

8-7-2020

EXCITON-POLARITON LUMINESCENCE IN CONDITIONS OF ION CHANNELING

A G. Abdukadirov

Ferghana branch of the Tashkent University of Information Technologies named after Muhammad al-Kharezmi

A M. Rasulov

Ferghana branch of the Tashkent University of Information Technologies named after Muhammad al-Kharezmi

N Kh Yuldashev

Ferghana Polytechnic Institute

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

Recommended Citation

Abdukadirov, A G.; Rasulov, A M.; and Yuldashev, N Kh (2020) "EXCITON-POLARITON LUMINESCENCE IN CONDITIONS OF ION CHANNELING," *Scientific-technical journal*: Vol. 3 : Iss. 3 , Article 1.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/ferpi/vol3/iss3/1>

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.

УДК. 621.315.592

EXCITON-POLARITON LUMINESCENCE IN CONDITIONS OF ION CHANNELING

¹Abdukadirov A.G., ¹Rasulov A.M., ²Yuldashev N.Kh.¹Ferghana branch of the Tashkent University of Information Technologies named after Muhammad al-Kharezmi, ²Ferghana Polytechnic Institute

ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В УСЛОВИЯХ КАНАЛИРОВАНИЯ ИОНОВ

¹Абдукадыров А.Г., ¹Расулов А.М., ²Юлдашев Н.Х¹Ферганский филиал Ташкентского университета информационной технологии, ²Ферганский политехнический институт

ИОНЛАР КАНАЛЛАШУВИ ШАРОИТИДА ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОН ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯСИ

¹Абдукадыров А.Г., ¹Расулов А.М., ²Юлдашев Н.Х¹Мухаммад ал-Хоразмий номидаги Тошкент ахборот технологиялари университети Фарғона филиали, Фарғона политехника институти

Abstract. The method of exciton luminescence, arising in ions channeling process, for studying of a profile of distribution of the implanted ions in semiconductor crystals of type CdS is offered. The problem about spatial dependence of intensity and a spectrum of exciton-polariton luminescences is solved at excitation of excitons in conditions of ions channeling by small and average energy.

Keywords: semiconductor crystals, implantation, ions channeling, a distribution profile, exciton-polariton luminescence.

Аннотация. Предложен метод использования экситонной люминесценции, возникающая в процессе каналирования ионов, для изучения профиля распределения имплантированных ионов в полупроводниковых кристаллах типа CdS. Решена задача о пространственной зависимости интенсивности и спектра экситон-поляритонной люминесценции при возбуждении экситонов в условиях каналирования ионов малых и средних энергий.

Ключевые слова: полупроводниковые кристаллы, имплантация, каналирование ионов, профиль распределения, экситон-поляритонная люминесценция.

Аннотация. CdS туридаги ярим ўтказгич кристалларга имплантацияланган ионларнинг тақсимот шаклини ўрганиш учун ионлар каналланиши жараёнида вужудга келадиган экситон люминесценциясида фойдаланиши методи тақлиф этилган. Кичик ва ўртача энергияли ионларнинг каналланиши шароитида экситонлар қўзғатилишидаги экситон-поляритон люминесценцияси интенсивлиги ва спектрининг фазовий координаталарга боғланиши ҳақидаги масала ечилган.

Таянч сўзлар: ярим ўтказгич кристаллар, имплантация, ионлар каналланиши, тақсимот шакли, экситон-поляритон люминесценция.

Введение. В настоящее время ионная имплантация примесей в полупроводники фактически стала основной методикой в производстве планарных устройств главных типов в микроэлектронике [1-3]. Метод ионной имплантации позволяет точно контролировать как концентрацию легирующей примеси, так и ее распределение по глубине. Ряд последних достижений продемонстрировали широкие возможности ионной имплантации как метода

FUNDAMENTAL SCIENCES

исследования металлов, полупроводников и воздействия на их свойства [4], в частности, создание новых слоев [5], изменение коррозионных и поверхностных механических свойств металлов [6,7], создание однородных атомных смесей заданного состава без многочисленных ограничений, присущих другим методам получения полупроводниковых сплавов.

