

ПОЛЯРИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА CdTe С УЧЕТОМ ЗАТУХАНИЯ ЭКСИТОНОВ

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

Ферганский политехнический институт

Узбекистан

Поступила в редакцию 23.04.2012

На основе микроскопической теории поляритонной люминесценции (ПЛ) выполнен анализ известных экспериментальных спектров низкотемпературной фотолюминесценции (НТФЛ) кристаллов CdTe для экситонного резонанса $A_{n=1}$. С помощью численных расчетов на компьютере получены теоретические спектры ПЛ и обсуждался механизм формирования экситонной люминесценции на языке поляритонов в зависимости от параметров кристалла.

Ключевые слова: поляритонная люминесценция, затухание экситонов, интерференция поверхностно-радиационных мод, теллурид кадмия, спектр фотолюминесценции, аномальная дисперсия.

На основі мікроскопічної теорії поляритонної люмінесценції (ПЛ) виконаний аналіз відомих експериментальних спектрів низькотемпературної фотолюмінесценції (НТФЛ) кристалів CdTe для екситонного резонансу $A_{n=1}$. За допомогою числових розрахунків на комп'ютері отримані теоретичні спектри ПЛ і обговорювався механізм формування екситонної люмінесценції мовою поляритонів залежно від параметрів кристалу.

Ключові слова: поляритонна люмінесценція, загасання екситонів, інтерференція поверхнево-радіаційних мод, телурид кадмію, спектр фотолюмінесценції, аномальна дисперсія.

On base of the microscopic theory polariton luminescence (PL) is executed analysis known experimental spectrum low temperature photoluminescence (LTFL) of CdTe crystals. By means of the numerical calculation on computer are received theoretical spectrums PL and is discussed mechanism of the shaping of exciton luminescence on language polaritons depending on parameter of the crystal for the $A_{n=1}$ exciton resonance.

Keywords: polariton luminescence, exciton damping, interference superficially-radiations modes, telluride cadmium, spectrum of photoluminescence, abnormal dispersion.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в области оптической спектроскопии полупроводников большое внимание уделяется исследованию НТФЛ кристаллов CdTe с целью усовершенствования методов неразрушающего контроля и диагностики кристаллических и поликристаллических полупроводниковых структур на их основе [1 – 5]. При этом особую важность приобретает анализ спектров экситонной люминесценции как наиболее чувствительного и прямого метода, позволяющего получить самую достоверную информацию о дефектах полупроводникового материала. Однако до сих пор, насколько нам известно, адекватный количественный анализ НТФЛ кристаллов CdTe в окрестности экситонных резонансов с учетом поляритонного эффекта и процессов затухания экситонов отсутствует. Настоящая работа посвящена восполнению этого пробела. В работе [6] была развита теория ПЛ

для кристаллов типа CdTe с небольшими значениями продольно-поперечного расщепления ($\omega_{LT} \leq 1,0$ мэВ). В отличие от ранних работ [7, 8] с участием авторов 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 и 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]. Здесь приводятся результаты численных расчетов на компьютере спектров ПЛ и сопоставление их с известными экспериментальными спектрами НТФЛ кристаллов CdTe. Обсуждается механизм формирования экситонной люминесценции в зависимости от значений оптических параметров кристалла для экситонного резонанса $A_{n=1}$.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

Исследуем спектральную интенсивность излучения $I_{\lambda}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ с поляризацией λ , распространяющегося в вакууме в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}(\theta, \varphi)$ (который лежит в плоскости yz , а внутренняя нормаль к границе кристалла направлена вдоль оси z ; $\lambda = s, p$, где $s \parallel x, p \perp x$):

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

Мы ограничиваемся рассмотрением 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). Последовательное определение функции $f_{1\vec{k}\lambda}(z)$ выходит за рамки данной работы и здесь эта функция считается заданной. При расчете мы для определенности будем полагать

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

где L – эффективная глубина распределения поляритонов ветви 1. Поэтому вклады $I_{\beta s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ поляритонов ветви $\beta = 1, 2$ в $I_{\lambda}^{(0)}$ 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

