

Энергетический спектр и оптические свойства комплекса квантовая точка–примесный центр

© В.Д. Кревчик, А.В. Левашов

Пензенский государственный университет,
440017 Пенза, Россия

(Получена 5 декабря 2000 г. Принята к печати 3 июня 2001 г.)

В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы рассмотрено примесное поглощение света в квантовой точке со сферически-симметричным потенциальным профилем. Показана динамика формирования локализованного D^- -состояния суперпозицией состояний квантовой точки с различными значениями орбитального квантового числа. Рассчитан коэффициент примесного поглощения света с учетом дисперсии размеров квантовых точек. Показано, что учет дисперсии приводит к размытию дискретных линий в примесном поглощении света. Численные оценки энергии связи D^- -состояния и коэффициента примесного поглощения света приведены для случая гетерофазной системы (квантовые точки CdS)–(прозрачная матрица силикатного стекла). Исследована чувствительность края полосы примесного поглощения к глубине залегания примесного уровня и к величине среднего радиуса квантовых точек.

1. Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек (КТ), синтезированных в стеклянной матрице, представляют интерес для разработки новых приборов оптоэлектроники [1]. Наиболее актуальной проблемой оптики таких структур является надежная идентификация оптических переходов. В случае межзонного поглощения света сферически-симметричной КТ такая идентификация была проведена на основе расчета соответствующих сил осцилляторов [2,3]. С развитием технологии δ -легирования (обзор дан в [4]) значительный интерес вызывает исследование примесного поглощения света в структурах с КТ. В настоящей работе исследуется эффект позиционного беспорядка, связанный с наличием примесных центров в КТ, синтезированных в прозрачной диэлектрической матрице. КТ описывается в рамках модели сферически-симметричной ямы (модель "жестких стенок"). Для потенциала примесного центра используется модель потенциала нулевого радиуса [5–8]. В приближении эффективной массы проводится расчет коэффициента примесного поглощения света с учетом дисперсии размеров КТ, описываемой формулой Лифшица–Слезова [9].

2. Рассмотрим эффект позиционного беспорядка в сферически-симметричной КТ. Предположим, что примесный центр расположен в точке $\mathbf{R}_a = (x_a, y_a, z_a)$, а отсчет энергии ведется от дна сферически-симметричной потенциальной ямы. Уравнение Липпмана–Швингера для связанного состояния запишется в виде

$$\Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = \int d\mathbf{r}_1 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda) V_\delta(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) \Psi_\lambda(\mathbf{r}_1, \mathbf{R}_a), \quad (1)$$

где $\Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)$ — волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале; $E_\lambda = -\hbar^2 \lambda^2 / 2m^*$ — энергия связи примесного центра; m^* — эффективная масса электрона; $V_\delta(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)$ — потен-

циал нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi/\alpha$,

$$V_\delta(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = \gamma \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) [1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) \nabla_{\mathbf{r}}], \quad (2)$$

параметр α определяется энергией связи E_i электронного локализованного состояния на этом же примесном центре в массивном полупроводнике; $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda)$ — одноэлектронная функция Грина, соответствующая источнику в точке \mathbf{R}_a и энергии E_λ ,

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{4m^*}{\hbar^2} \frac{J_{l+1/2}(X_{n,l}r/R_0) J_{l+1/2}(X_{n,l}r_1/R_0)}{J_{l+3/2}^2(X_{n,l})(rr_1)^{1/2} [(i\lambda R_0)^2 - X_{n,l}^2]} \times Y_{l,m}(\theta, \varphi) Y_{l,m}(\theta_1, \varphi_1), \quad (3)$$

$J_\nu(z)$ — функции Бесселя первого рода полуцелого порядка; $Y_{l,m}(\theta, \varphi)$ — сферические функции; $X_{n,l}$ — n -й корень функции Бесселя порядка $l + 1/2$; l, m — орбитальное и магнитное квантовые числа соответственно; $E_{n,l} = \hbar^2 X_{n,l}^2 / 2m^* R_0^2$ — энергия электрона в сферически-симметричной потенциальной яме; R_0 — радиус КТ; r, θ, φ — сферические координаты.

