

ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В НАНОПЛАСТИНКАХ CdSe: ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.А. НААПЕТЯН^{1*}, Л.А. ТАДЕВОСЯН²,
Д.А. БАГДАСАРЯН¹, В.А. АРУТЮНЯН¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

²Российско–Армянский университет, Ереван, Армения

*e-mail: n.aram2097@gmail.com

(Поступила в редакцию 12 марта 2025 г.)

Рассмотрены процессы экситонного поглощения и фотолюминесценции при наличии перпендикулярного к направлению квантования однородного электростатического поля в нанопластинке (НПЛ) CdSe. В рамках модели Такагахары в аксиальном направлении учтены эффекты поляризации носителей заряда. Для каждого из коэффициентов экситонного поглощения и люминесценции, рассчитанных в рамках той же модели, определены зависимости от энергии падающего фотона, а также рассмотрено влияние геометрических параметров НПЛ и значения напряженности внешнего поля на величины коэффициентов поглощения и люминесценции. Показано, что высоты пиков поглощения и люминесценции уменьшаются с увеличением величины внешнего поля. Одновременно при увеличении поля наблюдается уширение соответствующих пиков.

1. Введение

Как известно, оптические свойства полупроводниковых нанопластинок (НПЛ) существенно отличаются от таковых не только в массивных образцах, но и в размерно-квантованных структурах предыдущего поколения квантовых пленок, квантовых нитей и квантовых точек [1–6]. Важную роль в формировании оптических свойств НПЛ играют экситонные состояния. Это обусловлено, в первую очередь, тем фактором, что вследствие уменьшения размеров образца вплоть до нескольких атомных слоев в одном направлении, энергия связи низкоразмерного ($2D$) экситона принимает большие значения, по сравнению с энергией связи экситона как в массивном образце, так и в квантовой яме. Например, для интересующего нас в дальнейшем случае НПЛ CdSe в массивном полупроводнике энергия экситона 15 мэВ, а в квантовой яме – примерно 60 мэВ, то в НПЛ она достигает двух сотен мэВ [6–8]. Подобное увеличение энергии связи экситона в НПЛ обусловлено тем обстоятельством, что вследствие уменьшения размерности образца и скачка значения диэлектрической проницаемо-

сти на границе раздела материал–среда увеличивается кулоновские притяжение между электроном и дыркой [1, 2, 58]. Вследствие этого экситоны в НПЛ оказываются долгоживущими, и влияние на оптические свойства образца могут оказывать уже не только собственно экситонные состояния, но и коллективные свойства экситонов в этих структурах [9–12].

Наряду с изменением геометрических размеров, приводящим к регулируемому изменению энергетического спектра носителей путем размерного квантования, другим мощным модулирующим фактором является внешнее однородное электрическое поле. Совместное воздействие этих двух факторов приводит к появлению новых особенностей в спектре оптического поглощения в низкоразмерных полупроводниковых материалах по сравнению с массивными образцами. Влиянию однородного электрического поля на экситонные состояния и на полосу оптических переходов в массивных и квазидвумерных (квантовые пленки) и квазиодномерных (квантовые нити, цилиндры) полупроводниковых структурах посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ [13–15]. В связи с прогрессом в получении и исследовании полупроводниковых НПЛ определенный интерес представляет рассмотрение влияния однородного электрического поля на экситонные состояния в НПЛ. В работе [16] рассмотрено влияние однородного электрического поля на оптическое поглощение в НПЛ CdSe при толщине квантующего слоя образца в 5 атомных монослоев (МС) и показано, что под действием поля наблюдается понижение экситонных пиков поглощения в НПЛ. В работе [17] рассмотрено воздействие внешнего электрического поля на энергию связи и оптические свойства экситонов в $2D$ структурах с учетом изменения эффективных масс носителей заряда под действием внешнего поля. В работах [18–20] рассмотрено влияние внешнего поля на экситонные состояния в квазидвумерных материалах, когда вектор внешнего поля лежит в плоскости структуры. В этих работах показано, что экситоны в рассматриваемых структурах имеют достаточно большую энергию связи, и в них не наблюдается распад на электрон и дырку вплоть до напряженностей внешнего поля порядка 100 кВ/см; рассчитана также величина штарковского сдвига энергии $2D$ экситона в зависимости от напряженности поля. Изменения экситонных состояний и соответственно линейных и нелинейных оптических свойств образца под действием электрического поля, когда поле направлено вдоль оси квантования НПЛ, рассмотрены в работе [21]. Вместе с тем вызывает интерес исследование характера экситонного поглощения в НПЛ, когда электрическое поле является латеральным.