Весьма перспективными среди процессов взаимодействия ионных пучков с поверхностями твердых тел, с точки зрения фундаментальных и прикладных задач современной физики поверхности, являются процессы каналирования ионов средних и низких энергий в тонких пленках кристаллов. Эти процессы в основном до сих пор исследованы методами ионно-рассеивательной спектроскопии, спектроскопии атомов отдачи, дифракции медленных электронов и электронной оже спектроскопии. В то же время полученные данные по исследованию закономерностей и механизмов кратного рассеяния и каналирования ионов средних и низких энергий и образования атомов отдачи на поверхности и в тонких слоях кристаллов как идеальных, так и нарушенных под действием ионной бомбардировки еще недостаточны.

Настоящая работа посвящена исследованию экситонно-поляритонной люминесценции в условиях каналирования ионов малых и средних энергий в полупроводниковых кристаллах. Здесь предлагается обобщение двух методов изучения структуры твердых тел и энергетических состояний атомов- метода ионного каналирования и экситонной спектроскопии [8-12].

Сначала показано, что в условиях осевого каналирования ионов малых и средних энергий торможение ионов в кристаллах происходит в основном за счет кулоновского взаимодействия с электронами и ядрами атомов мишени. Здесь нами [13-17] предложен метод использования экситонной люминесценции, возникающая в процессе каналирования ионов, для непосредственного изучения профилей распределения имплантированных ионов в полупроводниковых кристаллах типа CdS с гексагональной структурой вюртцита.

Далее рассчитывается пространственно-спектральной зависимости интенсивности экситонной люминесценции, где учитывается трансформация характеристик излучения при распространении и прохождении через границу кристалла [15]. Профиль траектории каналированных ионов и пространственно-энергетическая неоднородность их распределения учитывается введением соответствующей зависимости в функции распределения экситонов. Численные расчеты на современных компьютерах выполнены конкретно для кристалла CdS [13].

Наконец, решается задача о пространственной зависимости интенсивности и спектра экситон-поляритонной люминесценции при возбуждении экситонов в условиях каналирования ионов малых и средних энергий [15,18].

Теоретическая модель люминесценции экситонов, возбужденных ионным каналированием. Экситонная люминесценция является одним из наиболее информативных оптических методов исследования полупроводников и структур на их основе и широко используется в микроэлектронике как метод неразрушающего контроля и диагностики полупроводниковых материалов.

В работах [11,12,20-23] рассматриваются процессы экситон-поляритонной люминесценции в условиях оптического возбуждения экситонов. К настоящему времени достигнуто хорошее понимание многих качественных и

количественных сторон явления экситон-поляритонной люминесценции (ЭПЛ), связанных с особенностями возбуждения и энергетической дисперсии экситон-поляритонов (см. например, [20,22]), условиями прохождения оптического излучения через границу кристалла в области экситонных резонансов, характером пространственного и энергетического

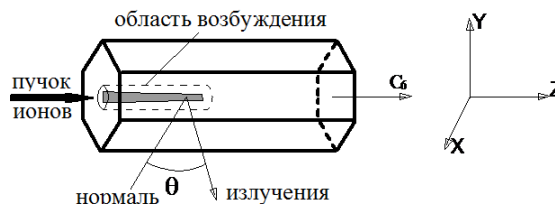


Рис.1. Схематическое изображение процесса осевого каналирования и геометрии наблюдения экситонного излучения.

FUNDAMENTAL SCIENCES

распределений поляритонов, что обуславливает успех применения данного метода экситонной спектроскопии в области физики твердого тела. В этом параграфе построена теория экситонной люминесценции, возникающей в процессе каналирования ионов, для непосредственного изучения профиля распределения имплантированных ионов в полупроводниковых кристаллах типа CdS с гексагональной структурой вюртцита. Такие кристаллы отличаются ярко выраженными при низких температурах ($2 \div 77K$), дипольно активными A_n^- , B_n^- и C_n^- экситонными резонансами ($n=1, 2, 3, \dots$) и выделенным, благоприятным для осевого каналирования ионов, направлением вдоль кристаллографической оси симметрии шестого порядка C_6 .