Суммирование в (3) по m и n можно выполнить, используя известные соотношения [10]

$$\sum_{m=-l}^l Y_{l,m}(\theta_1, \varphi_1) Y_{l,m}^*(\theta_2, \varphi_2) = \frac{2l+1}{4\pi} P_l(\cos w), \quad (4)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_\nu(x, X_{n,l}) J_\nu^*(X, X_{n,l})}{J_{\nu+1}^2(X_{n,l})(z^2 - X_{n,l}^2)} = \frac{\pi J_\nu(x, z)}{4J_\nu(z)} [J_\nu(z) N_\nu(X, z) - J_\nu(X, z) N_\nu(z)], \quad (5)$$

где $\cos w = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$, $0 \leq x \leq X$, $X \leq 1$. В результате получим

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda) = \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \times \left[-\pi \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l (l+1/2) P_l(\cos w) J_{l+1/2}(i\lambda r_1) J_{-l-1/2}(i\lambda r_2)}{(r_1 r_2)^{1/2}} \times \frac{N_{l+1/2}(i\lambda R_0)}{J_{l+1/2}(i\lambda R_0)} \right], \quad (6)$$

где $N_{l+1/2}(z)$ — функция Неймана полуцелого порядка. Далее, учитывая, что [10]

$$\sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l (l+1/2) P_l(\cos w) J_{l+1/2}(z) J_{-l-1/2}(Z) = \frac{R^{-(l+1/2)} J_{-l-1/2}(R)}{\Gamma(l+1/2) 2^{l+1/2}} (zZ)^{l+1/2}, \quad (7)$$

где $R = \sqrt{z^2 + Z^2 - 2zZ \cos w}$, будем иметь

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda) = \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \left[-\frac{\text{ch } \lambda R}{R} - \frac{\pi}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \frac{J_{l+1/2}(i\lambda r) J_{l+1/2}(i\lambda r_1) N_{l+1/2}(i\lambda R_0)}{J_{l+1/2}(i\lambda R_0)} \frac{P_l(\cos w)}{(r r_1)^{1/2}} \right]. \quad (8)$$

Выделяя в (8) расходящуюся часть, получим

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda) + G_{\text{reg}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda), \quad (9)$$

где

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda) = -\frac{m^* \text{ch } \lambda R}{2\pi\hbar^2 R}, \quad (10)$$

$$G_{\text{reg}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda) = -\frac{m^*}{4\hbar^2} \times \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l+1) P_l(\cos w) J_{l+1/2}(i\lambda r) J_{l+1/2}(i\lambda R_a) N_{l+1/2}(i\lambda R_0)}{(r R_a)^{1/2} J_{l+1/2}(i\lambda R_0)}, \quad (11)$$

$$R = \sqrt{r^2 + R_a^2 - 2rR_a \cos w}.$$

Волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале, с точностью до множителя совпадает с функцией Грина. Действительно, подстановка (2) в (1) дает

$$\Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = \gamma G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; E_\lambda) (\hat{T} \Psi_\lambda)(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a), \quad (12)$$

где

$$(\hat{T} \Psi_\lambda)(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a) \equiv \lim_{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{R}_a} [1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) \nabla_{\mathbf{r}}] \Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a). \quad (13)$$

Действуя оператором \hat{T} на обе части соотношения (12) и учитывая (11), получим уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния E_λ примесного

центра от параметров КТ и положения примеси R_a :

$$\eta_i = -\frac{\pi}{4R_a^*} \sum_{l=0}^{\infty} (1+2l) J_{l+1/2}(i\eta R_a^*) J_{l+1/2}(i\eta R_a^*) \times \frac{N_{l+1/2}(i\eta R_0^*)}{J_{l+1/2}(i\eta R_0^*)}. \quad (14)$$

Здесь $\eta_i = \sqrt{|E_i|/E_d}$, $\eta = \sqrt{|E_\lambda|/E_d}$, $E_d = m^* e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$ — эффективная боровская энергия с учетом эффективной массы m^* и диэлектрической проницаемости ϵ ; $E_i = \hbar^2 a^2 / 2m^2$ — энергия основного состояния примесного центра в массивном полупроводнике; $R_a^* = R_a/a_d$, a_d — эффективный боровский радиус; $R_0^* = R_0/a_d$.

