

## Поляризация оптического излучения полярного экситона в анизотропных квантовых точках

© А.Ю. Маслов, О.В. Прошина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 декабря 2004 г. Принята к печати 4 февраля 2005 г.)

Построена теория полярона большого радиуса в эллипсоидальных квантовых точках. Проведен сравнительный анализ оптического спектра полярного экситона и его зависимости от степени анизотропии квантовой точки. Показано, что основное состояние полярона характеризуется специфической анизотропной поляризацией среды. Симметрия волновой функции основного состояния зависит от параметров зонной структуры материала квантовой точки и от ее формы. Найдены условия, при которых возникает сильная поляризация бесфононной линии излучения при межзонных оптических переходах. Определена возможная поляризация этой линии при различных соотношениях между поляронной энергией и энергией обменного взаимодействия.

Оптические свойства квантовых точек, обусловленные межзонными электронными переходами, существенно зависят от сильной локализации носителей заряда в области, определяемой радиусом точки  $R$ . Такая локализация приводит к усилению как электрон-электронного, так и электрон-фононного взаимодействий. Проявление каждого из этих эффектов в оптических спектрах квантовых точек неоднократно исследовалось теоретически. В настоящей работе проведено рассмотрение возможного взаимного влияния этих двух видов взаимодействия друг на друга.

Увеличение эффективного электрон-электронного взаимодействия приводит к возрастанию экситонных эффектов. Средняя энергия кулоновского взаимодействия двух заряженных частиц в квантовой точке значительно превышает энергию связи экситона в объемном кристалле того же материала при выполнении условия сильной локализации [1]:

$$\frac{R}{a_B} \ll 1, \quad (1)$$

где  $a_B$  — борковский радиус объемного экситона.

Помимо прямого кулоновского взаимодействия, для экситонов, локализованных в квантовой точке, происходит также значительное усиление обменных эффектов [2,3]. При этом существенное возрастание величины обменного расщепления по сравнению с ее значением в объемных материалах происходит при выполнении того же условия (1), которое определяет усиление и прямого кулоновского взаимодействия.

В полупроводниках с высокой степенью ионности сильное взаимодействие электронов с полярными оптическими фононами приводит к возникновению полярных эффектов [4]. В полупроводниковых наноструктурах наиболее ярким проявлением полярного взаимодействия является возникновение серий интенсивных линий фононных повторений, наблюдавшихся экспериментально в квантовых точках из CdSe в стеклянной матрице [5,6].

Условие значительного усиления полярных эффектов по сравнению с их величиной в объемных материалах можно выразить [7,8] в виде неравенства, аналогичного (1), а именно

$$\frac{R}{a_0} \ll 1, \quad (2)$$

где  $a_0$  — радиус объемного полярона. Условие (2) может быть названо условием сильной локализации для полярона.

Одновременное выполнение условий (1) и (2) возможно при различных соотношениях между энергиями связи полярона и экситона или, что то же самое, при различных соотношениях между радиусами  $a_B$  и  $a_0$ . В настоящей работе теоретически показано, как эти различия могут проявляться в оптических спектрах экситонных переходов в квантовых точках.

Начнем с рассмотрения соотношения между полярными и экситонными эффектами в сферической квантовой точке. Будем считать, что энергетические состояния электронов и дырок можно с достаточной точностью описывать в приближении потенциальной ямы с бесконечно высоким барьером. Спектр электронов в зоне проводимости типичных полупроводников является невырожденным и характеризуется изотропной эффективной массой  $m_e$ . В тех же соединениях валентная зона, как правило, четырехкратно вырождена в точке  $\Gamma$  зоны Бриллюэна. Спектр состояний свободной дырки с импульсом  $\mathbf{p}$  при этом можно описать в рамках сферического гамильтониана Латтинжера [9]:

$$\hat{H}_L = \frac{1}{m_0} \left[ \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2} \left( \gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) - \gamma (\hat{\mathbf{p}} \hat{\mathbf{J}})^2 \right], \quad (3)$$

где  $\gamma, \gamma_1$  — параметры Латтинжера, хорошо известные для большинства полупроводников,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\hat{\mathbf{J}}$  — оператор собственного момента дырки, равного  $3/2$ . В сферической потенциальной яме с бесконечно высокими барьерами известны энергии уровней размерного квантования и волновые функции

как для электронов, так и для дырок. Для основного состояния электрона, согласно [1], имеем

$$\Psi_{s_z}^{(e)}(\mathbf{r}_e) = \frac{2\pi}{R} j_0\left(\frac{\pi r}{R}\right) |s_z\rangle, \quad (4)$$

где  $j_l(x)$  — сферическая функция Бесселя порядка  $l$ ,  $|s_z\rangle$  — спиновая волновая функция.

