

PACS numbers: 71.15.Qe, 71.35.-y, 73.20.Mf, 73.21.La, 73.22.Lp, 78.20.Bh, 78.20.Jq

Экситонные состояния в наносистемах

С. И. Покутний, А. П. Шпак, В. Н. Уваров, М. С. Покутний

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Развита теория экситонных состояний в полупроводниковой квантовой точке (КТ) в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки со сферической поверхностью раздела квантовая точка–диэлектрическая матрица играет доминирующую роль. Обнаружен эффект существенного увеличения энергии связи экситона $E_{ex}(a)$ в КТ селенида и сульфида кадмия с радиусами a , сравнимыми с боровскими радиусами экситона a_{ex} , в 7,4 и 4,5 раз соответственно по сравнению с энергией связи экситона в монокристаллах CdSe и CdS.

Розвинуто теорію екситонних станів у напівпровідниковій квантовій точці (КТ) за умов, коли поляризаційна взаємодія електрона і дірки зі сферичною поверхнею поділу квантова точка–діелектрична матриця відіграє домінуючу роль. Виявлено ефект суттєвого збільшення енергії зв'язку екситона $E_{ex}(a)$ у КТ селеніду та сульфіді кадмію з радіусами a , порівнянними з Боровими радіусами екситона a_{ex} , у 7,4 та 4,5 раз відповідно, в порівнянні з енергією зв'язку екситона в монокристалах CdSe та CdS.

The theory of exciton states in a semiconductor quantum dot (QD) under conditions of dominating polarization interaction of an electron and a hole with a spherical (quantum dot–dielectric matrix) interface is developed. The substantial increase of binding energy of the exciton, $E_{ex}(a)$, within the QD of CdSe and CdS with radii $a \approx a_{ex}$ is observed. Binding energies of the excitons in QDs exceeded those in CdSe and CdS single crystals by factors of 7.4 and 4.5, respectively.

Ключевые слова: экситон, энергия связи, квантовая точка, поляризационное и кулоновское взаимодействие.

(Получено 27 марта 2009 г.; после доработки — 21 декабря 2009 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особое внимание уделяется исследованиям полупроводниковых нанокристаллов сферической формы — так называемых квантовых точек (КТ) с радиусами 1–10 нм, содержащих в своем объеме сульфид и селенид кадмия, арсенид галлия, германий и кремний, синтезированных в матрице боросиликатного стекла. Последнее обстоятельство связано с их уникальными фотолюминесцентными свойствами, способностью эффективно излучать свет в видимом или близком инфракрасном диапазонах при комнатной температуре [1, 2].

Применению полупроводниковых наносистем в качестве активной области инжекционных нанолазеров препятствует малая энергия связи экситона $E_{ex}(a)$ в КТ, а также распад экситонов при комнатной температуре для большинства полупроводниковых КТ [1, 2]. Поэтому исследования, направленные на поиск наноструктур, в которых может наблюдаться существенное увеличение энергии связи экситона $E_{ex}(a)$ в КТ, являются весьма актуальными [3–6].

В настоящей работе теоретически обнаружен эффект существенного увеличения энергии связи экситона $E_{ex}(a)$ в КТ селенида и сульфида кадмия с радиусами $a \approx a_{ex}$, в 7,4 и 4,5 раза, соответственно, по сравнению с энергией связи экситона Ry_{ex} в монокристаллах CdSe и CdS.

Обсуждаются также возможности использования в качестве активной области полупроводниковых нанолазеров наносистем, состоящих из КТ сульфида и селенида кадмия, синтезированных в матрице боросиликатного стекла.

2. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЭКСИТОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Рассмотрим простую модель квазиуменьшенной системы — нейтральную полупроводниковую сферическую КТ радиуса a с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , причем диэлектрическая проницаемость КТ ϵ_2 существенно больше диэлектрической проницаемости среды ϵ_1 (т.е. относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon_2/\epsilon_1 \gg 1$). В объеме такой КТ движутся электрон e и дырка h с эффективными массами m_e и m_h (r_e и r_h — расстояние электрона и дырки от центра КТ) (см. рис. 1) [7–9]. Предполагается, что зоны электронов и дырок имеют параболическую форму. Характерными размерами задачи являются величины a , a_e , a_h , a_{ex} , где

$$a_e = (\epsilon_2 \hbar^2 / m_e e^2), \quad a_h = (\epsilon_2 \hbar^2 / m_h e^2), \quad a_{ex} = (\epsilon_2 \hbar^2 / \mu e^2) \quad (1)$$