Как известно [7], модель потенциала нулевого радиуса удовлетворительно описывает D^- -состояния, соответствующие присоединению дополнительного электрона к мелкому донору. Такие состояния исследовались в структурах GaAs/GaAlAs [11,12]. Аналогичные состояния акцепторов, так называемые A^+ -центры (акцептор с дополнительной дыркой), были обнаружены в легированных бором структурах Si/GeSi/Si [13]. Следует отметить, что в массивных полупроводниках как D^- -состояния, так и A^+ -центры могут существовать только в неравновесных условиях [7]. В случае, например, доноров в квантовой яме они могут существовать в термическом равновесии за счет появления избыточных носителей при легировании барьерных слоев мелкими примесями [7]. Модель потенциала нулевого радиуса хорошо применима для рассмотрения как локальных состояний, наводимых изоэлектронными примесями, так и состояний отрицательного иона водорода [7] (второй электрон в ионе H^- удерживается не кулоновским потенциалом, а благодаря наличию электрон-электронной корреляционной энергии).

На рис. 1 представлены результаты численного анализа уравнения (14) применительно к D^- -состояниям в полупроводниковых микрокристаллах CdS, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице силикатного стекла. Эффективная масса электрона в CdS и диэлектрическая проницаемость соответственно равны $m^* = 0.205m_0$ и $\epsilon \approx 9.3$, а эффективная боровская энергия составляет $E_d \approx 0.035$ эВ. Из рисунка видно, что в КТ CdS с D^- -центрами имеет место эффект позиционного беспорядка: $E_\lambda(R_a)$ является убывающей функцией R_a . Такое поведение $E_\lambda(R_a)$ характерно и для пленок с размерным квантованием [6] и квантовых ям [7,8], что связано с кардинальной модификацией локальных электронных состояний вблизи границ структуры. При построении кривых $l=6$ ряд в (14) обрывался, причем эволюция обрыва такова, что при переходе от кривой l к кривой $l+1$ количество l оставшихся в (14) слагаемых возрастало. Это позволяет проследить вклад суперпозиции L состояний КТ с различными l в формирование локализованного состояния примесного центра. Как видно из рис. 1, с ростом L условия существования связанных состояний в КТ становятся более жесткими

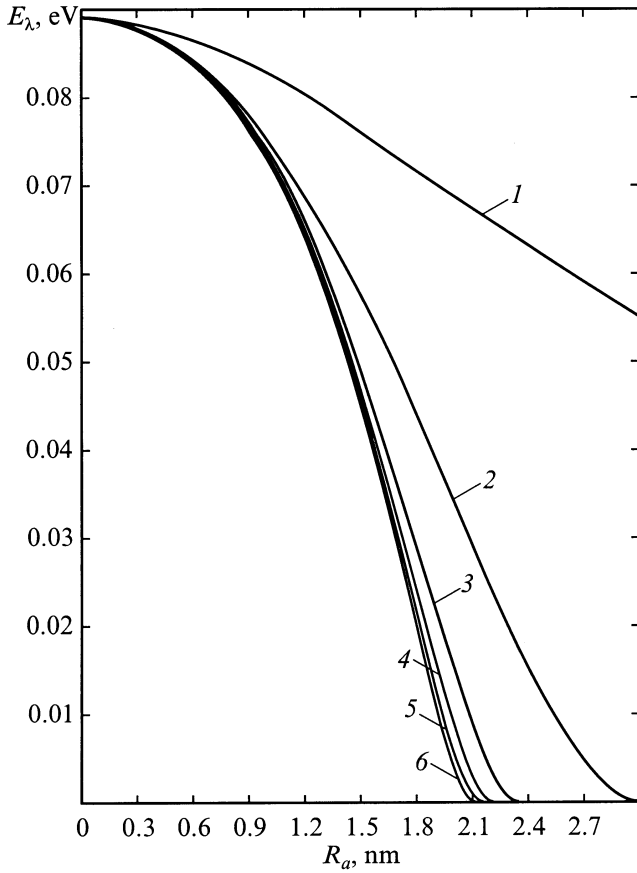


Рис. 1. Зависимость положения локализованного уровня E_λ D^- -состояния от координаты примесного центра R_a в КТ CdS при $E_i = 0.14$ эВ, $\bar{R} = 3$ нм и различных значениях параметра L : $L = 1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5), 50 (6).

