

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КРИСТАЛЛАХ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А.Г.Абдукадыров, М.И.Сажин, А.В.Селькин
Н.Х.Юлдашев

Исследованы особенности формирования спектров поляритонной люминесценции кристалла в случае, когда критерии применимости кинетического уравнения Больцмана не выполняются. Показано, что диссипативное затухание, обусловленное упругим рассеянием экситонных поляритонов, приводит к интерференции излучающих состояний.

Поляритонный механизм люминесценции позволяет правильно описать многие характерные черты низкотемпературных спектров излучения кристаллов¹. В основе такого описания, как правило, лежит подход, связанный с тем или иным решением кинетического уравнения Больцмана для функции распределения поляритонов. При этом подразумевается, что выполняются необходимые критерии использования кинетического уравнения

$$|\operatorname{Re} \mathbf{k}_\beta| \gg \alpha_\beta \sim |\operatorname{Im} \mathbf{k}_\beta|, \quad |\operatorname{Re} (\mathbf{k}_{\beta'} - \mathbf{k}_{\beta''})| \gg \alpha_{\beta'}, \quad \alpha_{\beta''}, \quad (1)$$

где $\beta, \beta' \neq \beta''$ — номера дисперсионных ветвей поляритонов, $\mathbf{k}_{\beta(\beta', \beta'')}$ и $\alpha_{\beta(\beta', \beta'')}$ — волновые вектора и коэффициенты поглощения, соответственно. Первое неравенство означает, что длина свободного пробега α_β^{-1} поляритона должна превосходить длину волны $\lambda_\beta = 2\pi/|\operatorname{Re} \mathbf{k}_\beta|$. Второе неравенство соответствует условию пренебрежения интерференцией поляритонных состояний разных дисперсионных ветвей. Такая интерференция возникает при отличном от нуля диссипативном затухании Γ экситона и проявляется в виде дополнительных (интерференционных) потоков энергии в среде с пространственной дисперсией².

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследована низкотемпературная ($T = 2$ К) поляритонная люминесценция (ПЛ) смешанных мод одноосного кристалла CdS (экситон $A_{n=1}$) в условиях нарушения неравенств (1). Геометрия регистрации излучения представлена на рис. 1а на вставке вверху: оптическая ось S кристалла лежит в плоскости xy излучающей грани ($S \parallel \mathbf{e}_x$), излучение регистрируется в плоскости xz в поляризации света $\mathbf{E} \perp [S \mathbf{k}_0]$ под углом φ выхода излучения. \mathbf{k}_0 — волновой вектор излучаемого во внешнюю среду фотона. Дисперсионные кривые излучающих под углом φ смешанных мод M_1 и M_2 при $\Gamma = 0$ изображены на рис. 1б. В окрестности резонансной частоты ω_0 поперечного экситона эти кривые описываются выражением

$$\omega = \omega_L + \frac{\hbar k_x^2}{2M_{\parallel}} + \frac{\hbar (\mathbf{k}^2 - k_x^2)}{2M_{\perp}} - \frac{\epsilon_b \tilde{\omega}_{LT}}{ck/\omega_0)^2 - \epsilon_b}, \quad (2)$$

где $\omega_L = \omega_0 + \omega_{LT}$, M_{\perp} и M_{\parallel} — эффективные массы экситона в направлениях распространения $\mathbf{k} \perp S$ и $\mathbf{k} \parallel S$, соответственно, ϵ_b — фоновая диэлектрическая постоянная, $\tilde{\omega}_{LT} = \omega_{LT} \sin^2 \varphi / \epsilon_b^2$ — эффективное продольно-поперечное расщепление, ω_{LT} — продольно-поперечное расщепление экситонного состояния в поляризации $\mathbf{E} \perp S$; величина ω_{LT} характеризует дисперсию поперечных мод T_1 и T_2 на рис. 1б, фигурируя в выражении типа (2), в котором $\tilde{\omega}_{LT}$ должно быть заменено на ω_{LT} , а ω_L — на ω_0 .

