-1}} \left| \frac{t_{0\beta}^{(s)}}{n_{\beta z}} \right|^2, \quad \beta = 1, 2, \quad (3)$$

$$I_{12s}^{(o)}(\omega, \vec{\Omega}) = F(\omega, \vec{\Omega}) \cdot 2 \text{Re} \left(\frac{1}{-ik_o(n_{1z} - n_{2z}^*) + L^{-1}} \frac{t_{01}^{(s)} \cdot (t_{02}^{(s)})^*}{n_{1z} \cdot n_{2z}^*} \right), \quad (4)$$

$$F(\omega, \vec{\Omega}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{2M^2 c \varepsilon_b \omega_{LT} \cos \theta}{\hbar \tau_{\beta 1} |(n_1^2 - n_2^2)|^2} f_1(\omega), \quad (5)$$

где $n_{\beta z} = (n_{\beta}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$. Амплитудные коэффициенты пропускания $t_{0\beta}^{(s)}$ границей кристалла поляритонных волн β в вакуум рассчитываются с учетом затухания $\hbar\Gamma$ и используя дополнительные граничные условия Пекара в модели “мертвого слоя”:

$$t_{0\beta}^{(s)}(\theta) = \frac{E_{\beta s}^{(i)}}{E_{\beta s}^{(i)}} = \frac{2n_{\beta z}}{(n_{0z} + \bar{n}_s) \cdot \cos \delta - i \sin \delta \cdot \left(\tilde{n}_z + \frac{n_{0z}}{\tilde{n}_z} \bar{n}_s \right)}, \quad (6)$$

где $n_{0z} = \cos \theta$, $\tilde{n}_z = \sqrt{\varepsilon_b - \sin^2 \theta}$, $\delta = \sqrt{\varepsilon_b} k_o \ell / \tilde{n}_z$ (ℓ - толщина “мертвого слоя”) и

$$\bar{n}_s = \frac{n_{1z}(\varepsilon_b - n_2^2) + n_{2z}(n_1^2 - \varepsilon_b)}{n_1^2 - n_2^2}. \quad (7)$$

Здесь комплексные показатели преломления n_{β} определяются формулами

$$n_{\beta}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \varepsilon_b + \frac{\omega + i\frac{\Gamma}{2} - \omega_0}{\omega_M} - (-1)^{\beta} \left[\left(\varepsilon_b - \frac{\omega + i\frac{\Gamma}{2} - \omega_0}{\omega_M} \right)^2 + \frac{\Gamma_c^2}{4\omega_M} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (8)$$

где $\Gamma_c = 4\sqrt{\varepsilon_b \omega_{LT} \omega_M}$ - критическое значение затухания, при котором $n_1 = n_2$ на критической частоте $\omega_c = \omega_0 + \varepsilon_b \omega_M$; $\omega_M = \hbar k_o^2 / 2M$.

Таким образом, экситонную люминесценцию в окрестности резонансной частоты ω_0 при конечных значениях затухания экситонов $\hbar\Gamma$ можно теоретически описать с помощью поляритонной модели, согласно которой экспериментально регистрируемая $ПЛ$ в вакууме рассматривается как сумма парциальных излучений отдельных поляритонных мод с учетом их интерференции.

Для численного расчета интегральной $I_s^{(o)}(\omega)$ и парциальных $I_{\beta s}^{(o)}(\omega)$ спектральных интенсивностей воспользовались формулами (1) и (3)-(5), как основными, а также вспомогательными формулами (6)-(8) для амплитудных коэффициентов пропускания $t_{0\beta}$ и показателей преломления n_{β} . Единственным варьирующим параметром теории является эффективная глубина распределения поляритонов L нижней ветви. Значение $\hbar\Gamma$ считаем

FUNDAMENTAL SCIENCES

известным из эксперимента, и мы его выбрали в интервале $0.1 - 3.0$ мэВ, что соответствует для чистого кристалла $CdTe$ температурному интервалу $2.0 - 100$ К [6-9]. Значение параметра L выбрали в промежутке $0.2 - 3.0$ мкм исходя из максимального совпадения экспериментальных и теоретических спектров, а также учитывая экспериментальные результаты работы [9]. Численные расчеты проводились при следующих значениях основных параметров экситонного резонанса $A_{n=1}$ кристалла $CdTe$: $\hbar\omega_0 = 1.596$ эВ, $\hbar\omega_{LT} = 1.0$ мэВ, $M_{ex} = 0.5 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), фоновая диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_b = 9.65$, толщина “мертвого слоя” $\ell = 65$ Å. Такие значения параметров хорошо согласуются с экспериментальными результатами по экситонному отражению света и экситонной люминесценции при $T = 2$ К [1-3, 6-10].