В настоящей работе рассмотрено влияние однородного электрического поля на экситонное поглощение и непосредственно связанный с ним процесс фотолюминесценции в НПЛ CdSe, когда вектор напряженности внешнего поля направлен вдоль оси OY в плоскости НПЛ (XOY).

2. Экситонные состояния в НПЛ CdSe при наличии поперечного электрического поля

В общем виде гамильтониан, описывающий взаимодействие электрона и дырки при наличии латерального электрического поля, можно представить следующим выражением:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{p}_e}}{2\mu_{\parallel,e}} - \frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{p}_h}}{2\mu_{\parallel,h}} - \frac{\hbar^2 \Delta_{z_e}}{2\mu_{z,e}} - \frac{\hbar^2 \Delta_{z_h}}{2\mu_{z,h}} + U(z_e, z_h, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_h) + |e|(\mathbf{F} \cdot (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_h)). \quad (1)$$

Здесь $\Delta_{\mathbf{p}_i}, \Delta_{z_i}$ — лапласианы электрона и дырки в плоскости XOY и вдоль направления укладки, $\mu_{\parallel,i}$ и $\mu_{z,i}$ — эффективные массы в плоскости XOY и вдоль оси OZ для частицы $i = e, h$ (электрон или дырка), соответственно, $\mathbf{p}_{e,h} = \mathbf{p}_{e,h}(x_{e,h}; y_{e,h}; 0)$ — двумерные радиус-векторы электрона и дырки в той же плоскости, e — элементарный заряд, а $\mathbf{F} = \mathbf{F}(F_x, F_y, 0)$ — напряженность электрического поля в плоскости. В данной модели мы предполагаем, что зонная структура и, в частности, эффективная масса экситона не изменяются под воздействием электрического поля. Потенциальную энергию пары электрон – дырка можно записать следующим образом:

$$U(z_e, z_h, \mathbf{p}) = U^e(z_e) + U^h(z_h) + U_{\text{conf}}^e(x_e, y_e) + U_{\text{conf}}^h(x_h, y_h) + V(z_e, z_h, \mathbf{p}), \quad (2)$$

где $\mathbf{p} = \mathbf{p}_e - \mathbf{p}_h$, $V(z_e, z_h, \mathbf{p})$ — потенциал взаимодействия электрона и дырки, $U^e(z_e)(U^h(z_h))$ — одночастичный потенциал электрона (дырки), образующийся из-за смещений валентной зоны и зоны проводимости и включающий также собственную энергию $U_{\text{self}}^e(z_e)(U_{\text{self}}^h(z_h))$, возникающую из-за несоответствия диэлектрических проницаемостей в областях барьера и ямы [22]:

$$U^i(z_i) = U_{\text{conf}}^i(z_i) + U_{\text{self}}^i(z_i), \quad i = e, h. \quad (3)$$

Ограничивающий потенциал, определяемый энергетическим разрывом на поверхности НПЛ–среда, описывается ямой конечной глубины [6], а движение в плоскости XOY рассматриваем в приближении бесконечно глубокой потенциальной ямы:

$$U_{\text{conf}}^i(z_i) = \begin{cases} U_0^i, & |z_i| > L_z/2 \\ 0, & |z_i| \leq L_z/2 \end{cases}; \quad U_{\text{conf}}^i(x_i, y_i) = \begin{cases} 0, & (x_i, y_i) \in \text{НПЛ} \\ \infty, & (x_i, y_i) \notin \text{НПЛ} \end{cases} \quad (i = e, h). \quad (4)$$