— боровские радиусы электрона, дырки и экситона соответственно

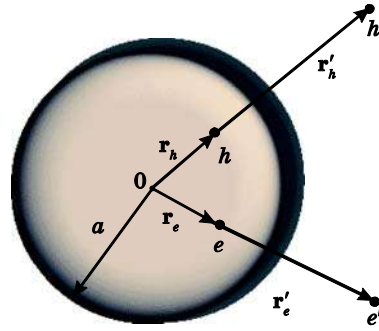


Рис. 1. Схематическое изображение экситона в сферической квантовой точке. Радиус-векторы r_e и r_h определяют расстояние электрона e и дырки h от центра КТ с радиусом a . Заряды изображений $e' = (a/r_e)e$ и $h' = (a/r_h)h$ расположены на расстояниях $r'_e = (a^2/r_e)$ и $r'_h = (a^2/r_h)$ от центра КТ и представляют собой точечные заряды изображения электрона и дырки соответственно.

в неограниченном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , e — заряд электрона, $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — приведенная эффективная масса экситона. То обстоятельство, что все характерные размеры задачи $a, a_e, a_h, a_{ex} \gg a_0$, т.е. значительно больше межатомных расстояний a_0 [7, 8], позволяет рассматривать движение электрона и дырки в КТ в приближении эффективной массы.

Энергию поляризационного взаимодействия $U(r_e, r_h, a)$ электрона и дырки со сферической поверхностью раздела КТ–диэлектрическая матрица при относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon \gg 1$ можно представить в виде алгебраической суммы энергий взаимодействия дырки и электрона со своими $V_{hh'}(r_h, a)$, $V_{ee'}(r_e, a)$ (энергия «самодействия») и «чужими» $V_{he'}(r_e, r_h, a)$, $V_{eh'}(r_e, r_h, a)$ изображениями соответственно [8, 9] (см. рис. 1):

$$U(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) = V_{hh'}(\mathbf{r}_h, a) + V_{ee'}(\mathbf{r}_e, a) + V_{eh'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) + V_{he'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a), \quad (2)$$

где

$$V_{hh'}(r_h, a) = \frac{e^2}{2\epsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_h^2} + \epsilon \right), \quad (3)$$

$$V_{ee'}(r_e, a) = \frac{e^2}{2\epsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_e^2} + \epsilon \right), \quad (4)$$

$$V_{eh'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) = V_{he'}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, a) = -\frac{e^2 \beta}{2\epsilon_2 a} \frac{a}{\left[(r_e r_h / a)^2 - 2r_e r_h \cos \Theta + a^2 \right]^{1/2}}. \quad (5)$$

В формуле (5) параметр

$$\beta = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}, \quad (6)$$

а угол $\Theta = \mathbf{r}_e \wedge \mathbf{r}_h$.

В изучаемой простой модели квазиульмерной структуры (см. рис. 1), в рамках вышеизложенных приближений, а также в приближении эффективной массы гамильтониан экситона, движущегося в объеме КТ, принимал вид [6, 8, 9]:

$$H(r_e, r_h, a) = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_h} \Delta_h + E_g + \\ + U(r_e, r_h, a) + V_{eh}(r_e, r_h) + V_e(r_e, a) + V_h(r_h, a), \quad (7)$$

где первые два члена являются операторами кинетической энергии электрона и дырки, E_g — ширина запрещенной зоны в неограниченном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ε_2 , энергия кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой $V_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ описывается такой формулой:

$$V_{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = -\frac{e^2}{\varepsilon_2 |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}. \quad (8)$$

В гамильтониане экситона (7) потенциалы

$$V_e(\mathbf{r}_e, a) = V_h(\mathbf{r}_h, a) = \begin{cases} 0, & r_e, r_h \leq a \\ \infty, & r_e, r_h > a \end{cases} \quad (9)$$

описывают движение квазичастиц в объеме КТ с помощью модели бесконечно глубокой потенциальной ямы.