(ср. кривые 1 и 2, 2 и 3). При этом энергия связи D^- -состояния в рассматриваемой структуре в зависимости от положения примесного центра может меняться практически на порядок: от 0.09 эВ в центре КТ до 0.01 эВ на расстоянии ~ 1.1 нм от ее границы.

3. Рассмотрим примесное поглощение света в КТ со сферически-симметричным потенциальным профилем. Волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале, расположенном в точке $\mathbf{R}_a = 0$, имеет вид

$$\Psi_\lambda(\mathbf{r}, 0) = C \left(\frac{\text{ch } \lambda r}{r} + \frac{\text{sh } \lambda r}{r} \frac{\text{ch } \lambda R_0}{\text{sh } \lambda R_0} \right), \quad (15)$$

где $C = 2 \text{sh } \lambda R_0 \sqrt{\lambda / (\text{sh } 4\lambda R_0 - \text{sh } 2\lambda R_0 - 2\lambda R_0)}$ — нормирующий множитель. Волновая функция конечного состояния берется в виде

$$\Psi_{fn,l,m}(r) = C_{n,l} \frac{J_{l+1/2}(X_{n,1}r/R_0)}{\sqrt{r}} Y_{l,m}(\theta, \varphi), \quad (16)$$

где $C_{n,l} = \sqrt{2}/R_0 J_{l+3/2}(X_{n,1})$ — множитель нормировки. Такой выбор волновой функции конечного состояния

оправдан, если выполнено неравенство $|E_\lambda| \gg E_{1,0}$. В силу сферической симметрии рассматриваемой задачи для оптических переходов в дипольном приближении действует обычное правило отбора: переходы из основного S -состояния примесного центра идут в возбужденные P -состояния КТ. Квадрат модуля матричного элемента, определяющий величину силы осциллятора дипольного оптического перехода, имеет вид

$$\begin{aligned} |M_{fi}|^2 &= \frac{128\hbar^2 \alpha^2 \lambda_0^2 I_0 a_d^2}{J_{5/2}^2(X_{n,1})} \\ &\times \frac{u^3 \bar{R}^{*3} \eta E_d^2}{X_{n,1}^3 [\text{sh}(u\bar{R}^*\eta) - \text{sh}(2u\bar{R}^*\eta) - 2u\bar{R}^*\eta]} \\ &\times \frac{1}{\bar{R}^{*4} u^4 (u^2 \bar{R}^{*2} \eta^2 + X_{n,1}^2)^2} \left\{ u^3 \bar{R}^{*3} \eta^3 \text{ch}(2\eta u \bar{R}^*) \sin X_{n,1} \right. \\ &- X_{n,1} \left[u^3 \bar{R}^{*3} \eta^3 \cos X_{n,1} \text{ch}(2u\bar{R}^*\eta) \right. \\ &+ X_{n,1} \{ u\bar{R}^*\eta \sin X_{n,1} (u\bar{R}^*\eta \text{sh}(2u\bar{R}^*\eta) - 3 \text{ch}(2u\bar{R}^*\eta)) \\ &+ X_{n,1} [\cos X_{n,1} (u\bar{R}^*\eta \text{ch}(2u\bar{R}^*\eta) + 2 \text{sh}(2u\bar{R}^*\eta)) \\ &\left. \left. - 2 \text{sh}(u\bar{R}^*\eta) + X_{n,1} \sin X_{n,1} \text{sh}(2u\bar{R}^*\eta) \right] \right\}^2, \quad (17) \end{aligned}$$

где $u = R_0/\bar{R}_0$, R_0 и \bar{R}_0 — радиус КТ и его среднее значение соответственно; $\bar{R}^* = \bar{R}_0/a_d$; α^* — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости; ω — частота света; I_0 — интенсивность света; λ_0 — коэффициент локального поля.