Известно [8,15,24,25], что в условиях осевого каналирования ионов малых и средних энергий торможение ионов в кристаллах происходит в основном за счет кулоновского взаимодействия с электронами и ядрами атомов мишени. Можно считать, что вся энергия иона расходуется на возбуждение электронной подсистемы матрицы. При этом вдоль линии каналирования ионов образуется горячая электронно-дырочная плазма цилиндрической формы (рис.1), начальная температура которой T_0 определяется электронными потерями энергии $(dE/dz)_e$ ионов. В достаточно чистых прямозонных полупроводниках типа CdS

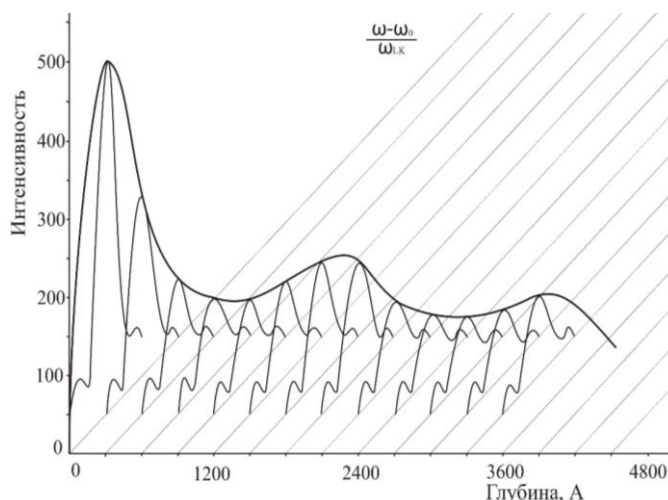


Рис.2. Профиль распределения ионов As^+ с $E_0=3кэВ$, каналированных в кристалле $CdS(100)\langle 110 \rangle$ и спектр экситонов построенных по функции распределения.

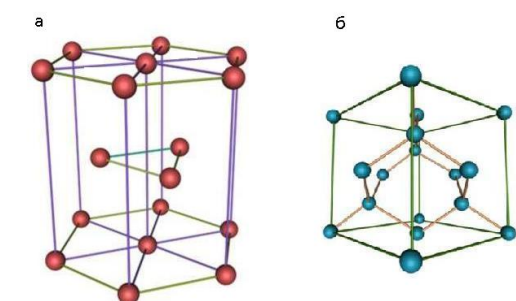


Рис.3. Схематическое изображение атомов решетки вюртцита (а) и решетки сфалерита (б).

характерное время термализации электронно-дырочного газа вблизи краев зон обусловлено излучательными процессами и оно существенно меньше времени ($\sim 10^{-13} c$) их релаксации на акустических и оптических фононах. Поэтому заметное повышение температуры решетки не происходит. Светящаяся плазма, сосредоточенная в ограниченном объеме, вследствие диффузии-разлета электронно-дырочных пар расширяется. Этот процесс может быть описан теоретически методом кинетического уравнения Больцмана. Однако здесь не вдаваясь в подробности решения этой части задачи, следуя работе [12], ограничимся некоторыми качественными соображениями. Естественно, что неограниченный разлет области возбуждения кристалла прекращается при включении электрон-фононного взаимодействия, а также в результате излучательной рекомбинации носителей, приводящей к краевой люминесценции полупроводника под действием каналированных ионов (ионOLUMИнесценция).

Следовательно, область свечения ионной люминесценции в определенной степени отражает геометрию каналирования ионов. По мере расширения цилиндрической области (рис.1) возбуждения плотность электронно-дырочных пар убывает, и при концентрации пар $n \leq 10^{21} cm^{-3}$ электронно-дырочная плазма переходит в свободный экситонный газ. Поэтому при стационарном режиме облучения ионами осевая часть цилиндра возбуждения светится за счет горячей люминесценции носителей, а краевая область—благодаря ЭПЛ. В случае импульсного режима каналирования ионов профиль (рис. 2) излучающей области и кинетика

FUNDAMENTAL SCIENCES

затухания ионной люминесценции в основном определяется излучательной рекомбинацией экситонов. Значит, пространственное распределение экситонов напрямую связано профилем каналирования ионов.

Отсюда естественно, возникает задача о пространственной зависимости интенсивности спектра и кинетических параметров ЭПЛ при возбуждении экситонов в условиях каналирования ионов.