В окрестности резонансной частоты ω_0 с радиусом $\approx (2-3)\omega_{LT}$ в первом приближении можно пренебречь плавной частотной зависимостью экситонного затухания $\Gamma \cong (2\tau_{\beta 1})^{-1}$, где $\tau_{\beta 1}$ – время жизни поляритона относительно ухода $\beta \rightarrow 1$. Также пренебрегаем частотной зависимостью функции распределения $f_1(\omega)$ поляритонов ветви 1 в области частот $\omega_0 - \omega_{LT} \leq \omega \leq \omega_0 + \omega_{LT}$.

При численном расчете на компьютере мы использовали в качестве математического обеспечения для программирования автоматизированную алгоритмическую систему “MATLAB”. Рассматривался относительно широкий спектральный интервал ($\omega_0 - 4\omega_{LT}; \omega_0 + 4\omega_{LT}$), внутри которого брали 100 расчетных точек для определения значений интенсивности излучения, выходящего из кристалла под углом $\theta = 0^\circ$ (т.е. нормально к поверхности кристалла).

На рис. 2 представлены теоретические спектры $ПЛ$, рассчитанные для параметров $\hbar\Gamma = 0.45$ мэВ и $L = 0.5$ мкм. Кривая 0 соответствует суммарной интенсивности $I_s^{(0)}(\omega)$, а кривые 1, 2 и 12 – парциальным интенсивностям $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$, т.е. вкладом нижней $I_{1s}^{(0)}(\omega)$, верхней $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ поляритонных ветвей и их интерференционному вкладу $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ в результирующую $ПЛ$. По оси абсциссы отложена относительная частота излучения $(\omega - \omega_0)/\omega_{LT}$, а по оси ординаты – интенсивности излучения в относительном масштабе, причем нормировка для всех теоретических спектральных кривых рис. 2 и рис. 3 одна и та же. Треугольники на рис. 2а представляют фрагмент экспериментального спектра фотолюминесценции кристалла $CdTe$ в интервале частот (1.593-1.597) эВ при температуре $T = 4.2$ К по работе [2].

Видно, что теоретический спектр суммарной интенсивности $ПЛ$ (кривая 0) хорошо совпадает с экспериментальным спектром. Относительно большое значение $\hbar\Gamma$ при температуре $T = 4.2$ К и малое значение L , по-видимому, обусловлены высокими концентрациями примесных центров в исследованных образцах $CdTe$, на что указывают доминирующие линии D^0X , A^0X , D^+X в экспериментальном спектре $НТФЛ$ [2], связанные излучением экситонов, захваченных нейтральными донорами и акцепторами, а также ионизированными донорами. Заметим, что теоретический спектр $ПЛ$, также как и экспериментальный спектр, имеет дублетную тонкую структуру (максимумы находятся на частотах ω_0 и ω_L), отражающую своеобразные комбинации парциальных вкладов нижней и верхней поляритонных ветвей. При этом следует особо отметить, что главный максимум $ПЛ$ на частоте ω_0 в большей степени обусловлен интерференционным вкладом $I_{12s}^{(0)}(\omega)$. Как видно из рис. 2, а, длинноволновой максимум (A_0 -линия) формируется из вкладов $I_{1s}^{(0)}(\omega)$, $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ и $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ в отношениях 3:2:1, а в коротковолновом максимуме (A_L -линия) эти же

FUNDAMENTAL SCIENCES

вклады составляют отношение 4:1:9. Иначе говоря, при формировании A_0 -линии большую роль играют поляритоны нижней ветви и интерференционный вклад, а A_L -линия формируется в основном за счет поляритонов верхней ветви. В спектральной области вблизи A_L -линии максимальное отклонение теории от эксперимента составляет $\sim 4\%$. Из рисунка также видно, что в коротковолновой части спектра уже при $\omega \geq \omega_L + \omega_{LT}$ расхождение теории с экспериментом становится существенным. Это, по-видимому, связано с наличием частотной зависимости функции распределения $f_1(\omega)$ поляритонов нижней ветви и экситонного затухания $\hbar\Gamma(\omega)$, что не учтено предложенным в данной работе теоретическим расчетом.