Будем предполагать, что дисперсия размеров КТ возникает в процессе фазового распада пересыщенного твердого раствора и удовлетворительно описывается формулой Лифшица–Слезова [9]

$$\begin{aligned} P \left(u = \frac{R_0}{\bar{R}_0} \right) &= \begin{cases} \frac{3e u^2 e^{-1/(1-2u/3)}}{2^{5/3} (3+u)^{7/3} (3/2-u)^{11/3}}, & u < 3/2, \\ 0, & u > 3/2, \end{cases} \quad (18) \end{aligned}$$

где e — основание натурального логарифма.

С учетом дисперсии размеров КТ выражение для коэффициента примесного поглощения света K можно представить в виде

$$\begin{aligned} K &= K_0 \sum_{n=1}^N \frac{A}{B}, \\ A &= \delta_n \eta P(\delta_n) F_n(X, \eta) (X_{n,1}^2 + \delta_n^2 \bar{R}^{*2} \eta^2)^{-2}, \\ B &= \sqrt{\Delta} X J_{5/2}^2(X_{n,1}) X_{n,1}^4 [\text{sh}(4\bar{R}^* \delta_n \eta) \\ &- \text{sh}(4\bar{R}^* \delta_n \eta) - 2\bar{R}^* \delta_n \eta], \quad (19) \end{aligned}$$

где $X = \hbar\omega/E_d$; $\Delta = X - \eta^2$; $\delta_n = X_{n,1}/(\bar{R}^* \sqrt{\Delta})$; $K_0 = (128/3) \lambda_0^2 N_0 \pi^2 \alpha^* a_d^2$; N — является корнем урав-

нения $X_N = (3\bar{R}^*/2)\sqrt{X - \eta^2/2}$ относительно индекса; функция $P(\delta_n)$ определяется формулой (18); N_0 — концентрация КТ в диэлектрической матрице; функция $F_n(X, \eta)$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 F_n(X, \eta) = & \delta_n^3 \bar{R}^{*3} \eta^3 \operatorname{ch}(2\eta \delta_n \bar{R}^*) \sin X_{n,1} \\
 & - X_{n,1} \left\{ \delta_n^3 \bar{R}^{*3} \eta^3 \cos X_{n,1} \operatorname{ch}(2\delta_n \bar{R}^* \eta) \right. \\
 & + X_{n,1} \left[\delta_n \bar{R}^* \eta \sin X_{n,1} (\delta_n \bar{R}^* \eta \operatorname{sh}(2\delta_n \bar{R}^* \eta) - 3 \operatorname{ch}(2\delta_n \bar{R}^* \eta)) \right. \\
 & + X_{n,1} \left[(\delta_n \bar{R}^* \eta \operatorname{ch}(2\delta_n \bar{R}^* \eta) + 2 \operatorname{sh}(2\delta_n \bar{R}^* \eta)) \cos X_{n,1} \right. \\
 & \left. \left. \left. - 2 \operatorname{ch}(\delta_n \bar{R}^* \eta) + X_{n,1} \sin X_{n,1} \operatorname{sh}(2\delta_n \bar{R}^* \eta) \right] \right] \right\}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

На рис. 2 представлен спектр примесного поглощения полупроводниковых микрокристаллов CdS, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице, рассчитанный по формуле (19). Концентрация микрокристаллов CdS в стеклянной матрице полагалась равной 10^{16} см^{-3} , а их средний радиус $\bar{R}_0 \approx 4.5 \text{ нм}$ [14]. При такой концентрации КТ CdS величина примесного поглощения света вблизи порога составляет $0.14 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (длина световой волны $\sim 3.5 \text{ мкм}$), т.е. оказывается вполне доступной для измерения. Эволюция спектра