Далее в следующем параграфе рассчитана пространственно-спектральная зависимость интенсивности экситонной люминесценции, в которой учитывается трансформация характеристик излучения при распространении и прохождении через границу кристалла. Профили траекторий каналированных ионов и пространственно-

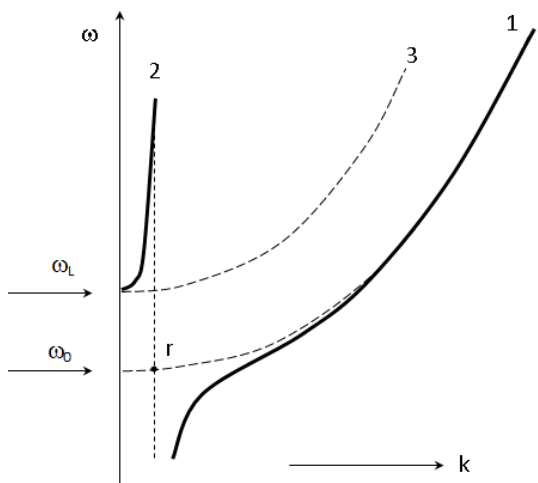


Рис.4. Дисперсионная кривая поляритонов в окрестности выделенного экситонного резонанса: 1 и 2 – нижняя и верхняя поляритонные ветви, 3 – ветвь продольного экситона.

энергетическая неоднородность их распределения учитывается введением соответствующей зависимости в функции распределения экситонов.

Численные расчеты на современных компьютерах выполнены конкретно для кристалла CdS со структурой вюртцита и сфалерита (рис. 3).

Расчет спектра экситон-поляритонной люминесценции.

Конечная цель поставленной задачи заключается в расчете спектральной и пространственной зависимости интенсивности выходящего из кристалла излучения, возбуждаемого каналированными ионами. Общая интенсивность включает в основном два вклада: интенсивности собственной люминесценции, обусловленной междузонной рекомбинацией носителей заряда и интенсивности излучения, релаксируемых в подзонах экситонов. Мы здесь ограничимся общим

расчетом экситонного излучения вблизи изолированного экситонного резонанса.

В окрестности экситонного резонанса с изотропной эффективной массой M_{ex} дисперсионная кривая элементарных возбуждений кристалла состоит из двух ветвей поперечных поляритонов и одной ветви продольных экситонов (рис.4):

$$\varepsilon_{\perp}(\omega, k) = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_0 \omega_{LT}}{\omega_0(k) - \omega - i\Gamma/2} \quad \text{— поперечные поляритоны,}$$

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega, k) = 0 = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_0 \omega_{LT}}{\omega_0(k) - \omega - i\Gamma/2} \quad \text{— продольные экситоны,} \quad (1)$$

где ε_0 – фоновая диэлектрическая проницаемость, c – скорость света в вакууме, ω и k – частота и волновой вектор поляритона, ω_{LT} – величина продольно-поперечного расщепления, $\hbar\omega_0(k) = \hbar\omega_0 + \hbar^2 k^2 / 2M_{ex}$ – энергия механического экситона, Γ – затухание экситона.

В рамках поляритонного механизма люминесценции наблюдаемое излучение рассматривается как результат превращения поляритона ветви β на границе кристалла во внешний фотон в вакууме. Геометрия возбуждения и регистрации излучения представлена на рис.1. Интенсивность ЭПЛ в вакууме ($x=+0$) с поляризацией λ , зависящая от профиля каналирования ионов, может быть определена выражением

$$I_{\lambda}(z, \omega, \mu; x=+0) \cdot \mu d\Omega d\omega = \sum_{\beta=1}^3 T_{\beta\lambda}(\omega; \mu; \mu_{\beta}) \mu_{\beta} d\Omega_{\beta} \mathcal{G}_{\beta}(\omega) N_{\beta\lambda}(z, \omega, \mu_{\beta}; x=-0) \hbar \omega d\omega. \quad (2)$$

FUNDAMENTAL SCIENCES

Здесь $T_{\beta\lambda}(\omega; \mu, \mu_\beta)$ – энергетический коэффициент пропускания поляритона ветви β границей кристалла; $\mathcal{G}_\beta(\omega) = \partial\omega_\beta(k) / \partial k$ – групповая скорость поляритона; $N_{\beta\lambda}(x, y, z, \omega, \mu_\beta)$ – концентрация поляритонов ветви β в точке $\vec{r}(x, y, z)$, распространяющихся в сторону границы кристалла под углом $\theta_\beta = \arccos \mu_\beta$ к внутренней нормали поверхности; $\mu_\beta = \cos \theta_\beta$, $\mu = \cos \theta$, причем углы θ_β и θ связаны между собой законом преломления Снеллиуса $\sin \theta = n_\beta \sin \theta_\beta$; n_β – показатель преломления кристалла для волн ветви β . Заметим, что в теории учитывается наряду с частотной дисперсией, ещё и пространственная дисперсия, т.е. согласно (1) рассматривается зависимость $n_\beta(\omega, k)$.