Здесь U_0^i — глубина потенциальной ямы для электрона ($i = e$) и дырки ($i = h$), соответственно. Несоответствие диэлектрических проницаемостей приводит к дополнительному ограничению, описываемому самоиндуцированным потенциалом $U_{\text{self}}^i(z)$ для каждого типа носителей заряда [2, 6, 23]:

$$\begin{aligned} U_{\text{self}}(z) &= \sum_{m=\pm 1, \pm 2, \dots} \frac{k^{|m|} e^2}{2\epsilon_w |z - (-1)^m z + mL_z|}, \quad |z| < L_z/2, \\ U_{\text{self}}(z) &= \frac{2\epsilon_w}{\epsilon_w + \epsilon_b} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k^{2m+1} e^2}{(\epsilon_w + \epsilon_b) |2z + (2m+1)L_z|} - \frac{ke^2}{2\epsilon_b |2z - L_z|}, \quad z > L_z/2, \\ U_{\text{self}}^i(z) &= U_{\text{self}}^i(-z), \quad z < -L_z/2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $k = \frac{\varepsilon_w - \varepsilon_b}{\varepsilon_w + \varepsilon_b}$, ε_w и ε_b являются диэлектрическими проницаемостями мате-

риала НПЛ и окружающей среды, соответственно, а L_z — толщина НПЛ вдоль направления квантования. Для типичных НПЛ всегда выполняются следующие условия между продольными L_z и поперечными L_x, L_y размерами:

$$L_z^2 \ll (a_{\text{ex}})^2; \quad a_{\text{ex}} \ll L_{x(y)}. \quad (6)$$

Здесь a_{ex} — боровский радиус экситона. Условие (6) позволяет разделить аксиальное и плоское движения носителей заряда. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) в этом случае с достаточной точностью можно провести в рамках адиабатического приближения [24]. Соответственно запишем полную волновую функцию взаимодействующей электронно-дырочной пары во внешнем поле в следующем виде:

$$\Psi(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_h, F, z_e, z_h) = \psi_{\perp}(z_e, z_h) \psi_{\parallel}(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_h, F). \quad (7)$$

Используя ограничивающий потенциал вдоль оси квантования из (4) и (5) и разделяя переменные в уравнение (1) для движения вдоль оси OZ , получаем волновые функции $\psi_{\perp}(z_e, z_h)$, которые, в свою очередь, представим как произведение функций одночастичных состояний электрона и дырки [6]:

$$\psi_{\perp}(z_e, z_h) = \psi_{\perp}(z_e) \psi_{\perp}(z_h). \quad (8)$$

По аналогии с работами [2, 6, 23], потенциал электронно-дырочного взаимодействия $V(z_e, z_h, \mathbf{p})$ определяется усреднением по одночастичным состояниям (8):

$$V_{e-h}^{2D}(\varepsilon_w, \varepsilon_b, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_h) = -e^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{q_n}{\varepsilon_w} \int_0^{L_z} \int_0^{L_z} \frac{|\psi_{\perp,e}(z_e)|^2 |\psi_{\perp,h}(z_h)|^2 dz_e dz_h}{\sqrt{(\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_h)^2 + [z_e - (-1)^n z_h - nL_z]^2}}; \quad (9)$$

$$q_n = \left(\frac{\varepsilon_w - \varepsilon_b}{\varepsilon_w + \varepsilon_b} \right)^{|n|}.$$

Соответственно, для определения экситонных состояний в плоскости НПЛ получаем следующий гамильтониан:

$$\hat{H}_{\text{ex},F}^{2D} = -\frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{p}_e}}{2\mu_{\parallel,e}} - \frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{p}_h}}{2\mu_{\parallel,h}} + V_{e-h}^{2D}(\varepsilon_w, \varepsilon_b, \mathbf{p}_e, \mathbf{p}_h) + |e|(\mathbf{F} \cdot (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_h)). \quad (10)$$

Для определения волновой функции $\psi_{\parallel}(x_e, y_h, F) = \psi_{N_x, N_y}(X, Y) \psi_{\text{ex}}(x, y, F)$ из уравнения (7), а также энергии поперечного движения $E_{\parallel} = E_{N_x, N_y}^{c.m.} + E_{\text{ex}, F}$, взаимодействующей в плоскости XOY электронно-дырочной пары в присутствии внешнего электрического поля, мы можем записать следующие два отдельных уравнения соответственно для центра масс и относительного движения пары:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) \psi_{N_x, N_y}(X, Y) = E_{N_x, N_y}^{c.m.} \psi_{N_x, N_y}(X, Y); \quad (11)$$