При выполнении условия

$$a_h \leq a \leq a_e \approx a_{ex} \quad (10)$$

можно использовать адиабатическое приближение (в котором эффективная масса дырки m_h значительно превосходит эффективную массу электрона m_e), считая кинетическую энергию электрона в КТ $T_{n_e, l_e=0}^e(S) = \pi^2 n_e^2 / S^2$ самой большой величиной задачи (где $S = (a/a_{ex})$ — безразмерный радиус КТ). Используя первый порядок теории возмущений, получим энергию связи экситона $E_{ex}^{n_e, l_e=0; n_h, l_h=0}(a, \varepsilon)$ в КТ радиуса a (10) в основном состоянии ($n_e = 1, l_e = 0; n_h = 0, l_h = 0$) (где n_e, l_e, n_h, l_h — главное и орбитальное квантовые числа электрона

и дырки):

$$E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) = \bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a) + (\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)). \quad (11)$$

Средние значения энергии кулоновского взаимодействия электрона с дыркой $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$, а также энергий взаимодействия электрона и дырки с «чужими» изображениями $\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$, полученные усреднением энергий (8) и (5) на электронных волновых функциях потенциальной ямы бесконечной глубины КТ, принимают такой вид:

$$\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(S) = - \left[\frac{2}{S} (\ln(2\pi) + j - Ci(2\pi)) - \omega(S, n_e = 1) \frac{3}{2} \right] Ry_{ex}, \quad (12)$$

$$\omega(S, n_e = 1) = \frac{2(1 + (2/3)\pi^2)^{1/2}}{S^{3/2}} \left(\frac{\mu}{m_h} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) = - \frac{2\beta}{S} Ry_{ex}, \quad (14)$$

где энергия связи экситона

$$E_{ex}^0 = Ry_{ex} = \frac{(\mu / m_0)}{\varepsilon_2^2} Ry_0 \quad (15)$$

в неограниченном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ε_2 ($Ry_0 = 13,61$ эВ — постоянная Ридберга), $S = (a/a_{ex})$ — безразмерный радиус КТ. $Ci(y)$ — интегральный косинус, $j = 0,577$ — постоянная Эйлера.

Согласно формулам (11)–(15) эффект усиления энергии связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ определяется двумя факторами: перенормировкой энергии кулоновского взаимодействия электрона с дыркой $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (12), связанной с чисто пространственным ограничением области квантования объемом КТ, а также энергией взаимодействия электрона и дырки с «чужими» изображениями $\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (14) (эффект «диэлектрического усиления» [10]), возникающими на сферической поверхности раздела (КТ–диэлектрическая матрица).

Во взаимодействие между электроном и дыркой, которые движутся в объеме КТ радиусом a (10) сравнимым с боровскими радиусами этих квазичастиц, вносит существенный вклад поляризационное взаимодействие квазичастиц, которое описывается взаимодействием электрона и дырки с «чужими» изображениями (5). При этом поляризационное взаимодействие (5) зависит не только от диэлектрической проницаемости КТ ε_2 , но и от диэлектрической проницаемости матрицы ε_1 , в которую погружена КТ. Такая зависи-

мость связана с проникновением электрического поля, создаваемого электроном и дыркой, за объем КТ в матрицу. Если диэлектрическая проницаемость ϵ_1 матрицы значительно меньше, чем диэлектрическая проницаемость ϵ_2 КТ, то взаимодействие между электроном и дыркой в КТ оказывается значительно больше, чем в неограниченном полупроводнике с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (эффект «диэлектрического усиления» [10]). Последнее обстоятельство обусловлено тем, что в этом случае (при $\epsilon_1 \ll \epsilon_2$) заметную роль во взаимодействии между электроном и дыркой в КТ играет поле, создаваемое этими квазичастицами в матрице.

Для КТ сульфида кадмия радиусом a (10), выращенного в матрице боросиликатного стекла [11], наибольшая энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \epsilon) \approx 4,50 Ry_{ex} \approx 1,4 \cdot 10^{-1}$ эВ наблюдается в КТ радиусом $a = a_{ex} = 2,5$ нм (см. рис. 2). При этом энергия связи экситона $E_{ex}^0 = 31$ мэВ в массивном монокристалле CdS. Соответственно в КТ CdS с радиусами $a = 5, 7,5, 10, 12,5$ нм (т.е. $a = (2; 3; 4; 5)a_{ex}$) энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \epsilon)$ принимает весьма существенные значения $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \epsilon) \approx (2,5; 1,73; 1,33; 1,06) Ry_{ex} \approx 77, 54, 41, 33$ мэВ (см. рис. 2). Энергия связи экситона в КТ с радиусом $a = 5,4a_{ex} = 13,5$ нм равняется энергии связи экситона $Ry_{ex} = 31$ мэВ в массивном монокристалле CdS.