Наблюдение люминесценции осуществляется в фиксированном внешнем телесном угле $d\Omega$. На основе закона Снеллиуса получим, что

$$\mu \cdot d\Omega = n_\beta^2 \mu_\beta d\Omega_\beta,$$

где $d\Omega_\beta$ – внутренний телесный угол, определяющий всевозможный набор направлений волновых векторов поляритонов ветви β , которые могут дать вклад в излучение в вакууме. Тогда из (2) имеем

$$I_\lambda(z, \omega, \mu; x = +0) = \sum_{\beta=1}^3 \frac{\hbar\omega}{n_\beta^2} T_{\beta\lambda}(\omega; \mu; \mu_\beta) \mathcal{G}_\beta(\omega) \cdot N_{\beta\lambda}(z, \omega; \mu_\beta; x = -0). \quad (3)$$

Групповая скорость $\mathcal{G}_\beta(\omega)$ легко вычисляется с помощью дисперсионных уравнений (1). Коэффициенты $T_{\beta\lambda}$ рассчитаны в работе [12, 21]. Поэтому основная задача сводится к определению концентрации $N_{\beta\lambda}$ поляритонов ветви β с поляризацией λ . Поскольку нас интересует излучение, распространяющееся в плоскости xz , то искомую величину $N_{\beta\lambda}(z; \omega; \mu_\beta = 1; x = -0)$ можно определить интегрированием по полубесконечному кристаллу вкладов от поляритонов, образующихся в разных точках кристалла:

$$N_{\beta\lambda}(z; \omega; \mu_\beta = 1; x = -0) = \int_0^\infty N_{\beta\lambda}(z; \omega; x) \exp(-\alpha_\beta \cdot x) dx. \quad (4)$$

Здесь $\alpha_\beta(\omega) = \frac{\Gamma_\beta(\omega)}{\mathcal{G}_\beta(\omega)}$ – коэффициент поглощения поляритона ветви β , $N_{\beta\lambda}(z; \omega; x)$ –

концентрация поляритонов в состоянии (β, λ) в точке с координатами $x; y=0; z$, возбуждаемые под действием каналированных ионов. Зависимость от координат z и x в $N_{\beta\lambda}(z; \omega; x)$ можно представить в факторизованном виде

$$N_{\beta\lambda}(z; \omega; x) = f(z) F_{\beta\lambda}(\omega; x), \quad (5)$$

где $f(z)$ – функция, определяющая профиль каналирования ионов, считается заданной; $F_{\beta\lambda}(\omega; x)$ – распределение концентрации поляритонов по глубине выхода излучения. На рис. 2 представлена функция $f(z)$ для каналирования ионов As^+ в кристалле CdS со структурой сфалерита в направлении $\langle 110 \rangle$ при $E = 1 \text{ кэВ}$, полученная численным моделированием на компьютере, каналирования движущихся ионов в приближении парных столкновений иона с атомами мишени [13, 24, 25].

При стационарном режиме облучения функцию $F_{\beta\lambda}(\omega, x)$ грубо можно представить в виде

$$F_{\beta\lambda}(\omega, x) = N_{\beta\lambda}(\omega) \exp\left(-\frac{(x-d)^2}{R^2}\right), \quad (6)$$

где R – радиус цилиндра возбуждения, d – глубина расположения линии каналирования от границы регистрации люминесценции.

Таким образом, подставляя (5) и (6) в (4), а затем (4) в (3) можно получить спектр ЭПЛ и ее профиль вдоль линии каналирования.

FUNDAMENTAL SCIENCES

Ионно-экситонная люминесценция в условиях каналирования ионов с учётом затухания механического экситона. Поляритонный механизм вторичного свечения с успехом применяется для описания низкотемпературных спектров люминесценции в окрестности экситонных резонансов прямозонных полупроводниковых кристаллов. Поэтому есть смысл использовать методы поляритонной люминесценции для изучения процесса каналирования ионов в условиях возбуждения поляритонов.