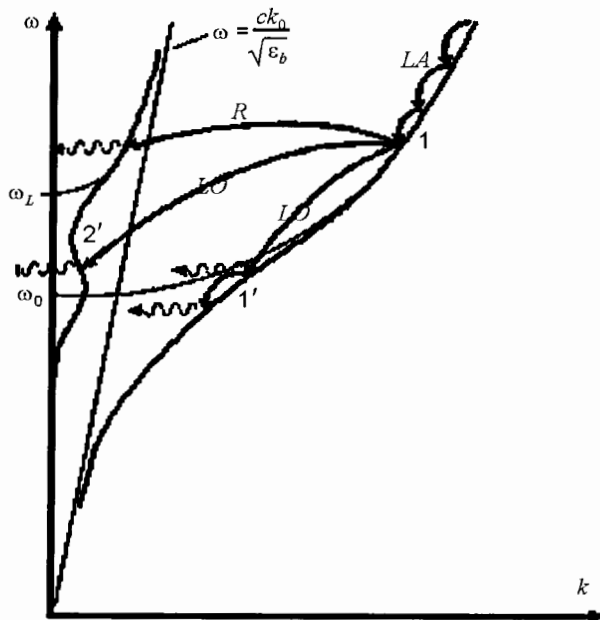


Рис. 1. Схематические процессы термализации поляритонов нижней ветви 1 в области частот выше ω_L путем неупругого рассеяния на продольных акустических (LA), оптических (LO) фононах и упругого рассеяния на примесях (R) и формирование ПЛ в окрестности частот ω_0 и ω_L при конечном затухании экситона $\hbar\Gamma$.

$1 \rightarrow 1', 1 \rightarrow 2'$ и интерференционный вклад $I_{12\lambda}^{(0)}$ в ПЛ (1). Для расчета $I_{\beta s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega})$ при конечных значениях экситонного затухания $\hbar\Gamma$ мы воспользовались диаграммной техникой Келдыша [5] и получили

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

$$I_{12s}^{(0)}(\omega, \vec{\Omega}) = F(\omega, \vec{\Omega}) \times 2 \text{Re} \left(\frac{1}{-ik_o(n_{1z} - n_{2z}^*) + L^{-1}} \frac{t_{01}^{(s)} \cdot (t_{02}^{(s)})^*}{n_{1z} \cdot n_{2z}^*} \right); \quad (4)$$

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

где $n_{\beta z} = (n_{\beta}^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}$ и величины $t_{0\beta}^{(s)}$ и n_{β} рассчитываются с учетом затухания Γ :

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

где

$$n_{0z} = \cos\theta, \quad \tilde{n}_z = \sqrt{\epsilon_b - \sin^2\theta}, \quad \delta = \sqrt{\epsilon_b} k_0 \ell / \tilde{n}_z$$

(ℓ – толщина “мертвого слоя”) и

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

Здесь комплексные показатели преломления n_β определяются формулами

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

где $\Gamma_c = 4\sqrt{\epsilon_b \omega_{LT} \omega_M}$ – критическое значение затухания, при котором $n_1 = n_2$ на критической частоте $\omega_c = \omega_0 + \epsilon_b \omega_M$; $\omega_M = \hbar k_0^2 / 2M$.

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.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для численного расчета интегральной

$I_s^{(0)}(\omega)$ и парциальных $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$ спектральных интенсивностей воспользовались формулами (1) и (3) – (5), как основными, а также вспомогательными формулами (6) – (8) для амплитудных коэффициентов пропускания $t_{\beta p}$ и показателей преломления n_β . Единственным варьирующим параметром теории является эффективная глубина распределения поляритонов L нижней ветви. Значение $\hbar\Gamma$ считаем известным из эксперимента, и мы

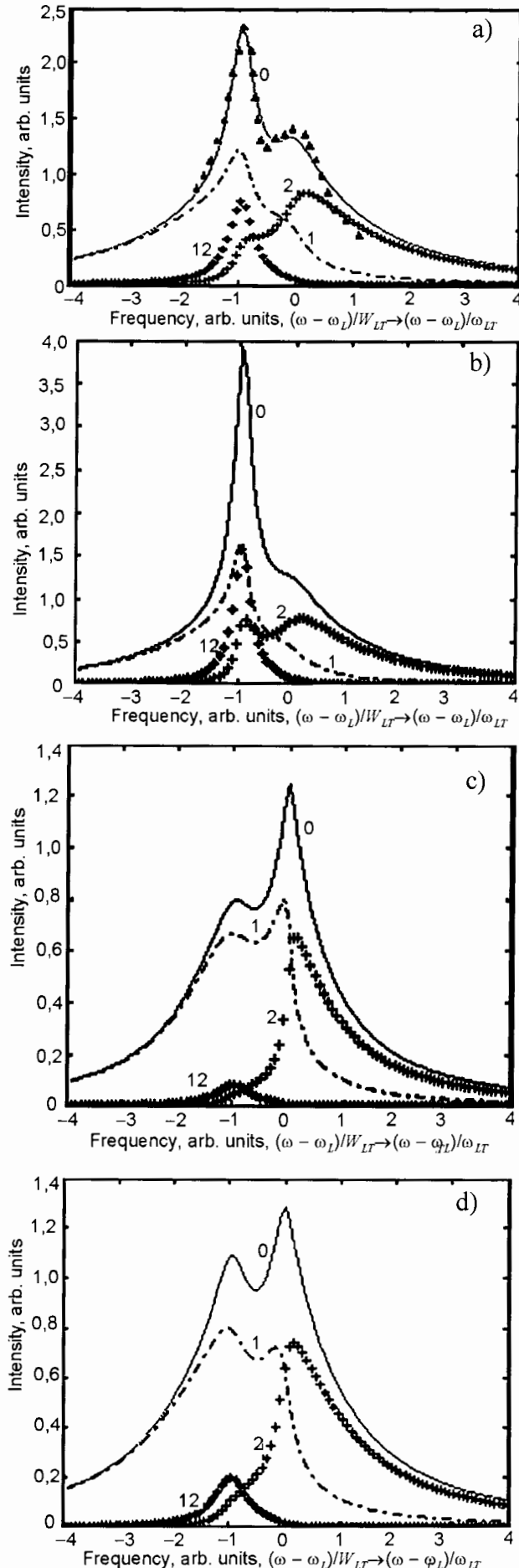
его выбрали в интервале (0,1 – 3,0) мэВ, что соответствует для чистого кристалла CdTe температурному интервалу (2,0 – 100) К [9 – 12]. Для параметра L выбрали значения в промежутке (0,2 – 3,0) мкм исходя из максимального совпадения экспериментальных и теоретических спектров, а также учитывая экспериментальные результаты работы [12]. 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, $M_{ex} = 0,5m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), фоновая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_b = 9,65$, толщина “мертвого слоя” $\ell = 65 \text{ \AA}$. Такие значения параметров хорошо согласуются с экспериментальными результатами по экситонному отражению света и экситонной люминесценции [1 – 3, 9 – 13].