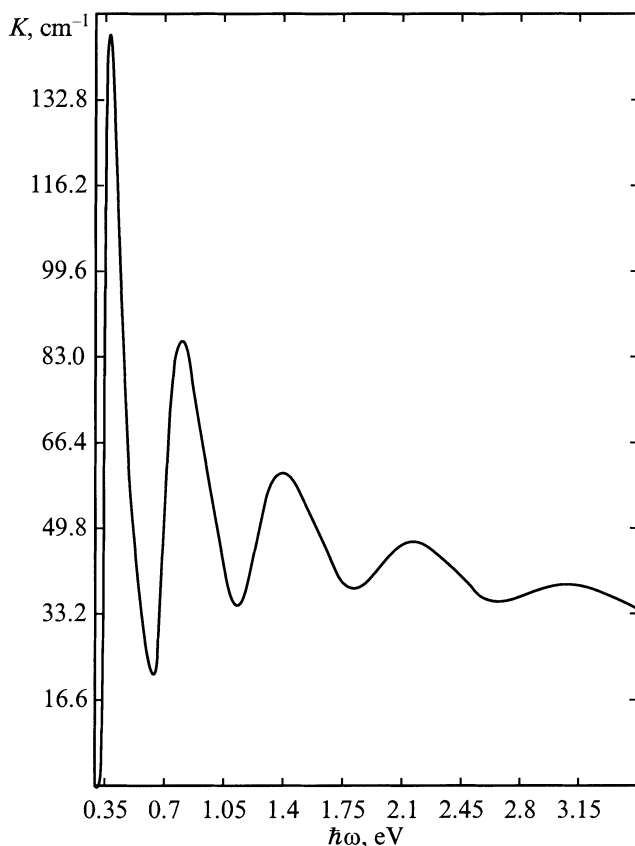


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света КТ CdS, диспергированных в прозрачной диэлектрической матрице, при $E_i = 0.14 \text{ эВ}$ и $\bar{R}_0 = 4.5 \text{ нм}$.

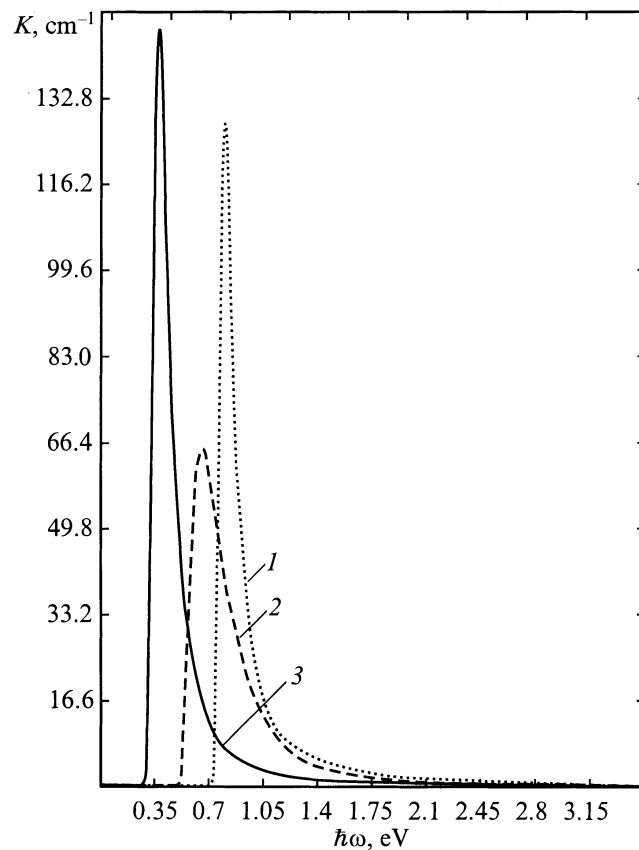


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света КТ CdS, диспергированных в прозрачной матрице, для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n = 1$) при различных значениях параметров η_i и \bar{R}_0 : 1 — $\eta_i = 4$, $\bar{R}_0 = 4.5 \text{ нм}$; 2 — $\eta_i = 2$, $\bar{R}_0 = 3.0 \text{ нм}$; 3 — $\eta_i = 2$, $\bar{R}_0 = 4.5 \text{ нм}$.