Теория поляритонной люминесценции основана на использовании кинетического уравнения Больцмана для функции распределения поляритонов, или что эквивалентно уравнения переноса для интенсивности нормальных световых волн в кристалле. Важнейшим критерием применимости уравнения переноса является малость коэффициента поглощения волны (или обратной длины свободного пробега поляритона) по сравнению со средней величиной волнового вектора $|\Delta \vec{\kappa}|$ передаваемого при рассеянии волн. В случае плавной угловой зависимости вероятности рассеяния величина $|\Delta \vec{\kappa}|$ сравнима с волновым вектором волны и критерий применимости уравнения переноса для поляритонов сводится к неравенству

$$Rek_{\beta} \gg \alpha_{\beta} \quad (7)$$

При выполнении которого волновой вектор $\vec{\kappa}_{\beta}$ поляритона ветви β есть хорошо определенное квантовое число. При достаточно малом затухании экситона условие (7) выполняется для поляритонов нижней ветви $\beta=1$ и верхней ветви $\beta=2$. Однако, при приближении частоты ω к частоте продольного экситона ω_L величина Rek_2 сильно уменьшается (в пренебрежении затуханием $k_2 \rightarrow 0$ при $\omega \rightarrow \omega_L$) и

неравенство (7) для поляритонов ветви 2 не выполняется. В частности, оно всегда нарушается для состояний ветви 2 в области $\omega < \omega_L$. Поэтому узкая окрестность частоты ω_L в работе [19] исключалась из рассмотрения в приближении кинетического уравнения. Впервые в работе [20] построена теория поляритонной люминесценции, справедливая при произвольном соотношении между Rek_2 и α_2 . Здесь на основе этой теории выполнен анализ экспериментальных спектров поляритонной люминесценции кристаллов ZnP_2 , возбуждаемой каналированием ионов. Последовательно рассчитан вклад волны 2 во вторичное излучение при $\omega < \omega_L$. Сильное различие энергетических плотностей состояний для поляритонов ветвей 1 и 2 позволило при численных расчётах учесть процессы рассеяния $1 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$, а рассеянием внутри ветви 2 пренебречь. При произвольном соотношении между Rek_2 и α_2 для спектра интенсивности ионolumинесценции было получено

$$I_{2s}^{(0)}(\omega, \Omega) = \frac{|t_{02}^{(s)}|^2}{(2\pi)^3} \frac{f_1^{(\omega)}}{2k_0 \text{Im} n_{2x} + L^{-1}} \frac{2M^2 C \varepsilon_b \omega_{LT} \text{Cos} \theta}{\hbar \tau_{21} |n_{2z}|^2 |n_1^2 - n_2^2|^2}, \quad (8)$$

где τ_{21} - время жизни поляритона ветви 1 по отношению квантового перехода $1 \rightarrow 2$,

$n_{2x} = (n_2^2 - \text{Sin}^2 \theta)^{1/2}$, величины $t_{02}^{(s)}$ и n_2 рассчитываются с учетом затухания, $f_1^{(\omega)}$ -

неравновесная функция распределения поляритонов ветви 1, определяемая выражением

(5). Парциальные вклады в ЭПЛ других ветвей рассчитывались в кинетическом приближении. Рассчитанный таким образом спектр ЭПЛ кристаллов ZnP_2 при температурах

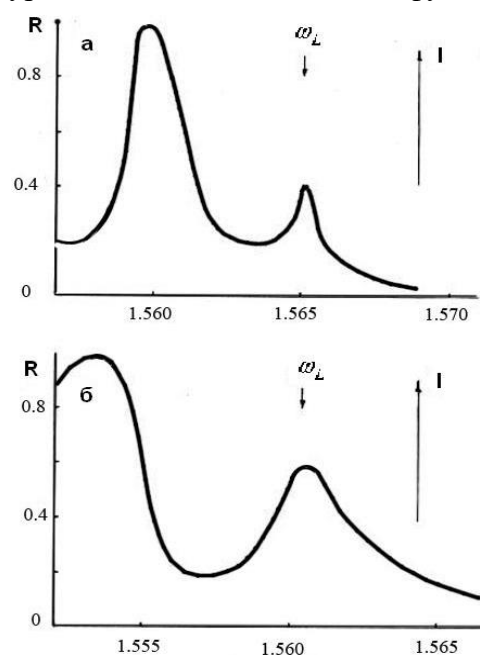


Рис. 5. Расчет энергетической зависимости интенсивности ЭПЛ в относительных единицах для кристалла ZnP_2 при температурах 2K (а) и 77K (б).