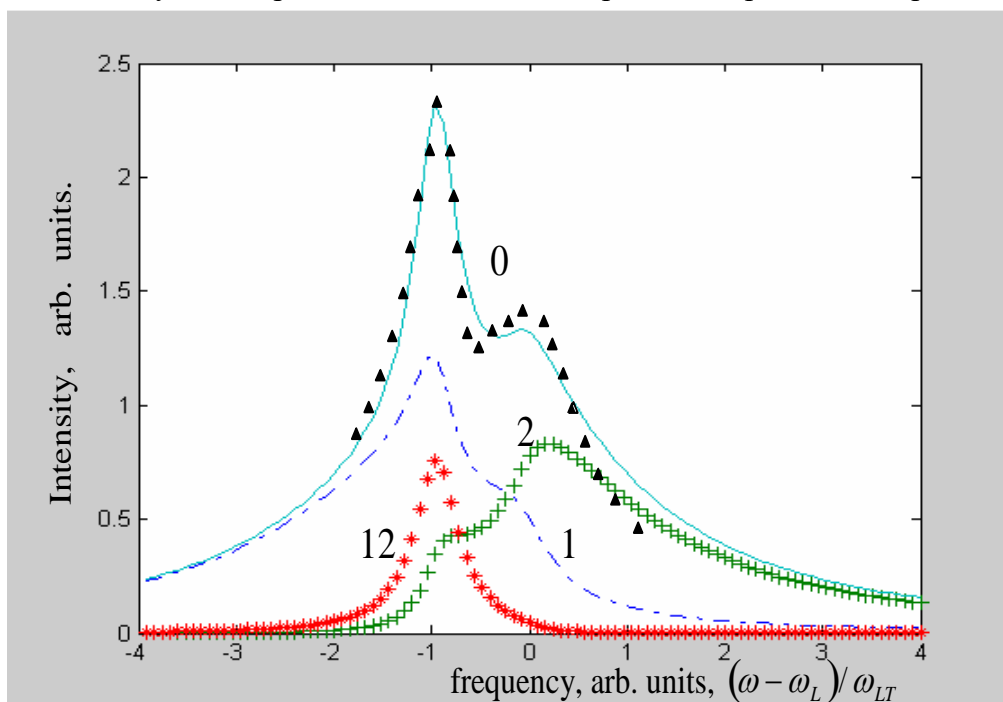


Рис. 2. Теоретические спектры $ПЛ$, рассчитанные для параметров кристалла $CdTe$: $\hbar\omega_0 = 1.596 \text{ эВ}$, $\hbar\omega_{LT} = 1.0 \text{ мэВ}$, $\epsilon_s = 9.65$, $M_{ex}/m_0 = 0.5$, $\theta = 0^0$ и $\hbar\Gamma = 0.45$ (a); 0.6 мэВ (b), $L = 0.5$ (a); 0.4 (b) $\mu\text{км}$. Кривая 0 – суммарная, а 1, 2 и 12 – парциальные интенсивности – вклады нижней, верхней поляритонных ветвей и их интерференционный вклад. По оси абсциссы отложена относительная частота излучения $(\omega - \omega_L)/\omega_{LT}$, а по оси ординаты – интенсивности излучения в относительном масштабе. Треугольники – экспериментальные результаты [2].

Таким образом, при конечных значениях $\hbar\Gamma \leq 1.0 \text{ мэВ}$ экситонного затухания поляритонные моды типа 2 - 2' и их интерференция с модами 1 - 1' в области частот $\omega < \omega_L$ в отличие от кристаллов CdS (для которого $\omega_{LT} = 2.0 \text{ мэВ}$ при $T = 2.0 \text{ К}$) [5] дают весьма существенный вклад в $ПЛ$ кристалла $CdTe$, а в области частот $\omega > \omega_L$ вклад поляритонов верхней ветви $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ является определяющим, что в привычной картине $ЭЛ$ $CdTe$ (в кинетическом приближении) ранее не рассматривался.

Список литературы

- [1] Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Шепель А.А. // ФТП. 2011. Т. 45. № 7. С. 908.
 [2] Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. // ФТТ. 2010. Т. 52. № 1. С. 37.

FUNDAMENTAL SCIENCES

-
- [3] Парфенюк О.А., Илашук М.И., Уляницкий К.С., Фочук П.М., Стрильчук О.М., Крилюк С.П., Корбутяк Д.В. // ФТП. 2006. Т. 40. № 2. С.148
- [4] Разиков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А. // Материалы II Меж.конф. “Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниковых микро- и наноструктурах”. Фергана. 2011, 8-9 сентября. Ч.1. С. 129.
- [5] Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. // ФИП. 2010. Т. 8. № 3. С. 250.
- [6] Физика и химия соединений $A^IV B^VI$ / Перевод с английского под ред. С.А. Медведева. М.: Мир, 1970. 624 с.
- [7] Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. Оптические свойства полупроводников. Справочник. К.: Наукова думка, 1987. 607 с.
- [8] Пермогоров С. А., Суркова Т.П., Тенишев Л.Н. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 5. С. 897.
- [9] Травников В.В., Криволапчук В.В. // ФТТ. 1982. Т. 24, № 4. С. 961.
- [10] Паносян Ж.Р. // Труды Физического института РАН.1973. № 68. С.147.

Web сайтлар

- [1] uzferfizika@mail.ru