Когда $\Gamma \neq 0$, условия (1) в некоторых областях спектра нарушаются. Прежде всего это относится к участкам, где $\operatorname{Re} k_{M_2} \rightarrow 0$ и значения $|\operatorname{Re} k_{M_1}|$ и $|\operatorname{Re} k_{M_2}|$ близки друг к другу, т. е. вблизи частоты ω_L при малых углах выхода φ . Однако условия (1) при этом

могут оставаться справедливыми для поперечных мод $T1$ и смешанных мод типа $M1$ с большими значениями $|k_{M1}|$. Для таких мод можно использовать функцию распределения, а процесс излучения смешанных мод следует рассматривать как квазиупругое рассеяние поляритонов $T1$ и $M1$ (с большими $|k_{M1}|$ в излучающие состояния $M1, M2$ с непосредственным их высвечиванием. Учитывая относительную узость спектрального участка, на котором формируется линия излучения смешанных мод, функцию распределения рассеиваемых поляритонов представим в виде $f_{\sigma k}(\omega, z) = f_{\sigma k}(\omega) \exp(-z/L)$ с координатной зависимостью от z , определяемой эффективной глубиной распределения L .

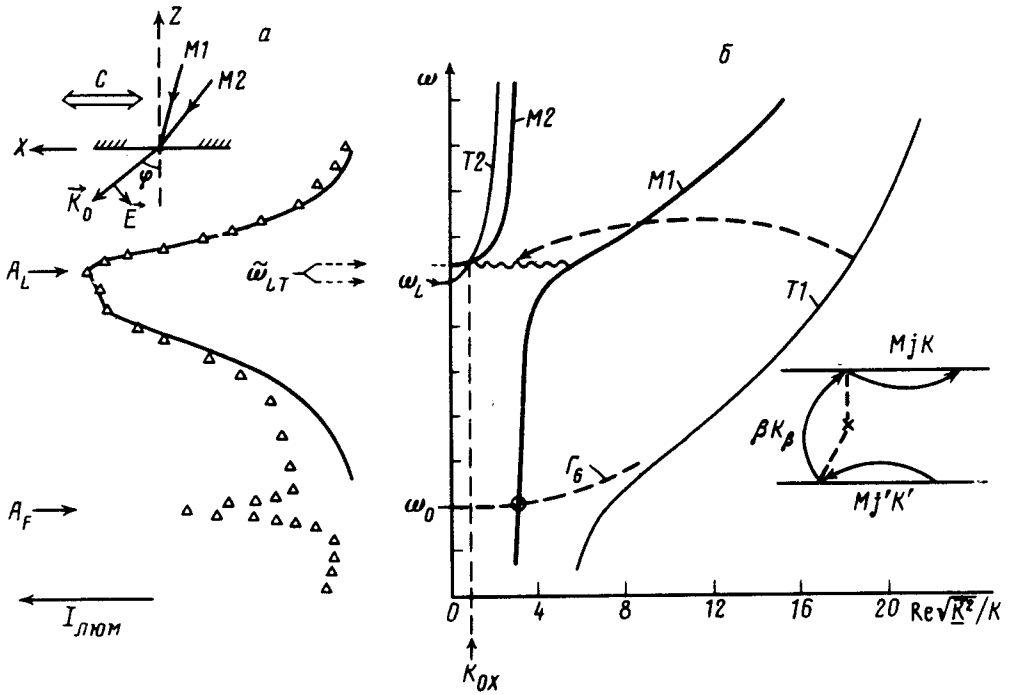


Рис. 1. Сопоставление экспериментальных и теоретических спектров излучения смешанных мод кристалла CdS ($T = 2K$) в области экситонного резонанса $A_{n=1}$ (а) и рассчитанные дисперсионные кривые смешанных $M1, M2$ и поперечных $T1, T2$ мод для угла выхода излучения $\varphi = 67,5^\circ$ (б); вставка к рис. (а) — геометрия излучения, к рис. (б) — диаграммы для функции Грина, описывающие процесс излучения

Расчет интенсивности внешнего излучения I проводился методом диаграммной техники Келдыша. На правой вставке к рис. 1б изображены диаграммы для функций Грина, перенормированных с учетом свето-экситонного, экситон-решеточного и других взаимодействий. Интерференционный вклад во внешнее излучение соответствует функция Грина $s_{j \neq j'}$. Спектральная интенсивность люминесценции определяется амплитудными коэффициентами пропускания из кристалла во внешнюю среду, которые рассчитывались в рамках модели "мертвого" слоя с граничными условиями Максвелла и дополнительными граничными условиями Пекара.