Состояния дырки в сферически симметричной потенциальной яме характеризуются определенными значениями полного момента  $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{J}}$ , где  $\hat{\mathbf{L}}$  — оператор углового момента. Основному состоянию дырки соответствует значение полного момента  $\hat{\mathbf{F}} = 3/2$ , а ее волновая функция имеет вид [10]

$$\Psi_{F_z}^{(h)}(\mathbf{r}_h) = 2 \sum_l (-1)^{l-3/2+F_z} R_{F,l}(r) \times \sum_{m,\mu} \begin{pmatrix} l & 3/2 & 3/2 \\ m & \mu & -F_z \end{pmatrix} Y_{lm}(\vartheta, \varphi) \chi_{\mu}. \quad (5)$$

Здесь  $F_z$  — проекция момента  $\hat{\mathbf{F}}$  на ось квантования,  $\chi_{\mu}$  — собственный вектор матрицы  $J_z$ ,  $\mu$  — собственное значение, соответствующее этому вектору ( $J_z \chi_{\mu} = \mu \chi_{\mu}$ ),  $\begin{pmatrix} l & 3/2 & 3/2 \\ m & \mu & -F_z \end{pmatrix}$  —  $3j$ -символ Вигнера. Суммирование в уравнении (5) идет по значениям квантового числа  $l = 0, 2$  и по значениям  $m, \mu$ , удовлетворяющим условию  $m + \mu = F_z$ . Радиальные волновые функции имеют вид [11]

$$R_{3/2,0} \equiv R_0(r) = A(\beta) \left[ j_0\left(k \frac{r}{R} \sqrt{\beta}\right) + \frac{j_2(k\sqrt{\beta})}{j_2(k)} j_0\left(k \frac{r}{R}\right) \right],$$

$$R_{3/2,2} \equiv R_2(r) = A(\beta) \left[ j_2\left(k \frac{r}{R} \sqrt{\beta}\right) - \frac{j_2(k\sqrt{\beta})}{j_2(k)} j_2\left(k \frac{r}{R}\right) \right],$$

где параметр  $\beta = (\gamma - 2\gamma_1)(\gamma + 2\gamma_1)$  имеет смысл отношения масс легкой и тяжелой дырок,  $A(\beta)$  — нормировочный коэффициент, равный

$$A(\beta) = \left( \int_0^R (R_0^2(r) + R_2^2(r)) r^2 dr \right)^{-1/2}, \quad (6)$$

а величина  $k = R\sqrt{2m_h E_n}/\hbar$  определяется энергией размерного квантования  $E_n$  и массой тяжелой дырки  $m_h$ .

Отметим, что совместное выполнение условий (1) и (2) соответствует тому, что энергии состояний и волновые функции определяются в нулевом приближении условием размерного квантования спектра заряженных частиц. Энергия электрон-электронного взаимодействия оказывается меньше энергии размерного квантования по

параметру (1), а энергии электрон-фононного взаимодействия — по параметру (2).

С помощью известных волновых функций (4) и (5) можно построить волновую функцию основного состояния электронно-дырочной пары (экситона) при произвольных соотношениях между величинами  $a_B$  и  $a_0$ .

Существенное различие волновых функций электрона (4) и (5) заключается в том, что они имеют разные степени вырождения по проекции углового момента, которые отражают симметрию зонных состояний типичных полупроводников. Состояния электрона двукратно вырождены по спину, тогда как основное состояние дырки, соответствующее значению полного момента  $\hat{\mathbf{F}} = 3/2$ , вырождено четырехкратно. Таким образом, без учета кулоновского и электрон-фононного взаимодействий, основное состояние электронно-дырочной пары вырождено восьмикратно. Состояния электрона и дырки, связанные кулоновским взаимодействием, в соответствии с общими правилами сложения моментов, могут иметь значения полного момента  $I_{exc} = 1, 2$ . При этом состояние с  $I_{exc} = 1$  является оптически активным, а состояние с  $I_{exc} = 2$  неактивно в дипольном приближении. Энергии этих состояний различаются за счет обменного взаимодействия [2,3]. Наибольший интерес представляет ситуация, когда энергия обменного расщепления превышает поляронную энергию. В противном случае поляронное взаимодействие приводит к смешиванию всех возможных экситонных состояний, и спектр поляронного экситона оказывается таким же, как и без учета обменного взаимодействия [7].