FUNDAMENTAL SCIENCES

2K (а) и 77K (б) в относительных единицах приводится на рис. 5. При численных расчетах использовались следующие экситонные параметры:

T, K	$\hbar\omega_0, \text{эВ}$	$\hbar\omega_{LT}, \text{мэВ}$	M/m_0	$\hbar\Gamma, \text{мэВ}$	ϵ_e	$l, \text{Å}$
2	1, 5606	4,5	3,0	0, 1	12	60
77	1, 5554	5,0	3,0	0, 58	12	60

Как видно из рисунка, дублетная структура спектра ЭПЛ адекватно отражает вкладов нижней (с максимумом на частотах 1,560 и 1,553 эВ при температуре 2K и 77K) и верхней (1,565 и 1,561 эВ) поляритонных ветвей [20].

Заключение. Таким образом, сравнение теоретически рассчитанных спектров экситон-поляритонной люминесценции с экспериментальными данными показывает, что достигнуто хорошее понимание многих качественных и количественных сторон явления экситон-поляритонной люминесценции, связанных с особенностями возбуждения и энергетической дисперсии экситон-поляритонов, условиями прохождения оптического излучения через границу кристалла в области экситонных резонансов, характером пространственного и энергетического распределений поляритонов. Это обуславливает перспективу использования хорошо разработанных методов оптической экситонной спектроскопии для более тонкого исследования процессов каналирования ионов малых и средних энергий в кристаллах.

References

- [1]. Pod. red. Vavilova V.S. Ionnaya implantatsiya v poluprovodniki i drugie materialy. – Moskva: Mir, 1980. – 332 s.
- [2]. Rissel X., Ruge I. Ionnaya implantatsiya. /Per s. angl. pod. red. M.I. Gusevoy. – Moskva: Nauka, 1983. – 360 s.
- [3]. Komarov F.F., Kumaxov M.A., Tashlikov T. Nerazrushayushiy analiz poverxnostey tverdex tel ionnimi puchkami. -Mn.: Izd. BGU, 1987. -256s.
- [4]. Radjabov T.D., Iskandarova Z.A., Lifanova L.F., Kamardin A.I. Modifikatsiya svoystv poverxnosti materialov i pokritiy ionnim oblucheniem. – Tashkent: Izd. Fan AN RUz, 1993. –200 s.
- [5]. Pranyavichus L., Dudonis Yu. Modifikatsiya svoystv tverdex tel ionnimi puchkami. – Vil’nyus: Mokslas, 1980. -242 s.
- [6]. Vavilov V.S. Nekotore fizicheskie aspekti ionnoy implantatsii. //UFN, - Moskva, 1985. - T.143. - Выр.2. - S. 329-341.
- [7]. Radiatsionnie effekti. /Monografiya, Otv. red. Gulyamov U.G. – Tashkent: Izd. Fan AN RUz, 1973. -S. 197.
- [8]. Yavlinskiy Yu.N. //Materiali pyatnadtsatoy Mejdunarodnoy Konferentsii VIP-2001, -Zvenigorod, 2001. – T.1. -S. 406-409.
- [9]. Axmanov S.A., Jeludev N.I., Ironsayd CH.N., Kosotov Z.M., Popov S.V.. Eksitonnoe polarizatsionnoe samovozdeystvie pikosekundnix svetovix impulsov v kompozitsionnoy sverxreshetke GaAs/AL_xGa_{1-x}As. // Pisma v JETP, -Moskva, 2002. –T.49. Vip. 3. -S. 166-169.
- [10]. Nasibov A.S., Suslina L.G., Fedorov D.L., Korostelin Yu.V., SHapkin P.V., Markov L.S. Eksitonnyaya lyuminestsentsiya idealnix tverdex rastvorov (Sistema Zn_xCd_{1-x}Se, 0<x<1). // Pisma v JETP, -Moskva, 1985. –T.49. -Vip. 7. -S. 381-384.
- [11]. Agranovich V.M., Ginzburg V.L. Kristalloptika s uchetom prostranstvennoy dispersii i teoriya eksitonov. - M.: Nauka, 1979. -432 s.
- [12]. Yuldashev N.X. Eksiton-polyaritonnyaya lyuminestsentsiya i perenos rezonansnogo izlucheniya v kristallax. –Fergana: izd. Fergana, 2001. -214 s.
- [13]. Rasulov A.M. Modelirovanie traektorii nizkoenergichnix ionov v monokristallax. //Materiali chetirnadtsatoy yejegodnoy mejdunarodnoy konferentsii, Ukraina, -Yalta, 2006. -S. 163-165.
- [14]. Rasulov A.M., Abdukadirov A., Xujakulov M. Ionolyuminesentsiya v usloviyax kanalirovaniya v okrestnosti chastoti prodolnogo eksitona s uchyotom zatuxaniya // Vosemnadtsataya Mejdunarodnaya Konferentsiya, VIP-2007, -Moskva, 2007. -S. 209-212.
- [15]. Rasulov A.M., A.X. Xaydarov, F.F. Umarov, N.X. Yuldashev. Eksitonnyaya lyuminestsentsiya v kristallax v usloviyax kanalirovaniya ionov malix i srednix energiy. //FarPI ilmiy-texnika jurnali. –Fergana, 2002. -№3. -S. 14-19.
- [16]. Rasulov A.M., A.X. Xaydarov, M.T. Xujakulov, N.X. Yuldashev. Osevoe kanalirovanie ionov i eksitonnyaya lyuminestsentsiya poluprovodnikovix kristallov tipa SdS. //Trudi materialov respublikanskoj nauchno-