Поскольку мы интересуемся узкой спектральной областью в окрестности резонансной частоты ω_0 с радиусом $\approx (2 - 3)\omega_{LT}$, то в первом приближении можно пренебречь плавной частотной зависимостью экситонного затухания $\Gamma \approx (2\tau_{\beta 1})^{-1}$, 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 $\omega_L \leq \omega \leq \omega_0 + \omega_{L0}$.

При численном расчете на компьютере мы использовали в качестве математического обеспечения для программирования автоматизированной алгоритмической системой “MATLAB”, которая была очень удобной для работы с комплексными числами и матрицами. Рассматривался относительно широкий спектральный интервал $(\omega_L - 4\omega_{LT}; \omega_L + 4\omega_{LT})$, внутри которой 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. 2а представлены теоретические спектры ПЛ, рассчитанные для параметров кристалла CdTe при $\hbar\Gamma = 0,5$ 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. вкла-

дам нижней $I_{1s}^{(0)}(\omega)$ и верхней $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ поляритонных ветвей и их интерференционному вкладу $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ в результирующую ПЛ. По оси абсцисс отложена относительная частота излучения $(\omega - \omega_L)/\omega_{LT}$, а по оси ординат – интенсивность 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 2а, длинноволновой максимум (A_0 -линия) формируется из вкладов $I_{1s}^{(0)}(\omega)$, $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ и $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ в отношении 3:2:1, а в коротковолновом максимуме (A_L -линия) эти же вклады составляют отношение 4:1:9. Иначе говоря, при формировании A_0 -линии большую роль играет 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 ~4%.