Далее мы будем интересоваться только оптически активным состоянием с  $I_{exc} = 1$ . Волновая функция такого состояния имеет вид [12]

$$\Psi_{I_z}^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \sqrt{3} (-1)^{I_z-1} \times \sum_{s_z+F_z=I_z} \begin{bmatrix} 1/2 & 3/2 & 1 \\ s_z & F_z & -I_z \end{bmatrix} \Psi_{s_z}^{(e)}(\mathbf{r}_e) \Psi_{F_z}^{(h)}(\mathbf{r}_h). \quad (7)$$

Состояние электронно-дырочной пары, описываемое волновой функцией (7), трехкратно вырождено по значениям проекции момента  $I_{exc} = 1$  на произвольную ось. Отметим, что точный вид волновой функции (7) не зависит от соотношения  $a_B$  и  $a_0$ . Он определяется симметрией состояний и наличием условий сильной локализации (1) и (2). При учете помимо кулоновского, электрон-фононного взаимодействия, может произойти дальнейшее понижение симметрии волновой функции. В случае сильного электрон-фононного взаимодействия для экситона в квантовой точке энергия основного состояния смещается на величину поляронного сдвига [7,8]

$$\Delta E = -\frac{e^2}{2\varepsilon_{opt}} \int \frac{|\phi_e^2(r) - \phi_e^2(r')| |\phi_h^2(r) - \phi_h^2(r')|}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r d^3r'. \quad (8)$$

Здесь

$$\phi_e^2(\mathbf{r}_e) = \int |\Psi^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|^2 d^3 r_h,$$

$$\phi_h^2(\mathbf{r}_h) = \int |\Psi^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|^2 d^3 r_e,$$

а оптическая диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{opt}$  характеризует взаимодействие заряженных частиц с полярными оптическими фононами и равна  $1/\varepsilon_{opt} = 1/\varepsilon_0 - 1/\varepsilon_\infty$ . Выражение для полярной энергии (8) найдено тем же методом, который использовался в работах [7,8] с учетом вида волновой функции (7), соответствующей заданному значению полного момента электронно-дырочной пары. Оно отличается от полученного ранее тем, что при учете обменных эффектов в него входят модифицированные плотности электрона  $\phi_e^2(\mathbf{r}_e)$  и дырки  $\phi_h^2(\mathbf{r}_h)$ , которые зависят в общем случае от квантовых чисел экситонного состояния.

Поскольку экситонная волновая функция нулевого приближения (7) является вырожденной, по общим правилам квантовой механики для определения правильных функций первого приближения следует использовать линейную комбинацию функций типа (7),

$$\Psi^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = C_{-1}\Psi_{-1}^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) + C_0\Psi_0^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) + C_1\Psi_1^{(exc)}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \quad (9)$$

с произвольными коэффициентами  $C_i$ . Эти коэффициенты определяются из условия минимума полярной энергии (8). Оказывается, что минимальное значение энергии  $\Delta E$  из (8) достигается при возникновении анизотропной поляризации среды. При этом минимуму энергии соответствует такая комбинация волновых функций (9), в которой  $C_{-1} = \pm C_1$ , что соответствует выполнению условия

$$\langle (I_{exc})_z \rangle = 0. \quad (10)$$

Условие (10) означает, что при рекомбинации электрона и дырки, находящихся в соответствующем состоянии, происходит излучение неполяризованного света. Отметим, что в этом случае энергия связи полярного экситона  $\Delta E$  равна той же величине  $E_{pol}$ , которая получена в работах [7,8] без учета обменного взаимодействия,

$$\Delta E \equiv E_{pol} = -\frac{e^2}{\varepsilon_{opt}R} B(\beta). \quad (11)$$

Зависимость безразмерной функции  $B(\beta)$  приведена в работах [7,8]. Абсолютная величина энергии связи полярного экситона  $\Delta E$  определяет распределение интенсивностей линий фононных повторений в оптических спектрах квантовых точек. Таким образом, в сферической квантовой точке одновременный учет полярного и обменного взаимодействий не приводит к качественным изменениям в спектре оптических экситонных переходов.