FUNDAMENTAL SCIENCES

- prakticheskoy konferentsii «Problem alternativnoy energetiki i energosberejeniya», -Namangan, 2007. -S. 27-28.
- [18]. Rasulov A.M., Abdukadirov A.G., and Khaydarov M.M.. Ion-Luminescence in the CdS Type Crystals of Low-Energy Ions Channeling. // Intern.Conf. on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena. - Erice, Italy, 2008. 25 October-1 November. -P. 99.
- [19]. Rasulov A.M., Abdukadirov A.G.. Raschet spektra ionolyuminesstentsii v kristallax tipa *CdS* v usloviyax kanalirovaniya pri nizkix temperaturax. *UzPec-2009*, Str. 43-46. Tashkent, 2009.
- [20]. Ivchenko E.L., Pikus G.E., Yuldashev N.Kh. Transfer of the polarized radiation in crystals in exciton spectrum areas. Polariton effects. // *JETP*. 1981. Vol.80. No.3. PP. 1228-1246
- [21]. Ivchenko Ye.L., Sel'kin A.V., Abdukađırov A.G., Sajin M.I., Yuldashev N.X. // *Opt. i spektr.*, -Moskva, 1989. -T.67, -S. 845-850.
- [22]. Abdukađırov A.G., Sajin M.I., Sel'kin A.V., Yuldashev N.X. // *JETF*, -Moskva, 1990. -T.97. -Vıpr.2. -S. 644-662.
- [23]. Akhmadaliev B.J., Yuldashev N.Kh., Yulchiev I.I.. The Role of Radiative Surface Modes and Longitudinal Excitons in the Formation of Exciton-Polariton Luminescence Spectra of CdS-Type Crystals. // *Optics and Photonics Journal*. Vol.8.No.3, 2018, pp.50-65.
- [24]. Akhmadaliev B.J., Polvonov B.Z., Yuldashev N. Kh. Influence of Exciton Decay on the Polariton Luminescence Spectra of CdTe Crystal. *Optics and Spectroscopy*, (2014) Vol. 116, No. 2, pp. 244–248. <http://www.ioffe.ru/journals/os/>
- [25]. Rasulov A.M., Khaydarov M.M.. Polariton luminescence of semiconductor crystals stimulated by channeling of ions. //International Conference of KIMICS, 2011, Korea, P.272-275.
- [26]. Rasulov A.M. Komp'yuternie modelirovanie protsessov rasseyaniya i implantatsii ionov v tonkix monokristallax // monografiya– Tashkent: izd. «Fan va texnologiya», 2016. -S. 187.