$$M = \mu_{\parallel,e} + \mu_{\parallel,h}; \quad N_x, N_y = 1, 2, 3, \dots; \quad X = \frac{\mu_{\parallel,e} x_e + \mu_{\parallel,h} x_h}{\mu_{\parallel,e} + \mu_{\parallel,h}}; \quad Y = \frac{\mu_{\parallel,e} y_e + \mu_{\parallel,h} y_h}{\mu_{\parallel,e} + \mu_{\parallel,h}};$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{\text{ex}}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V_{e-h}^{2D}(\varepsilon_w, \varepsilon_b, x, y) + |e|Fy \right] \psi_{\text{ex}}(x, y, F) = E_{\text{ex},F} \psi_{\text{ex}}(x, y, F); \quad \mu_{\text{ex}} = \frac{\mu_{\parallel,e} \mu_{\parallel,h}}{\mu_{\parallel,e} + \mu_{\parallel,h}}; \quad x = x_e - x_h; \quad y = y_e - y_h. \quad (12)$$

Здесь $(\mu_{\parallel})_{e,h}$ – эффективные массы электрона и дырки в плоскости НПЛ, $E_{N_x, N_y}^{c,m}$ – энергия движения центра масс $2D$ экситона в плоскости XOY , $E_{\text{ex},F}$ – энергия связанного экситонного состояния электрона и дырки в плоскости НПЛ при наличии внешнего поля. Для определенности мы выбрали внешнее поле направленным вдоль оси OY .

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}(0, F, 0); (\mathbf{F} \cdot \boldsymbol{\rho}) = Fy. \quad (13)$$

При такой ориентации внешнего поля оно не оказывает влияния на состояния носителей заряда при их движении вдоль оси квантования OZ . Энергия носителей в этом направлении зависит от толщины квантующего слоя (числа монослоев (ML)) и эффективной массы носителей, значения которых в свою очередь зависят от числа монослоев [6].

В табл.1 приведены значения первых двух уровней энергии размерного квантования в НПЛ CdSe при различном числе монослоев, когда глубина потенциальной ямы для электрона и дырки вдоль оси z соответственно $U_0^e = 2$ эВ, $U_0^h = 2.5$ эВ [6].

Табл.1. Значения первых двух уровней энергии размерного квантования в НПЛ CdSe при различном числе монослоев для глубины потенциальной ямы электрона и дырки вдоль оси OZ соответственно $U_0^e = 2$ эВ, $U_0^h = 2.5$ эВ [6]

ML	$\mu_{z,e} / m_0$	$\mu_{z,h} / m_0$	$E_{n_z=1}^e$, мЭВ	$E_{n_z=2}^e$, мЭВ	$E_{n_z=1}^h$, мЭВ	$E_{n_z=2}^h$, мЭВ
3.5	0.157	0.96	439	—	280	937
4.5	0.144	0.92	341	1700	197	665
5.5	0.138	0.90	277	1330	147	483
7.5	0.130	0.88	197	887	92	294

Здесь m_0 – масса свободного электрона.

Если воспользоваться методикой работ [6, 23], то уравнение (12), описывающее движение электронно-дырочной пары в плоскости НПЛ, может быть решено численно. В случае $F = 0$ значения энергий основных экситонных состояний и боровских радиусов совпадают с результатами работы [6].

В табл.2 показаны значения основного экситонного состояния $(E_{\text{ex}}(F = 0))_1$ и боровского радиуса $a_{\text{ex}}^{\text{NPL}}(F = 0)$ в НПЛ CdSe при различном числе монослоев в отсутствие внешнего поля, полученные путем численного решения уравнения (12) при $F = 0$.

Здесь μ_{ex} – приведенная эффективная масса $2D$ экситона в плоскости НПЛ, значения которой зависят от числа монослоев [6].