Основной вклад в энергию связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \epsilon)$ (11)–(14) в КТ CdS с радиусами $a_{ex} \leq a \leq 5,4 a_{ex}$ ($2,5 \leq a \leq 13,5$) нм вносит среднее значение энергии кулоновского взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (12)

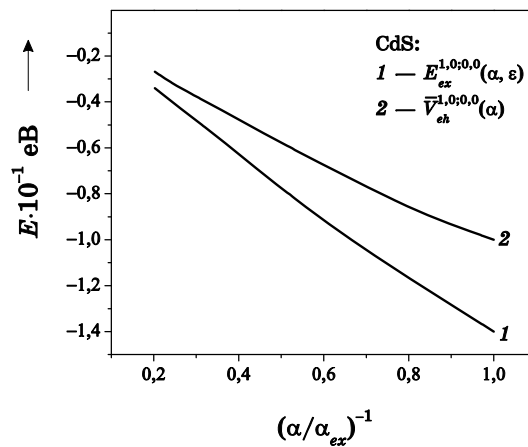


Рис. 2. Зависимость энергии связи электрона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \epsilon)$ (кривая 1) и энергии кулоновского взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (кривая 2) в КТ сульфида кадмия от радиуса a КТ ($a_{ex} = 2,5$ нм — боровский радиус экситона в монокристалле CdS).

между электроном и дыркой $\left(0,72 \leq \left(\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)\right)/Ry_{ex} \leq 0,77\right)$, а среднее значение энергии взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (14) электрона и дырки с «чужими» изображениями дает в энергию связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ меньший, но существенный вклад $\left(0,23 \leq \left(\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)\right)/Ry_{ex} \leq 0,28\right)$ (см. рис. 2).

Эффект «диэлектрического усиления» энергии связи экситона в КТ определяется зависящим от значения параметра β (6) отношением $\left(\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)\right)/Ry_{ex} = 2\beta/Ry_{ex}$.

Наибольшее значение $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) \approx 7,4 Ry_{ex}$ ($1,1 \cdot 10^{-1}$ эВ) энергия связи экситона принимает в КТ селенида кадмия радиусом $a = 0,55a_{ex} = 2,5$ нм. Такая энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ существенно превышает (в 7,4 раза) энергию связи экситона $E_{ex}^0 \approx 15$ мэВ в массивном монокристалле CdSe (рис. 3). Кроме того, в КТ CdSe с радиусами $a = 5, 7, 5, 10, 12, 5$ нм (т.е. $a = (1, 1; 1, 66; 2, 21; 2, 76)a_{ex}$) энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ принимает существенное значение $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) \approx (4, 26; 3, 0; 2, 0; 1, 76)Ry_{ex} = 64, 45, 30, 27$ мэВ (рис. 3). В КТ CdSe радиуса $a = 5,36a_{ex} = 24,3$ нм энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) равняется энергии связи экситона $Ry_{ex} = 15$ мэВ в массивном монокристалле селенида кадмия.

Такая разница в значениях энергий связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ сульфида и селенида кадмия объясняется тем, что в CdSe приведенная эффективная масса экситона $\mu/m_0 = 0,124$ несколько меньше, чем соответствующая величина $\mu/m_0 = 0,197$ в CdS. Кроме того, диэлектрическая проницаемость монокристалла CdS $\varepsilon_2 = 9,3$ (параметр $\beta = 0,63$) несколько меньше диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2 = 10,6$ (параметр $\beta = 0,67$) в монокристалле CdSe. В соответствии с формулой (15) величина энергии связи экситона $Ry_{ex} = 31$ мэВ в монокристалле CdS будет больше, чем энергия связи экситона $Ry_{ex} = 15$ мэВ в монокристалле CdSe.

Основной вклад в энергию связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ CdSe с радиусами $0,55a_{ex} \leq a \leq 5,36a_{ex}$ ($2,5 \leq a \leq 13,5$ нм) дает среднее значение энергии кулоновского взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (12) между электроном и дыркой $\left(0,74 \leq \left(\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a)\right)/Ry_{ex} \leq 0,80\right)$, а средние значения энергий взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (14) электрона и дырки с «чужими» изображениями вносят в энергию связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ меньший, но заметный вклад $\left(0,26 \leq \left(\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)\right)/Ry_{ex} \leq 0,20\right)$ (см. рис. 3).