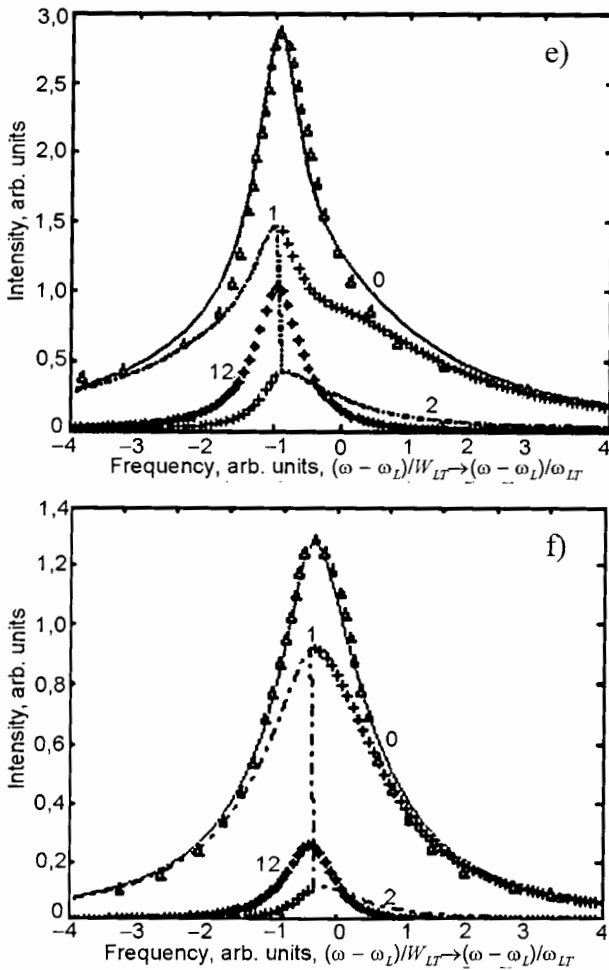


Рис. 2. Теоретические спектры ПЛ, рассчитанные для параметров кристалла CdTe: $\hbar\omega_0 = 1,596$ эВ; $\hbar\omega_{LT} = 1,0$ мэВ; $\epsilon_b = 9,65$; $M_{ex}/m_0 = 0,5$; $\theta = 0^\circ$ и $\hbar\Gamma = 0,45$ (a); $0,6$ (b); $0,1$ (c); $0,2$ (d); $1,5$ (e); $3,0$ (f) мэВ, $L = 0,5$ (a); $0,4$ (b); $0,85$ (c); $0,7$ (d); $0,53$ (e); $0,2$ (f) мкм. 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 $(\omega - \omega_L)/\omega_{LT} \rightarrow (\omega - \omega_L)/\omega_{LT}$, а по оси ординаты – интенсивности излучения в относительном масштабе. Треугольники – эксперимент [2 (a), 11 (e, f)].

Из рис. 2а 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.

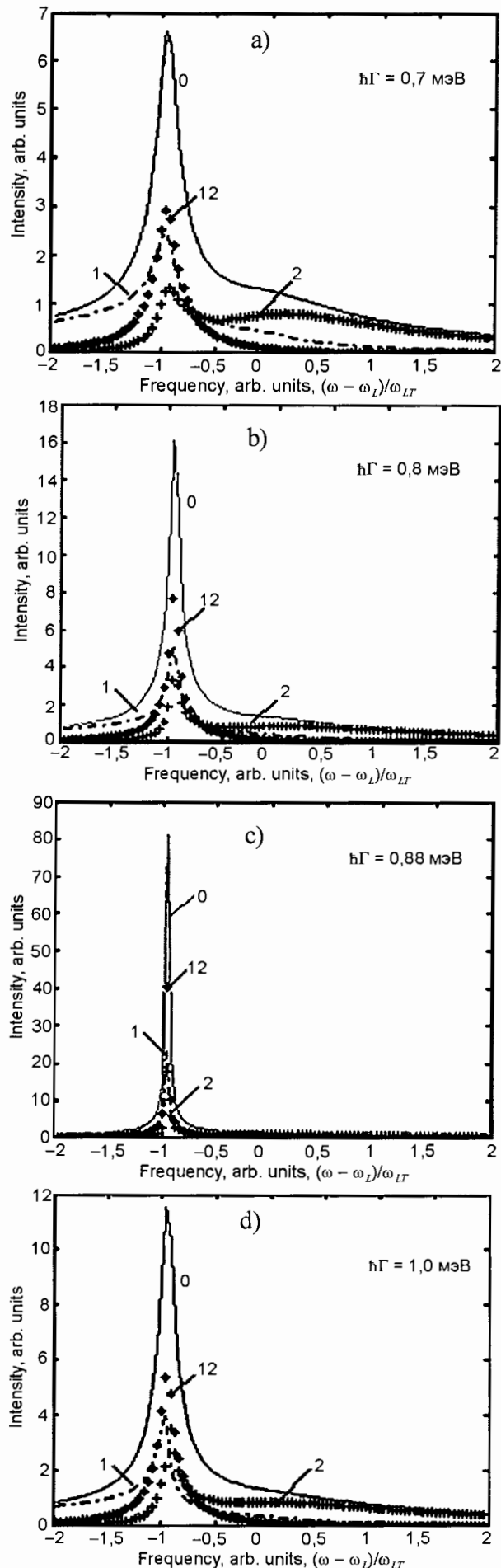
Естественно, представляет большой интерес общая картина зависимости спектров ПЛ кристаллов CdTe от параметра затухания $\hbar\Gamma$ для контроля и диагностики чистоты полупроводникового материала. С экспериментальной точки зрения, рост значения $\hbar\Gamma$ при