Иная ситуация может быть реализована в квантовой точке более низкой симметрии, например, эллипсоидальной. Пусть уравнение границы квантовой точки в главных осях имеет вид

$$\frac{x^2 + y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1, \quad (12)$$

где  $b = R(1 - \varepsilon/3)$ ,  $c = R(1 + 2\varepsilon/3)$ , а величина  $\varepsilon$  имеет смысл параметра несферичности. Мы будем предполагать этот параметр малым, т.е.

$$|\varepsilon| \ll 1. \quad (13)$$

При этом состояния электронов и дырок по-прежнему можно характеризовать определенными значениями углового момента. В линейном по малой несферичности приближении четырехкратно вырожденное дырочное состояние расщепляется на два дублета, соответствующих значениям  $F_z = \pm 3/2$  и  $F_z = \pm 1/2$ . Вследствие достаточно высокой симметрии квантовой точки, положение центра тяжести уровней размерного квантования не смещается [12]. Такое расщепление для случая эллипсоидальной квантовой точки детально рассмотрено в работе [13], в которой показано, что величина расщепления между дырочными дублетами  $\Delta E_{hole}$  пропорциональна энергии уровня размерного квантования  $E_n$ ,

$$\Delta E_{hole} = \varepsilon E_n f(\beta), \quad (14)$$

где множитель  $f(\beta)$  зависит только от отношения масс легкой и тяжелой дырки  $\beta$ . График этой зависимости приведен в работе [13]. Важно отметить, что функция  $f(\beta)$  является знакопеременной и при  $\beta = \beta_0 \approx 0.14$  проходит через нуль.

В окрестностях значения отношения масс  $\beta = \beta_0$  расщепление, обусловленное формой квантовой точки, оказывается пренебрежимо малым. Эта область требует отдельного более детального рассмотрения, которое выполнено далее.

Вне области значений  $\beta \approx \beta_0$  энергия размерного квантования дырки  $E_n$ , согласно неравенству (2), параметрически велика по сравнению с полярной энергией. Величина расщепления дырочных уровней  $\Delta E_{hole}$  (14) определяется, помимо энергии  $E_n$ , значением параметра несферичности  $\varepsilon$ . При очень малых значениях  $\varepsilon$ , когда выполняется условие  $\Delta E_{hole} < E_{pol}$ , полярное состояние оказывается таким же, как и в сферической квантовой точке. Существенная модификация оптического спектра эллипсоидальной квантовой точки возможна при выполнении условия

$$|\varepsilon| \gg \frac{R}{a_B}, \quad (15)$$

которое совместимо с условием малой несферичности (13) вследствие выполнения неравенства (1). В этом случае при построении волновой функции основного состояния экситона (7) следует учитывать только

состояния из одного дырочного дублета, имеющего минимальную энергию.

При выполнении условий

$$\varepsilon > 0 \text{ и } \beta > \beta_0 \text{ или } \varepsilon < 0 \text{ и } \beta < \beta_0 \quad (16)$$

основному состоянию дырки в несферической квантовой точке соответствует дублет с  $F_z = \pm 1/2$ . При этом качественных изменений в оптических спектрах межзонных переходов не происходит. Основное состояние экситона соответствует таким значениям коэффициентов  $C_i$ , которые приводят к выполнению условия (10), и оптическое излучение при рекомбинации подобных состояний дает неполяризованный свет. Напротив, при выполнении условий

$$\varepsilon > 0 \text{ и } \beta < \beta_0 \text{ или } \varepsilon < 0 \text{ и } \beta > \beta_0 \quad (17)$$

основному состоянию дырки отвечает дублет со значениями проекции момента  $F_z = \pm 3/2$ . Для основного состояния экситона при учете поляризации среды получим решения вида (9). Однако минимизация полярной энергии (8) в данном случае приводит к значениям коэффициентов

$$|C_{-1}| = 1 \text{ или } |C_1| = 1, \quad (18)$$

что соответствует выполнению условий  $\langle (I_{exc})_z \rangle = \pm 1$ . Рекомбинация электрона и дырки, находящихся в этом состоянии, приводит к поляризации излучения. Для отдельной квантовой точки поляризация излучения в бесфононной линии должна достигать 100%.