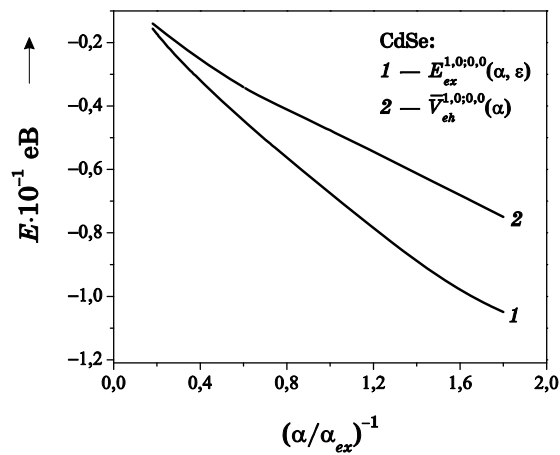


Рис. 3. Зависимость энергии связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (кривая 1) и энергии кулоновского взаимодействия $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (кривая 2) в КТ селенида кадмия от радиуса a КТ ($a_{ex} = 45,5$ нм — боровский радиус экситона в монокристалле CdSe).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для применения полупроводниковых наносистем, содержащих КТ селенида и сульфида кадмия, в качестве активной области инжекционных нанолазеров необходимо, чтобы энергия связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ была порядка нескольких kT_0 (где k — постоянная Больцмана) при комнатной температуре T_0 (т.е. параметр $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)/kT_0$ должен быть гораздо больше единицы). Это дает возможность устранить основную проблему наноэлектроники — «размывание» уровней квазичастиц в энергетическом интервале порядка kT_0 , которое приводит к деградации оптических свойств нанолазеров при повышении рабочей температуры T [12]. В качестве активной области полупроводниковых нанолазеров можно использовать наносистемы, состоящие из КТ CdS и CdSe, погруженных в матрицу боросиликатного стекла [11, 12]. Для КТ CdS радиусами $a = 2,5, 5$ нм параметр $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)/kT_0$ принимает существенные значения равные 5,4 и 3 соответственно. Для КТ селенида кадмия с теми же радиусами a параметр $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)/kT_0$ характеризуется несколько меньшими значениями равными 4,3 и 2,5 соответственно.

В настоящей работе развита теория экситонных состояний в полупроводниковых квантовых точках в условиях, когда поляризационное взаимодействие электрона и дырки со сферической поверхностью раздела КТ–диэлектрическая матрица играет доминирующую роль.

Показано, что эффект усиления энергии связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ определяется двумя факторами: перенормировкой энергии кулоновского взаимодействия электрона с дыркой $\bar{V}_{eh}^{1,0;0,0}(a)$ (12), связанной с чисто пространственным ограничением области квантования объемом КТ, и энергией поляризационного взаимодействия, описываемой энергией взаимодействия электрона и дырки с «чужими» изображениями $\bar{V}_{eh'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon) + \bar{V}_{he'}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (14) (эффект «диэлектрического усиления»).

Обнаружен эффект существенного увеличения энергии связи экситона $E_{ex}^{1,0;0,0}(a, \varepsilon)$ (11) в КТ селенида и сульфида кадмия с радиусами $a \approx a_{ex}$ (10) в 7,4 и 4,5 раз соответственно по сравнению с энергией связи экситона в монокристаллах CdSe и CdS.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. К. Кашкаров, М. Г. Лисаченко, О. А. Шальгина, *ЖЭТФ*, **124**, № 4: 1255 (2003).
2. И. М. Купчак, Д. В. Корбутяк, Ю. В. Крюченко, А. В. Саченко, *ФТП*, **40**, № 1: 98 (2006).
3. А. П. Шпак, С. И. Покутний, *Успехи физ. мет.*, **6**, № 2: 105 (2005).
4. S. I. Rokutnyi, *Ukr. J. Phys.*, **3**, No. 1: 46 (2006).
5. А. П. Шпак, С. И. Покутний, В. Н. Уваров, *Успехи физ. мет.*, **8**, № 1: 1 (2007).
6. А. П. Шпак, С. И. Покутний, В. Н. Уваров, М. С. Покутний, *Металло-физ. новейшие технол.*, **30**, № 4: 459 (2008).
7. Н. А. Ефремов, С. И. Покутний, *ФТТ*, **27**, № 1: 48 (1985).
8. S. I. Rokutnyi, *Phys. Solid State*, **32**, No. 6: 955 (1990).
9. S. I. Rokutnyi, *Phys. Lett. A*, **168**, No. 5–6: 433 (1992).
10. Л. В. Келдыш, *Письма ЖЭТФ*, **29**, № 11: 776 (1979).
11. А. И. Екимов, А. А. Онущенко, *Письма ЖЭТФ*, **40**, № 8: 337 (1984).
12. Ж. И. Алферов, *ФТП*, **32**, № 1: 3 (1998).