Табл.2. Значения основного экситонного состояния $(E_{\text{ex}}(F=0))_1$ и боровского радиуса $a_{\text{ex}}^{\text{NPL}}(F=0)$ в НПЛ CdSe при различном числе монослоев в отсутствие внешнего поля. Диэлектрические проницаемости материала НПЛ и среды соответственно равны: $\epsilon_w = 6$ и $\epsilon_b = 2$

ML	3.5	4.5	5.5	7.5
μ_{ex} / m_0	0.103	0.09	0.081	0.076
$(E_{\text{ex}}(F=0))_1$, мэВ	312	257	220	180
$a_{\text{ex}}^{\text{NPL}}(F=0)$, нм	1.493	1.775	2.031	2.380

Из таблицы видно, что с увеличением числа монослоев вдоль оси OZ энергия связи экситона в НПЛ уменьшается. Это объясняется тем обстоятельством, что с увеличением числа монослоев уменьшается влияние размерного квантования, вследствие чего и ослабляется связь между электроном и дыркой.

При $F \neq 0$ численное решение уравнения (12) показывает, что наличие поля приводит к изменению положения энергетических уровней (штарковскому сдвигу) и изменению поведения волновой функции пары. Для слабых полей зависимость энергии от поля соответствует известной из квантовой механики квадратичной зависимости штарковского сдвига от величины напряженности поля [20, 25 – 27]:

$$\Delta E(F) = (E_{\text{ex}}(F))_1 - (E_{\text{ex}}(F=0))_1 \sim F^2. \quad (14)$$

Наряду со сдвигом энергии становится возможной диссоциация экситона путем туннелирования. Увеличение значения электрического поля приводит к увеличению вероятности туннелирования и, следовательно, к уменьшению времени ионизации. Время ионизации можно оценить с помощью квазиклассического подхода, используя следующую известную формулу [28]:

$$\Gamma = 1/\tau_{\text{ion}} = \frac{\sqrt{\pi}}{64} \frac{\hbar}{R_y^*} \left(\frac{eFa_{\text{ex}}}{R_y^*} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{4}{3} E_B \frac{\sqrt{2\mu_{\text{ex}} E_B}}{\hbar e F} \right), \quad (15)$$

где E_B — энергия связи экситона в отсутствие электрического поля, а $R_y^* = \mu_{\text{ex}} e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$ — постоянная Ридберга для экситона. Возможность туннелирования под действием поля, естественно, будет влиять на спектр оптических переходов в НПЛ. Это влияние на поглощение и фотолюминесценцию изучены в следующем параграфе.

3. Поглощение и фотолюминесценция в НПЛ во внешнем поле

Рассмотрим теперь специфику оптических межзонных спектров поглощения и фотолюминесценции во внешнем электрическом поле. Для коэффициента поглощения $K(\omega)$ в зависимости от частоты падающего фотона ω можно записать [6]:

$$K(\omega) = \sum_{c,v} |M_{c,v}|^2 \delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0),$$

$$\hbar\omega_0 = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_{\perp}^{c,v} L_z^2} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_{\parallel}} \left(\frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} \right) - |E_{\text{ex}}^{2D}|, \quad (16)$$

$$M_{c,v} = A_{c,v} \int \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h.$$

В выражениях (16) $A_{c,v}$ — матричный элемент оператора импульса, рассчитанный по блоховским функциям для валентной зоны (v) и зоны проводимости (c), $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h$ — радиус-векторы электрона и дырки, соответственно, $\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ — огибающие волновые функции электрона и дырки, $\delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0)$ — дельта-функция Дирака. Для наших расчетов при наличии внешнего поля дельта-функция в выражении (16) заменяется лоренцианом:

$$\delta(\hbar\omega - \hbar\omega_0) \rightarrow \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{[(\hbar\omega - \hbar\omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2]}, \quad (17)$$

ширина которого в данном случае определяется обратным временем ионизации Γ из выражения (15).

На рис.1 показаны кривые поглощения в зависимости от внешнего электрического поля F и различного числа монослоев n НПЛ.