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных проводится на рис. 1а (треугольники — эксперимент, сплошная кривая — теория) для угла выхода $\varphi = 67,5^\circ$. Имеется хорошее совпадение между теорией и экспериментом вблизи частоты ω_L продольного экситона; в расчете воспроизводится слабая дублетная структура, которая формируется как за счет индивидуальных вкладов $M1$ и $M2$, так и за счет их интерференционного взаи-

модействия. Отличие экспериментальных данных от теоретического расчета в длинноволновой части спектра связано с учетом в теории частотной зависимости функции распределения и вклада в излучение состояний экситона Γ_6 (линия излучения A_F).

На рис. 2 экспериментальными точками-треугольниками изображена зависимость отношения максимумов спектральных интенсивностей линий излучения A_L и A_F (I_{A_L}/I_{A_F}) от угла выхода φ в геометрии излучения смешанных мод (см. рис. 1). С учетом того, что I_{A_F} слабо зависит от φ , это отношение следует рассматривать как нормированную зависимость от φ интенсивности излучения мод $M1$ и $M2$. При выборе значений параметров теории приходится учитывать, что все параметры, кроме L , фиксируются другими независимыми экспериментальными данными^{3, 4}. Поэтому единственным подгоночным параметром теории оказывается только глубина распределения L . Расчетные кривые на рис. 2 соответствуют значениям $L = 0,3, 0,8$ и $2,0$ мкм (кривые 1, 2 и 3), экспериментальные данные согласуются с кривой 2. При этом оказывается очень существенным интерференционный вклад мод $M1$ и $M2$, что демонстрирует вставка к рис. 2: кривая 2' рассчитана в пренебрежении интерференцией и поэтому кардинально отличается от кривой 2, учитывающей такую интерференцию и хорошо соответствующей эксперименту.

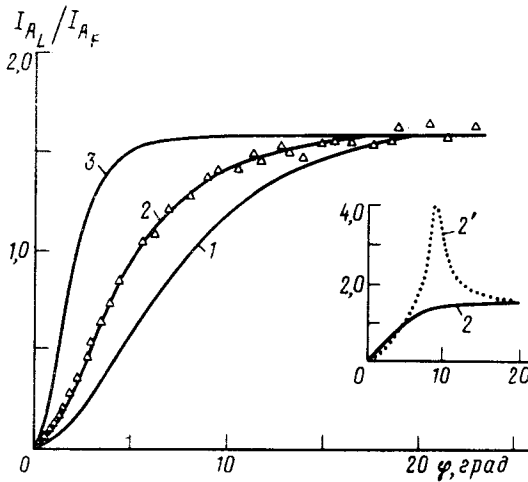


Рис. 2. Зависимость от угла φ выхода излучения отношения максимальных интенсивностей линий излучения A_L и A_F (треугольники – эксперимент); теоретические кривые 1–3 построены с учетом интерференционного взаимодействия мод при значениях глубины L распределения поляритонов, указанных в тексте; на вставке сопоставляются результаты расчета с учетом (2) и без учета (2') интерференционного вклада

Угол φ , при котором возникает максимум на кривой 2', соответствует максимальному интерференционному эффекту. При этом значения Γ и φ связаны между собой таким образом, что дисперсионное уравнение (2), включающее параметр $\Gamma (\omega \rightarrow \omega + i\Gamma/2)$ при фиксированном $k_x = k_0 \sin \varphi$, имеет решение относительно k^2 в виде кратного корня.

В заключение авторы выражают благодарность Е.Л.Ивченко за помощь в выборе метода теоретического анализа.

Литература

1. Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М.: Наука, 1978, гл. IV.
2. Селькин А.В. ФТТ, 1977, 19, 1433.
3. Певцов А.Б., Селькин А.В. ЖЭТФ, 1982, 83, 516.
4. Котелес Э.С. В кн. "Экситоны" под ред. Рашба Э.И. и Стерджа, М.Д. М.: Наука, 1985, гл. III.