В области  $\beta \propto \beta_0$  симметрия основного состояния определяется в значительной степени полярными эффектами. Расщепление уровней энергии размерного квантования дырки за счет несферичности квантовой точки оказывается малым, и им можно пренебречь по сравнению с полярным взаимодействием. Рассмотрение этой области имеет особый интерес в связи с тем, что ей соответствует ряд соединений типа  $A^{II}B^{VI}$  (в частности, CdSe и CdS), в которых проявление полярных эффектов наблюдалось экспериментально.

Энергия полярного состояния электрона в эллипсоидальной квантовой точке в линейном по малой несферичности приближении не изменяется. Поэтому будем учитывать только возможные изменения энергии дырочных состояний. Наличие параметров (1) и (2) позволяет исследовать электрон-фононное взаимодействие в квантовой точке независимо от экситонных эффектов.

Рассмотрим взаимодействие дырки с полярными оптическими фононами в эллипсоидальной точке, границы которой удовлетворяют уравнению (12). Замена переменных  $x = (x'b)/R$ ,  $y = (y'b)/R$ ,  $z = (z'c)/R$  переводит границу квантовой точки в сферу с радиусом  $R$ . Такая же замена переменных приводит стандартный оператор

электрон-фононного взаимодействия из [7] к виду

$$\hat{V}_{h-ph} = -e \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\varepsilon_{opt}}} \sum_{\mathbf{q}} \sqrt{\omega(\mathbf{q})} \times \frac{1}{q} \left[ \hat{a}_{\mathbf{q}} \exp[i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{r}_h] + \hat{a}_{\mathbf{q}}^{\dagger} \exp[-i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{r}_h] \right], \quad (19)$$

где  $\hat{a}_{\mathbf{q}}^{\dagger}$ ,  $\hat{a}_{\mathbf{q}}$  — операторы рождения и уничтожения фононов. В выражении (19) использовано обозначение

$$\mathbf{q}' = \left( \frac{b}{R} q_x, \frac{b}{R} q_y, \frac{c}{R} q_z \right), \quad (20)$$

соответствующее проведенной выше замене пространственных переменных  $(x, y, z)$ .

Учет полярного взаимодействия проведем тем же методом, который детально описан в работах [7,8]. Необходимо усреднить гамильтониан системы по быстрому электронному движению и выполнить унитарное преобразование  $\hat{S} = \exp[\hat{U}_h]$ , где

$$\hat{U}_h = \sum_{\mathbf{q}} \frac{e}{q} \sqrt{\frac{2\pi}{V\varepsilon_{opt}\hbar\omega(\mathbf{q})}} \left[ \rho_h(\mathbf{q}') \hat{a}_{\mathbf{q}}^{\dagger} - \rho_h^*(\mathbf{q}') \hat{a}_{\mathbf{q}} \right]. \quad (21)$$

При этом мы приводим фононный гамильтониан к диагональному виду. Выражение для энергии связи дырочного полярона после такого преобразования имеет вид

$$\Delta E_h = -\frac{e^2}{2\varepsilon_{opt}} \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{d^3q}{q^2} |\rho_h(\mathbf{q}')|^2, \quad (22)$$

где фурье-компонента дырочной плотности равна

$$\rho_h(\mathbf{q}') = \int d^3r |\Psi_{F_z}^{(h)}(\mathbf{r})|^2 \exp[i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{r}]. \quad (23)$$