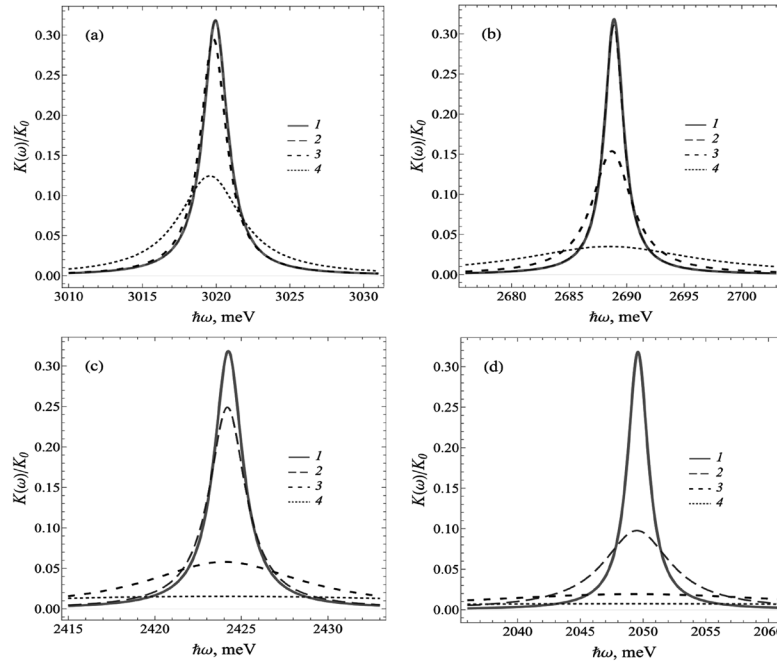


Рис.1. Коэффициент межзонного поглощения $K(\omega)/K_0$ в зависимости от энергии падающего фотона $\hbar\omega$ для числа монослоев НПЛ: (а) $n=3$, (б) $n=4$, (с) $n=5$, (д) $n=7$. Значения внешнего электрического поля: $F=0$ (кривая 1), $F=250$ кВ/см (кривая 2), $F=400$ кВ/см (кривая 3) и $F=600$ кВ/см (кривая 4).

Как видно из рис.1, влияние внешнего поля на межзонное экситонное поглощение проявляется как в уменьшении интенсивности, так и в увеличении ширины кривой поглощения. Наличие внешнего планарного поля приводит к уширению пиков экситонного поглощения (штарковское уширение) [28]. Особенно ярко эти изменения начинают проявляться для тех значений полей, когда доминирующим механизмом воздействия поля на экситонные состояния становится ионизация экситона. В то же время эффект сдвига Штарка приводит к смещению пика поглощения в низкочастотную область по сравнению со случаем отсутствия электрического поля. Из представленных графиков также видно, что влияние внешнего поля тем сильнее, чем больше толщина нанопластины. Это связано с тем, что с увеличением толщины НПЛ энергия связи $2D$ экситона уменьшается и, соответственно, увеличивается влияние внешнего поля.

Спектры фотолюминесценции в присутствии электрического поля можно рассчитать с помощью соотношения Ван-Русбрека – Шокли [29, 30]:

$$R(\hbar\omega) = R_0 \hbar\omega K(\hbar\omega) \frac{f_c(1-f_v)}{f_v - f_c}, \quad (18)$$

где R_0 пропорционален квадрату модуля матричного элемента дипольного момента, взятому по блоховским функциям, f_c и $(1-f_v)$ – вероятности заселенности состояний в зоне проводимости и незаселенности состояний в валентной зоне, соответственно.