низких температурах ($T \approx 2 \div 4$ К) обусловлен увеличением концентрации различных дефектов кристалла, на которых рассеиваются экситоны, а для сверхчистых кристаллов – увеличением роли фононов. С другой стороны с повышением значения $\hbar\Gamma$ уже при $\hbar\Gamma = 0,2$ мэВ становится заметной роль поверхностно-радиационной волны 2 и её аномальной дисперсии. Для нас представляет интерес следить за тем, как отражаются данные эффекты в спектрах ПЛ. Ранее такой вопрос при исследовании НТФЛ кристаллов CdTe в литературе не рассматривался. На рис. 2b, c, d, e, f приведены расчетные спектры ПЛ для параметров кристалла CdTe при $\hbar\Gamma = 0,6; 0,1; 0,2; 1,5; 3,0$ мэВ, соответственно. Значение параметра L выбрали из условия более лучшего совпадения теоретических и экспериментальных спектральных кривых, где это было возможным. Сразу же заметим, что как суммарное $I_s^{(0)}(\omega)$, так и парциальные $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$ ($\beta = 1, 2$) спектральные кривые претерпевают существенные качественные изменения с ростом $\hbar\Gamma$. Так, например, при $\Gamma < \Gamma_c$ (для параметров кристалла CdTe критическое значение экситонного затухания $\hbar\Gamma_c \approx 0,88$ мэВ) теоретический спектр $I_s^{(0)}(\omega)$ сохраняет дублетную структуру. При относительно малых значениях $\hbar\Gamma \leq 0,3$ мэВ интенсивность A_L -линии превышает интенсивности линии A_0 (см. рис. 2c, d). Однако с дальнейшим увеличением значения $\hbar\Gamma$ асимметричность дублетной структуры уменьшается, а затем эти линии испытывают инверсию по интенсивности (рис. 1a, b), в которой определяющую роль играет интерференционный вклад $I_{12s}^{(0)}(\omega)$, входящий в $I_s^{(0)}(\omega)$ с положительным знаком. Из рис. 2 можно заметить, что спектральный контур $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ в отличие от контуров $I_s^{(0)}(\omega)$ и $I_{\beta s}^{(0)}(\omega)$ вне зависимости от значения $\hbar\Gamma$ сохраняет симметричный лоренцевский вид, а его максимум, также как и максимум линии A_0 , находится на частоте ω_0 при всех значениях $\hbar\Gamma$. При $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$ дублетная структура спектра ПЛ практически исчезает и доминирует линия

A_0 , что обусловлено подавлением поляритонного эффекта при больших затуханиях механических экситонов $\hbar\Gamma$.

Таким образом, дублетная структура линии НТФЛ кристаллов CdTe, экспериментально обнаруженная в спектральной области свободных экситонов в работах [2, 11, 13] (см. также цитированные литературы в [10]) явно связана поляритонными состояниями и эффектом интерференционной люминесценции, т.е. когерентным излучением различных поляритонных ветвей [8]. При этом, исходя из теоретических кривых $I_s^{(0)}(\omega)$ на рис. 2с, d особо хочется отметить, что в спектрах ПЛ сверхчистых кристаллов CdTe (т.е. при $\Gamma \rightarrow 0$) максимум A_L -линии превосходит максимума A_0 -линии, что является надежным критерием оценки чистоты кристалла CdTe. При значениях $\Gamma \geq \Gamma_c$, как видно из рис. 2е, f, теоретическая спектральная линия $I_s^{(0)}(\omega)$ в соответствии с экспериментальными линиями экситонной люминесценции кристаллов CdTe:Fe [11] при $T = 5$ К и концентрациях легирующих примесей $3,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $3,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ содержит один максимум. Экспериментальные кривые (обозначенные треугольниками) хорошо воспроизводятся теоретическими линиями $I_s^{(0)}(\omega)$ при $\hbar\Gamma = 1,5$ мэВ ($L = 0,3$ мкм) и $\hbar\Gamma = 3,0$ мэВ ($L = 0,2$ мкм), хотя имеются небольшие расхождения теории и эксперимента по обеим крылам линии излучения. Видно, что даже при таких значениях $\hbar\Gamma$ интерференционный вклад $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ ещё заметен. Из рис. 1е, f также видим, что при $\hbar\Gamma = 1,5$ мэВ спектральный контур $I_s^{(0)}(\omega)$ обладает ещё некоторой асимметрией, что отражает неполное подавление поляритонного эффекта сильным затуханием, а при $\hbar\Gamma = 3,0$ мэВ форма линии $I_s^{(0)}(\omega)$ уже переходит почти в лоренцевский контур.

Теперь кратко рассмотрим роль поверхностно-радиационной волны 2 и её аномальной дисперсии в формировании спектров ПЛ по рис. 2, а также по рис. 3а – f, где для получения более полного представления дополнительно приведены теоретические спек-