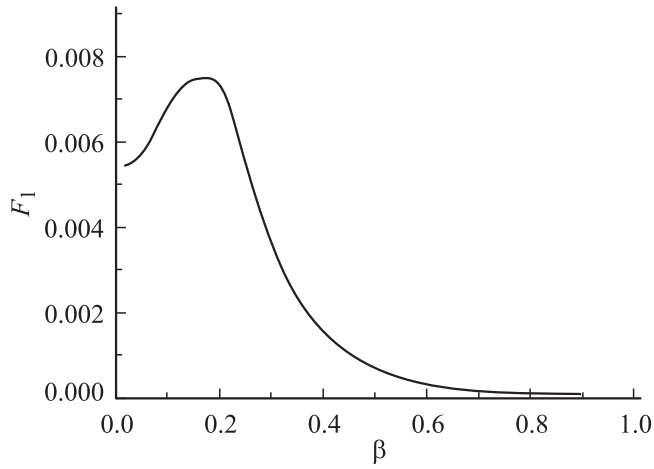
Разлагая выражение (20) с точностью до линейного по параметру малой несферичности (13) слагаемого, получим из уравнения (23)

$$\rho_h(\mathbf{q}') = \int d^3r |\Psi_{F_z}^{(h)}(\mathbf{r})|^2 \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}] \left[ 1 - \frac{i\varepsilon}{3} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - 3q_z r_z) \right]. \quad (24)$$

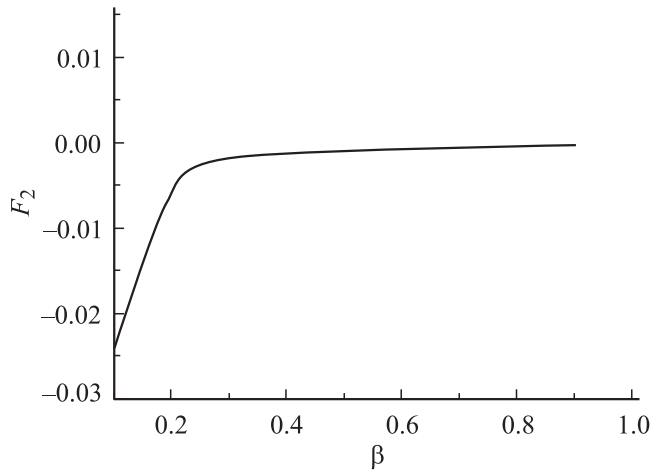
В нулевом приближении по параметру  $\varepsilon$  выражения (22) и (24) дают энергию связи дырочного полярона в сферической точке, полученную в работе [7]. В линейном приближении по параметру  $\varepsilon$  основное состояние дырки, первоначально четырехкратно вырожденное, расщепляется на два дублета с проекциями  $F_z = \pm 1/2$  и  $F_z = \pm 3/2$ . Кроме того, в линейном по несферичности приближении возникает сдвиг центра тяжести уровней, равный

$$\Delta E_{shift} = \frac{e^2}{2\varepsilon_{opt}R} \varepsilon F_1(\beta). \quad (25)$$

Зависимость этого сдвига из уравнения (25) от отношения масс легкой и тяжелой дырки  $\beta$ , рассчитанная при



**Рис. 1.** Зависимость сдвига уровней энергии основного состояния дырочного экситона в эллипсоидальной квантовой точке от отношения масс легкой и тяжелой дырок.



**Рис. 2.** Зависимость расщепления уровней энергии дырок с проекциями момента  $F_z = \pm 3/2$  и  $F_z = \pm 1/2$  в эллипсоидальной квантовой точке от отношения масс легкой и тяжелой дырок.

помощи волновых функций (5), имеет вид

$$F_1(\beta) = \frac{32}{75\pi} (A(\beta))^4 \int_0^R \int_0^R \int_0^\infty \left( j_1(qr) + \frac{3}{7} j_3(qr) \right) j_2(qr') qr^3 \times r'^2 R_0(r) R_2(r) R_0(r') R_2(r') dq dr' dr. \quad (26)$$

График безразмерной функции  $F_1(\beta)$  приведен на рис. 1. Несмотря на то что этот сдвиг достаточно мал, он может оказаться существенным, поскольку меняет величину энергии межзонного оптического перехода в эллипсоидальной квантовой точке по сравнению с ее величиной в сферической точке того же объема. Учет этого сдвига может быть существен при анализе экспериментально полученных спектров межзонных оптических переходов.