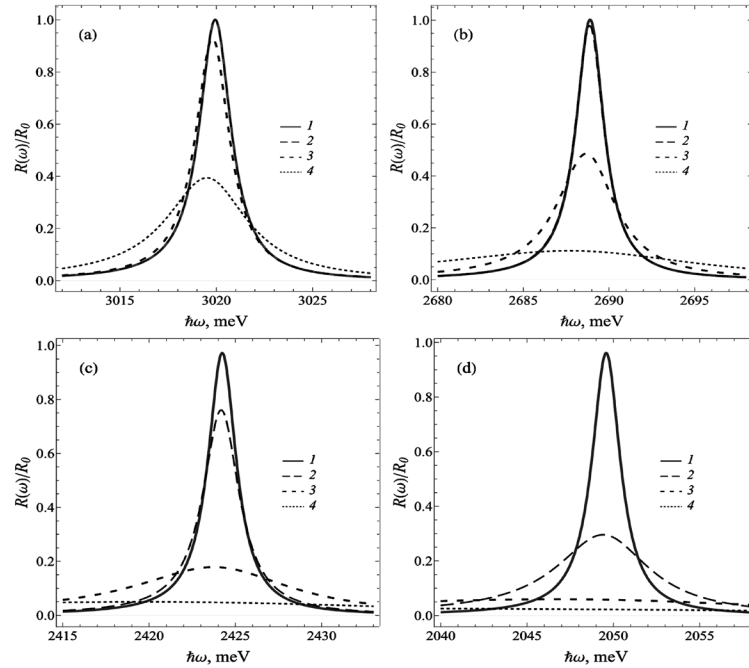


Рис.2. Интенсивность люминесценции $R(\omega)/R_0$ в зависимости от энергии падающего фотона $\hbar\omega$ для числа монослоев НПЛ: (a) $n = 3$, (b) $n = 4$, (c) $n = 5$, (d) $n = 7$. Значения внешнего электрического поля: $F = 0$ (кривая 1), $F = 250$ кВ/см (кривая 2), $F = 400$ кВ/см (кривая 3) и $F = 600$ кВ/см (кривая 4).

Кривые интенсивности люминесценции $R(\hbar\omega)$ в зависимости от величины электрического поля показаны на рис.2. Как видно из графиков, уменьшение высоты пиков и их ширины в зависимости от величины внешнего поля в процессе люминесценции проявляется так же, как и в случае поглощения. Увеличение числа монослоев в аксиальном направлении, в свою очередь, приводит к смещению пиков интенсивности люминесценции в длинноволновую область (энергия связи экситона уменьшается), что объясняется ослаблением размерного квантования вдоль OZ . В результате увеличивается влияние внешнего электрического поля на систему.

4. Заключение

Электрическое поле приводит к сдвигу положения пика экситонного поглощения в низкочастотную область по сравнению со случаем отсутствия поля. Наличие внешнего планарного поля приводит к уширению пиков экситонного поглощения. Внешнее электрическое поле приводит к снижению высоты пиков экситонного поглощения и люминесценции.

При приложении внешнего поля в плоскости НПЛ вдоль оси OY оно напрямую влияет на энергетический спектр экситонного состояния. Появляющаяся при этом определенная вероятность туннелирования приводит к уширению линий энергетического спектра экситона под действием внешнего поля. При данном значении внешнего поля его влияние как на коэффициент поглощения, так и на интенсивность люминесценции тем сильнее, чем больше толщина НПЛ.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ithurria, B. Dubertret. J. Am. Chem. Soc., **130**, 16504 (2008).
2. B.T. Diroll, B. Guzelturk, H. Po, C. Dabard, N. Fu, L. Makke, E. Lhuillier, S. Ithurria. Chem. Rev., **123**, 3543 (2023).
3. M.W. Swift, A.L. Efros, S.C. Erwin. Nat. Commun., **15**, 7737 (2024).
4. A. Hu, L. Ma, X. Yang, Y. Yao, Y. Zhu, J. Qiu, Sh. Wang, Ch. Lu, Y. Gao. Nano Research, **17**, 10412 (2024).
5. J. Yu, R. Chen. InfoMat, **2**, 905 (2020).
6. D.A. Baghdasaryan, V.A. Harutyunyan, D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, S. Baskoutas, H.A. Sarkisyan. Nanomaterials, **12**, 3690 (2022).
7. E.V. Shornikova, D.R. Yakovlev, N.A. Gippius, G. Qiang, B. Dubertret, A.H. Khan, A. Giacomo, I. Moreels, M. Bayer. Nanolett., **21**, 10525 (2021).
8. P. Geiregat, C. Rodá, I. Tanghe, S. Singh, A. di Giacomo, D. Lebrun, G. Grimaldi, J. Maes, D. Van Thourhout, I. Moreels, A.J. Houtepen, Z. Hens. Light Sci. Appl., **10**, 112 (2021).
9. A. Hu, L. Ma, X. Yang, Y. Yao, Y. Zhu, J. Qiu, Sh. Wang, Ch. Lu, Y. Gao. Nano Research, **17**, 10412 (2024).
10. S. Mazotti, M.U. Muhlematter, G. Galli, D.J. Norris. Phys. Rev. B, **110**, 195433 (2024).
11. G. Flórez, F. Kulkarni, A. Siebbeles, H.T.C. Stoof. Phys. Rev. B, **100**, 245302 (2019).
12. D.A. Baghdasaryan, V.A. Harutyunyan, E.M. Kazaryan, H.A. Sarkisyan, L.S. Petrosyan, T. Shahbazyan. Nanomaterials, **13**, 2734 (2023).
13. M. Kumagai, T. Takagahara. Phys. Rev. B, **18**, 12359 (1989).
14. V.A. Harutyunyan. J. Appl. Phys., **109**, 014325 (2011).