примесного поглощения с изменением размера КТ CdS \bar{R}_0 и параметра η_i для оптического перехода с максимальной силой осциллятора ($n = 1$) представлена кривыми 1–3 на рис. 3. Можно видеть (ср. кривые 3 и 2), что с уменьшением \bar{R}_0 край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра, что отражает смещение нижнего уровня размерного квантования. Чувствительность края примесного поглощения к параметру $\eta_i = \sqrt{|E_i|/E_d}$ показана кривыми 1, 3. С уменьшением η_i (радиус локализованного состояния увеличивается) сила осциллятора дипольного оптического перехода возрастает (ср. кривые 1 и 3), а край полосы примесного поглощения сдвигается в длинноволновую область спектра.

4. Таким образом, проведено рассмотрение локализованного состояния на короткодействующем потенциале в КТ, описываемой в рамках модели ”жестких стенок”. Продемонстрирована динамика формирования локализованного состояния примесного центра суперпозицией состояний КТ с различными l . Учет дисперсии размеров КТ существенно изменяет характер спектральной зависимости коэффициента примесного поглощения света.

В случае КТ CdS ($a_d \approx 3$ нм, $E_d \approx 0.035$ эВ) изменение среднего радиуса от 4.5 до 3 нм сопровождается сдвигом края полосы примесного поглощения (см. рис. 3) в коротковолновую область спектра примерно на 0.18 эВ. Необходимо отметить, что зависимость энергий оптических переходов от размера КТ дает возможность "настройки" рассматриваемой гетерофазной системы на длину волны того или иного источника излучения. При этом длина волны последнего должна быть такой, чтобы сработал "эффект окна" в массивном кристалле. Наличие комплексов КТ–примесный центр дает еще одну степень свободы для такой "настройки" — зависимость положения примесного уровня от координат примесного центра и параметров КТ.

Список литературы

- [1] J. Yumoto, S. Fukushima, K. Kubodera. Opt. Lett., **12**, 832 (1987).
- [2] Ал.Л. Эфрос, А.Л. Эфрос. ФТП, **16**, 1209 (1982).
- [3] А.И. Екимов, А.А. Онущенко. ФТП, **16**, 1215 (1982).
- [4] А.Я. Шик. ФТП, **26**, 1161 (1982).
- [5] E.Z. Imamov, V.D. Krevchik. Phys. St. Sol. (b), **114**, 201 (1982).
- [6] В.Д. Кревчик, Э.З. Имамов. ФТП, **17**, 1235 (1983).
- [7] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Ясневич. ФТП, **30**, 1387 (1996).
- [8] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев, В.В. Евстифеев. ФТП, **34**, 1244 (2000).
- [9] И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ, **35**, № 2(8), 479 (1958).
- [10] Г. Бейтман, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции (М., Наука, 1974) т. 2.
- [11] T.S. Huant, S.P. Najda, V. Etinne. Phys. Rev. Lett., **65**, 1486 (1990).
- [12] D.M. Larsen, S.Y. McCann. Phys. Rev. B, **46**, 3966 (1992).
- [13] М.С. Каган, И.В. Алтухов, К.А. Королев, Д.В. Орлов, В.П. Синис, Ш.Дж. Томас, К.Л. Ванг, К. Шмальц, И.Н. Ясневич. Изв. РАН. Сер. физ., **63**, 359 (1999).
- [14] Н.Р. Кулиш, В.П. Кунец, М.П. Лисица. ФТТ, **39**, 1865 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Energy spectrum and optical characteristics for quantum dot–impurity center complex

V.D. Krevchik, A.V. Lewashov

Penza State University,
440017 Penza, Russia

Abstract Within the framework of a zero-range potential model in the approach of the effective mass the light impurity absorption by spherical semi-conductive quantum dots is considered. The formation dynamics of a localized D^- -state has been described, which is conditioned by the state superposition of quantum dots with different values of the orbital quantum number. The light impurity absorption coefficient is calculated with regard to the quantum dot size dispersion. It is shown that allowing for dispersion results in blurring discrete lines under light impurity absorption. Numerical evaluation of D^- -state binding energy and those of the light impurity absorption coefficient are given for the case of a heterophase system (quantum dots CdS)–(a transparent matrix of silicate glass). A study has been made of the sensitivity of the edge of the impurity absorption band to the impurity level depth as well as to the value of quantum dot mean radius.