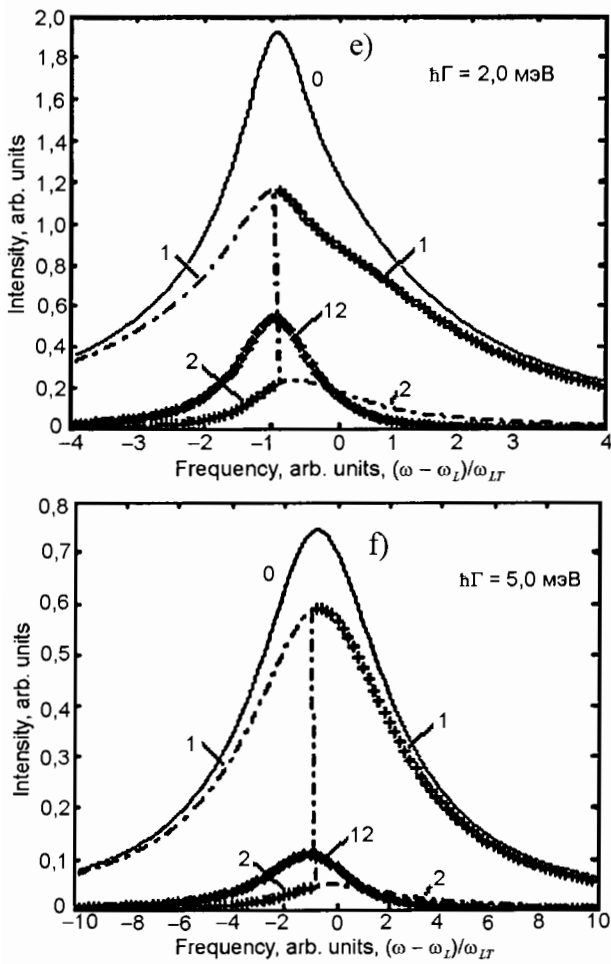
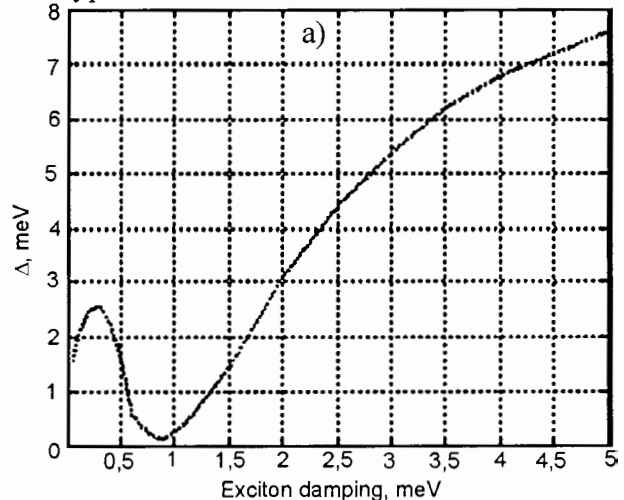


Рис. 3. Теоретические спектры ПЛ для значений параметров $\hbar\Gamma$: 0,7; 0,8; 0,88; 1,0; 2,0; 5,0 мэВ и L : 0,4 (b); 0,3 (c); 0,3 (d); 0,2 (e); 0,1 (f) мкм. Значения остальных параметров кристалла CdTe и обозначения те же, что и на рис. 2.

тры ПЛ для параметров кристалла CdTe при $\hbar\Gamma = 0,7; 0,8; 0,88; 1,0; 2,0; 5,0$ мэВ, (соответственно $L = 0,4; 0,4; 0,3; 0,3; 0,2; 0,1$ мкм). Дисперсия поляритонов верхней ветви 2 с увеличением $\hbar\Gamma$ претерпевает сильные изменения в области частот $\omega < \omega_L$. Во-первых, волновое число k_2 приобретает вещественную добавку, что означает включение поверхностно-радиационной волны 2 в процесс переноса энергии экситонного возбуждения в кристалле. Во-вторых, в области продольно-поперечного расщепления (ω_0, ω_L) величина $Re k_2$ обнаруживает аномальную дисперсию. Из рис. 2 и 3 видно, что с ростом $\hbar\Gamma$ парциальный вклад $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ (кривая 2) в области частот $\omega < \omega_L$ монотонно расширяется и ведет своеобразную частотную зависимость. Сначала в спектральной линии $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ на частоте

ω_0 обнаруживается при значениях $\hbar\Gamma \approx 0,2 - 0,4$ мэВ изгиб (рис. 2d), далее полочка (рис. 2a), а затем при $\hbar\Gamma \approx 0,5 - 0,8$ мэВ – явный максимум (рис. 2b и 3a, b), которые обусловлены аномальной дисперсией $Re k_2$ и сближением дисперсионных кривых $Re k_1$ и $Re k_2$ при $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$. В области значений $\Gamma \approx 0,6 - 1,2$ мэВ парциальные вклады $I_{1s}^{(0)}(\omega)$, $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ и $I_{12s}^{(0)}(\omega)$ на поперечной частоте ω_0 по порядку величины одинаковы, а при $\Gamma \approx \Gamma_c$ интерференционный вклад превышает $I_{1s}^{(0)}(\omega)$, $I_{2s}^{(0)}(\omega)$ кажде в отдельности, но, естественно, остается меньшим их суммы. Из рис. 2 и 3 заметим, что интенсивность $I_s^{(0)}(\omega)$ ПЛ кристалла CdTe на частоте ω_0 с ростом $\hbar\Gamma$ плавно увеличивается, а спектральная полуширина Δ плавно уменьшается. Однако при $\Gamma \rightarrow \Gamma_c$ происходит резкое возрастание $\max I_s^{(0)}(\omega)$ и сильное уменьшение Δ (рис. 3a, b, c). Дальнейший рост $\hbar\Gamma$ в области $\Gamma > \Gamma_c$ приводит к тому, что максимальная интенсивность $\max I_s^{(0)}(\omega)$ плавно уменьшается (Δ уширяется). Иначе говоря, функция $\max I_s^0(\Gamma)$ имеет резкий максимум, а $\Delta(\Gamma)$ – провал при значении $\Gamma = \Gamma_c$ (рис. 4). При $\Gamma \gg \Gamma_c$ установится $\Delta \approx \Gamma$ (рис. 3f), вклады $I_{2s}^{(0)}(\omega)$, $I_{12s}^{(0)}(\omega) \rightarrow 0$ и спектр ПЛ $I_s^{(0)}(\omega)$ формируется из одной компоненты $I_{1s}^{(0)}(\omega)$ с лоренцевским контуром.