Расщепление дырочных уровней с энергиями  $E_{\pm 3/2}$  и  $E_{\pm 1/2}$  имеет вид

$$\Delta E_{split} = E_{\pm 3/2} - E_{\pm 1/2} = \frac{e^2}{2\epsilon_{opt}R} \epsilon F_2(\beta), \quad (27)$$

где зависящая от отношения масс безразмерная функция  $F_2(\beta)$  выражается через радиальные волновые функции основного состояния дырки в квантовой точке и имеет вид

$$F_2(\beta) = \frac{16}{15\pi} (A(\beta))^4 \times \int_0^R \int_0^R \int_0^\infty \left[ (R_0^2(r') + R_2^2(r')) R_0(r) R_2(r) j_0(qr') - (R_0^2(r) + R_2^2(r)) R_0(r') R_2(r') j_2(qr') \right] j_1(qr) qr dq dr' dr, \quad (28)$$

где график функции  $F_2(\beta)$  приведен на рис. 2. Симметрия состояний, на которые происходит расщепление за счет поляронных эффектов, оказывается такой же, как и в рассмотренном выше случае расщепления уровней за счет размерного квантования. В соответствии с параметром (2) величина расщепления за счет размерного квантования велика по сравнению с величиной расщепления, описываемого выражением (27). Поэтому фактически (27) описывает расщепление дырочных уровней только в достаточно узкой области значений отношения масс  $\beta \approx \beta_0$ . Полученные значения функции  $F_2(\beta)$  показывают, что симметрия основного состояния полярона в данном случае совпадает с симметрией, характерной для области (17).

В линейном по малой несферичности  $\epsilon$  приближении поправки к энергетическим уровням поляронного экситона совпадают с полученными выше поправками к энергии дырочного полярона (25) и (27). Для наблюдения поляризованного излучения при межзонных оптических переходах необходимо, чтобы основному состоянию экситона соответствовал дырочный дублет с проекциями полного момента  $F_z = \pm 3/2$ . Это реализуется при выполнении условия (17). Условие (17) приводит к 100% поляризации излучения от единичной квантовой точки.

Обычно экспериментально наблюдается излучение от некоторого ансамбля квантовых точек, которые могут различаться по своей форме и размерам. В этом случае степень и характер поляризации излучения зависят от свойств исследуемого ансамбля. Возникновение поляризованного излучения может служить оптическим индикатором наличия в ансамбле достаточно большой концентрации точек с несферичностью, удовлетворяющей условию (15). Это открывает новые возможности для определения параметров квантовых точек из оптических измерений.

Авторы выражают глубокую благодарность И. Ипатовой, которая инициировала данную работу.

Работа поддержана РФФИ, грант № 03-02-17577, и программой поддержки ведущих научных школ НШ 2160.2003.2.

## Список литературы

- [1] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16**, 1209 (1882).
- [2] T. Takagahara. Phys. Rev. B, **47**, 4569 (1993).
- [3] С.В. Гупалов, Е.Л. Ивченко. ФТТ, **42**, 1976 (2000).
- [4] С.И. Пекар. *Исследования по электронной теории кристаллов* (М.–Л., Гостехиздат, 1951).
- [5] M.C. Klein, F. Nache, D. Ricard, C. Flytzanis. Phys. Rev. B, **42**, 11 123 (1990).
- [6] V. Yungnickel, F. Henneberger. J. Luminesc., **70**, 238 (1996).
- [7] И.П. Ипатова, А.Ю. Маслов, О.В. Прошина. ФТП, **33**, 832 (1999).
- [8] I.P. Ipatova, A.Yu. Maslov, O.V. Proshina. Europhys. Lett., **53**, 769 (2001).
- [9] J.M. Luttinger. Phys. Rev., **102**, 1030 (1956).
- [10] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [11] Al.L. Efros. Phys. Rev. B, **46**, 7448 (1992).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989) гл. 14.
- [13] Al.L. Efros, A.V. Rodina. Phys. Rev. B, **47**, 10 005 (1993).

*Редактор Л.В. Беляков*

## Polarization of optical radiation from polaron exciton in anisotropic quantum dots

*A.Yu. Maslov, O.V. Proshina*

loffe Physical Technical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The theory of a large radius polaron in the ellipsoidal quantum dot is developed. The polaron exciton optical spectrum is investigated for different level of quantum dot anisotropy. It is shown that the ground state of the exciton corresponds to the anisotropic polarization of the medium. The symmetry of the ground state depends on the semiconductor band parameters and on the quantum dot shape. The conditions are found providing a strong polarization of the emission radiation. The possible degrees of the phononless line polarization for different relations between the polaron energy and the exchange interaction energy have been obtained.