15. **M.V. Artemyev, A.V. Prudnikau, M.V. Ermolenko, L.I. Gurinovich, S.V. Gaponenko.** Physics, Chemistry and applications of nanostructures, Minsk, 2013.
16. **M. Brunetti, O. Berman, R. Kezerashvili.** Phys. Rev. B, **98**, 125406 (2018).
17. **L.S.R. Cavalcante, D.R. Costa, G.A. Farias, D.R. Reichman, A. Chaves.** Phys. Rev. B, **98**, 245309 (2018).
18. **H.C. Kamban.** Field-induced Dissociation of Excitons in Mono- and Bilayer Structures. Aalborg University Press, Aalborg, 2022.
19. **Z. Lian, Y.M. Li, L. Yan, L. Ma, D. Chen, T. Taniguchi, K. Watanabe, C. Zhang, S.F. Shi.** Nano Lett., **24**, 4843 (2024).
20. **M. Massicotte, F. Violla, P. Schmidt, M.B. Lundeberg, S. Latini, S. Haastrup, M. Danovich, D. Davydovskaya, K. Watanabe, T. Taniguchi, V. Fal'ko, K. Thygesen, T. Pedersen, F. Koppens.** Nat. Commun., **9**, 1633 (2018).
21. **D.A. Baghdasaryan, V.A. Harutyunyan, H.A. Sarkisyan.** Optical Quantum Electronics, **56**, 1221 (2024).
22. **F.M. Vázquez, Q. Yu, L.F. Klepzig, L.D.A. Siebbeles, R.W. Crisp, J. Lauth.** J. Phys. Chem. Lett., **12**, 680 (2021).
23. **D.A. Baghdasaryan, E.S. Hakobyan, D.B. Hayrapetyan, I.V. Iorsh, I.A. Shelykh, V. Shahnazaryan.** Phys. Rev. Mat., **6**, 034003 (2022).
24. **В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган.** Задачи по квантовой механике. Наука, Москва 1992.
25. **V.A. Harutyunyan, K.S. Aramyan, H.S. Petrosyan, G.H. Denirjian.** Phys. E, **24**, 1173 (2004).
26. **B. Scharf, T. Frank, M. Gmitra, J. Fabian, I. Zutic, V. Perebeinos.** Phys. Rev. B, **94**, 245434 (2016).
27. **T. Handa, M. Halbrook, M. Olsen, L.N. Holtzman, L. Huber, H.I. Wang, M. Bonn, K. Barmak, J.C. Hone, A.N. Pasupathy, X. Zhu.** Sci. Adv., **10**, 4060 (2024).
28. **D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus.** Phys. Rev. B, **32**, 1043 (1985).
29. **W. Van Roosbroeck, W. Shockley.** Phys. Rev., **94**, 1558 (1954).
30. **R. Bhattacharya, B. Pal, B. Bansal.** Appl. Phys. Lett., **100**, 222103 (2012).

EXCITON ABSORPTION AND LUMINESCENCE IN CdSe NANOPATELETS: THE INFLUENCE OF UNIFORM ELECTRIC FIELD

A.A. NAHAPETYAN, L.A. TADEVOSYAN,
D.A. BAGHDASARYAN, V.A. HARUTYUNYAN

The processes of exciton absorption and photoluminescence in the presence of a uniform electrostatic field perpendicular to the quantization direction in a CdSe nanoplatelet (NPL) are considered. Within the Takagahara model, the effects of charge carrier polarization in the axial direction are taken into account. For each of the exciton absorption and luminescence coefficients calculated within the same model, the dependence on incident photon energy is analyzed. The effects of the NPL's geometric parameters and the strength of the external field on the absorption and luminescence coefficients are also examined. The results show that as the external field increases, the heights of both the absorption and luminescence peaks decrease. Simultaneously, the corresponding peaks broaden with increasing field strength.