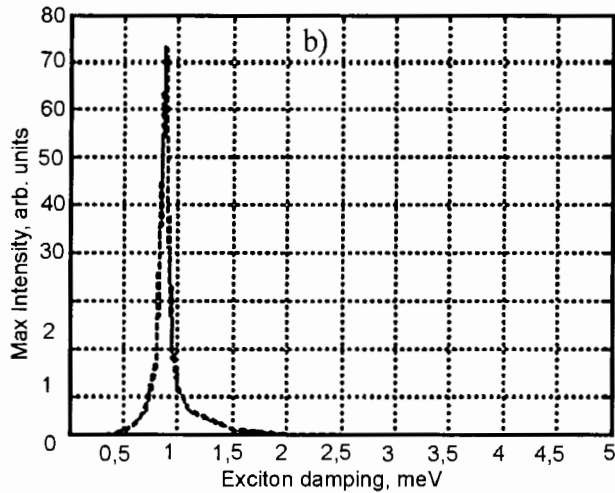


Рис. 4. Теоретические зависимости спектральной полуширины (а) и максимальной интенсивности (b) ПЛ кристаллов CdTe от экситонного затухания $\hbar\Gamma$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать заключение, что при конечных значениях $\hbar\Gamma$ поляритонные моды типа $2 - 2'$ и их интерференция с модами $1 - 1'$ [5] в области частот $\omega < \omega_l$ дают весьма заметный вклад в ПЛ CdTe, который в привычной картине ПЛ (в кинетическом приближении) ранее, как правило, вообще не рассматривался, а в области частот $\omega > \omega_l$ вклад поляритонов верхней ветви $I_{2,x}^{(0)}(\omega)$ является определяющим. Предложенный здесь метод расчета и анализа спектров ПЛ может быть использован для правильной интерпретации особенностей спектров НТФЛ кристаллов типа CdTe с относительно небольшими значениями продольно-поперечного расщепления $\omega_{LT} \leq 1,0$ мэВ в области экситонных резонансов и открывает новые возможности для неразрушающего контроля и диагностики кристаллических и поликристаллических полупроводниковых структур.

ЛИТЕРАТУРА

- Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Шепель А.А. Фотолюминесценция CdTe, выращенного при значительном отклонении от термодинамического равновесия//ФТП. – 2011. – Т. 45, Вып. 7. – С. 908-915.
- Багаев В.С., Клевков Ю.В., Колосов С.А., Кривобок В.С., Шепель А.А. Оптические и электрофизические свойства дефектов в высокочистом CdTe//ФТТ. – 2010. – Т. 52, Вып. 1. – С. 37-42.
- Парфенюк О.А., Илашук М.И., Уляницкий К.С., Фочук П.М., Стрильчук О.М., Крилюк С.П., Корбутяк Д.В. Электрофизические свойства и низкотемпературная фотолюминесценция монокристаллов CdTe, легированных Si//ФТП. – 2006. – Т. 40, Вып. 2. – С.148-152.
- Разиков Т.М., Кучкаров К.М., Эргашев Б.А. Фотолюминесценция пленок теллурида кадмия различного состава, полученных химического молекулярно-пучкового осаждения// Научно-технический журнал ФерПИ. – Фергана, Узбекистан. – 2011. – № 3. – С. 97-99.
- Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Поверхностно-радиационные моды и продольные экситоны в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции//ФИП. – 2010. – Т. 8, № 3. – С. 250-258.
- Ахмадалиев Б.Ж., Полвонов Б.З., Юлдашев Н.Х. Поляритонная люминесценция в кристаллах типа CdTe с учетом затухания экситонов. I. Теория//Научно-технический журнал ФерПИ. – Фергана, Узбекистан. – 2012. – № 1. – С. 3-10.
- Абдукадыров А.Г., Ивченко Е.Л., Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. Поляритонная люминесценция в окрестности частоты продольного экситона с учетом затухания//Опт. и спектр. – 1989. – Т. 67, Вып 10. – С. 845-850.
- Юлдашев Н.Х. Экситон-поляритонная люминесценция и перенос резонансного излучения в кристаллах. – Фергана: Фар‘она, 2001. – 214 с.
- Физика и химия соединений A^{IV}B^{VI}/Пер. с английского под ред. С.А. Медведева. – М.: Мир, 1970. – 624 с.
- Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. Оптические свойства полупроводников. Справочник. – К.: Наукова думка, 1987. – 607 с.
- Пермогоров С.А., Суркова Т.П., Тенишев Л.Н. Экситонная люминесценция твердых растворов Cd_{1-x}Fe_xTe//ФТТ. – 1998. – Т. 40, Вып. 5. – С. 897-1071.
- Травников В.В., Криволапчук В.В. Диффузия экситонов и самопоглощение резонансного излучения //ФТТ. – 1982. – Т. 24, Вып. 4. – С. 961-969.
- Паносян Ж.Р. Излучательная рекомбинация в кристаллах теллурида кадмия//Тр. ФИРАН. – 1973. – Т. 68. – С.147-202.

LITERATURA

1. Bagaev V.S., Klevkov Yu.V., Kolosov S.A., Krivobok V.S., Onischenko E.E., Shepel A.A. Fotolyuminescenciya CdTe, vyraschennogo pri znachitel'nom otklonenii ot termodinamicheskogo ravnovesiya//FTP. – 2011. – T. 45, Vyp. 7. – S. 908-915.
2. Bagaev V.S., Klevkov Yu.V., Kolosov S.A., Krivobok V.S., Shepel A.A. Opticheskie i elektrofizicheskie svojstva defektov v vysokochistom CdTe//FTT. – 2010. – T. 52, Vyp. 1. – S. 37-42.
3. Parfenyuk O.A., Ilaschuk M.I., Ulyanickij K.S., Fochuk P.M., Stril'chuk O.M., Krilyuk S.P., Korbutyak D.V. Elektrofizicheskie svojstva i nizkotemperaturnaya fotolyuminescenciya monokristallov CdTe, legirovannyh Si//FTP. – 2006. – T. 40, Vyp. 2. – S.148-152.
4. Razikov T.M., Kuchkarov K.M., Ergashev B.A. Fotolyuminescenciya plenok tellurida kadmiya razlichnogo sostava, poluchennyh himicheskogo molekuryarno-puchkovogo osazhdeniya//Nauchno-tehnicheskij zhurnal FerPI. – Fergana, Uzbekistan. – 2011. – № 3. – S. 97-99.
5. Ahmadaliev B.Zh., Polvonov B.Z., Yuldashev N.H. Poverhnostno-radiacionnye mody i prodolnye eksitony v spektrah nizkotemperaturnoj fotolyuminescencii//FIP. – 2010. – T. 8, № 3. – S. 250-258.
6. Ahmadaliev B.Zh., Polvonov B.Z., Yuldashev N.H. Polyaritonnyaya lyuminescenciya v kristallah tipa CdTe s uchedom zatuhaniya eksitonov. I. Teoriya//Nauchno-tehnicheskij zhurnal FerPI. – Fergana, Uzbekistan. – 2012. – № 1. – S. 3-10.
7. Abdukadyrov A.G., Ivchenko E.L., Selkin A.V., Yuldashev N.H. Polyaritonnyaya lyuminescenciya v okrestnosti chastoty prodolnogo eksitona s uchedom zatuhaniya//Opt. i spektr. – 1989. – T. 67, Vyp 10. – S. 845-850.
8. Yuldashev N.H. Eksiton-polyaritonnyaya lyuminescenciya i perenos rezonansnogo izlucheniya v kristallah. – Fergana: Farona, 2001. – 214 s.
9. Fizika i himiya soedinenij A^{III}B^{VI}/Per. s anglijskogo pod red. S.A. Medvedeva. – M.: Mir, 1970. – 624 s.
10. Gavrilenko V.I., Grehov A.M., Korbutyak D.V., Litovchenko V.G. Opticheskie svojstva poluprovodnikov. Spravochnik. – K.: Naukova dumka, 1987. – 607 s.
11. Permogorov S.A., Surkova T.P., Tenishev L.N. Eksitonnyaya lyuminescenciya tverdyh rastvorov Cd_{1-x}Fe_xTe//FTT. – 1998. – T. 40, Vyp. 5. – S. 897-1071.
12. Travnikov V.V., Krivolapchuk V.V. Diffuziya eksitonov i samopogloschenie rezonansnogo izlucheniya //FTT. – 1982. – T. 24, Vyp. 4. – S. 961-969.
13. Panosyan Zh.R. Izluchatel'naya rekombinaciya v kristallah tellurida kadmiya//Tr. FI RAN. – 1973. – T. 68. – S.147-202.