

Электроны, дырки и экситоны в сверхрешетке цилиндрических квантовых точек с предельно слабой связью квазичастиц между слоями квантовых точек

© Н.В. Ткач, А.М. Маханец, Г.Г. Зегря*[¶]

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

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

(Получена 3 июля 2001 г. Принята к печати 28 августа 2001 г.)

Теоретически исследован спектр электронов, дырок и экситонов в сверхрешетке цилиндрических квантовых точек с предельно слабой связью квазичастиц между вертикальными слоями квантовых точек. Расчеты выполнены на примере цилиндрических квантовых точек β -HgS, внедренных в β -CdS в виде сверхрешетки.

Показано, что электрон и дырка в такой системе образуют квазидвумерные минизоны энергии, а экситоны описываются моделью Сугано–Шиноды. Исследована зависимость спектров квазичастиц от геометрических параметров сверхрешетки с цилиндрическими квантовыми точками и показано, что положения минизон всех квазичастиц очень чувствительны к изменению высоты квантовых точек, что должно проявляться экспериментально в экситонном спектре поглощения.

1. Введение

Спектры квазичастиц и их взаимодействие в квантовых точках (КТ), квантовых проволоках (КП) и квантовых ямах (КЯ) детально исследуются уже давно как теоретически [1–4], так и экспериментально [5,6]. Детально изучены и периодические структуры из плоских квантовых ям, так называемые сверхрешетки [7,8]. Однако периодические структуры, состоящие из полупроводниковых квантовых точек–ям, расположенных в полупроводниковой среде, экспериментально были созданы лишь несколько лет назад [7,8] и поэтому исследованы очень слабо.

Общей теории спектра квазичастиц и их взаимодействия в периодических структурах квантовых точек (сверхрешетках КТ) пока не существует, хотя отдельные частные случаи исследованы [9].

Как известно, среди уже экспериментально созданных [7,8] периодических структур полупроводниковых КТ есть такие, у которых расстояния между слоями КТ в разных плоскостях значительно превышают расстояния между КТ в одном слое, вследствие чего связь между квазичастицами в разных слоях очень слабая.

Цель настоящей работы — теоретическое исследование электронного, дырочного и, главным образом, экситонного спектров в полупроводниковой сверхрешетке цилиндрических квантовых точек (СЦКТ) с предельно слабой связью между квазичастицами в разных слоях и такими расстояниями между КТ в слоях, при которых квазичастицы (электроны, дырки, экситоны) не локализируются в отдельной КТ, а транслируются по всей СЦКТ. Будет показано, что в такой системе должны возникать квазидвумерные экситоны Сугано–Шиноды.

2. Спектры электрона и дырки в СЦКТ со слабой связью квазичастиц между слоями

Рассмотрим полупроводниковую сверхрешетку, состоящую из цилиндрических квантовых точек (ям), внедренных в среду–матрицу так, как показано на рис. 1, а. Будем считать, что известны все геометрические параметры системы: радиус основания КТ — a , высота — L , расстояния между основаниями КТ в двух соседних слоях — h , расстояние между ближайшими краями двух соседних КТ одного слоя — b , причем $h \gg b$. Так как расчет спектров электрона и дырки далее предполагается выполнять в приближении эффективных масс, а при расчете экситонного спектра будет использоваться модель диэлектрического континуума, то должны выполняться такие физические условия, чтобы геометрические размеры квантовой точки и области пространства между двумя ближайшими КТ значительно превышали размеры постоянных элементарных ячеек кристаллов КТ (a_d) и среды (a_m), т. е.

$$\sqrt[3]{a^2L} \approx \sqrt[3]{b^2L} \gg a_d \approx a_m. \quad (1)$$

Таким образом, эффективные массы электрона (дырки) в КТ и среде–матрице (СМ) будем полагать известными: μ_{de} (μ_{dh}) и μ_{me} (μ_{mh}) и равными тем, которыми эти квазичастицы характеризуются в соответствующих массивных кристаллах. В декартовой системе координат с осью OZ вдоль аксиальной оси одной из КТ и плоскостью XOY , проходящей через середину высоты цилиндра,

$$\mu_{e,h} = \begin{cases} \mu_{de,dh} & \text{при } x, y, z \text{ в КТ,} \\ \mu_{me,mh} & \text{при } x, y, z \text{ вне КТ.} \end{cases} \quad (2)$$

Постоянные решетки обоих кристаллов, из которых состоит система, предполагаются очень близкими по

[¶] E-mail: Zegrya@theory.ioffe.rssi.ru

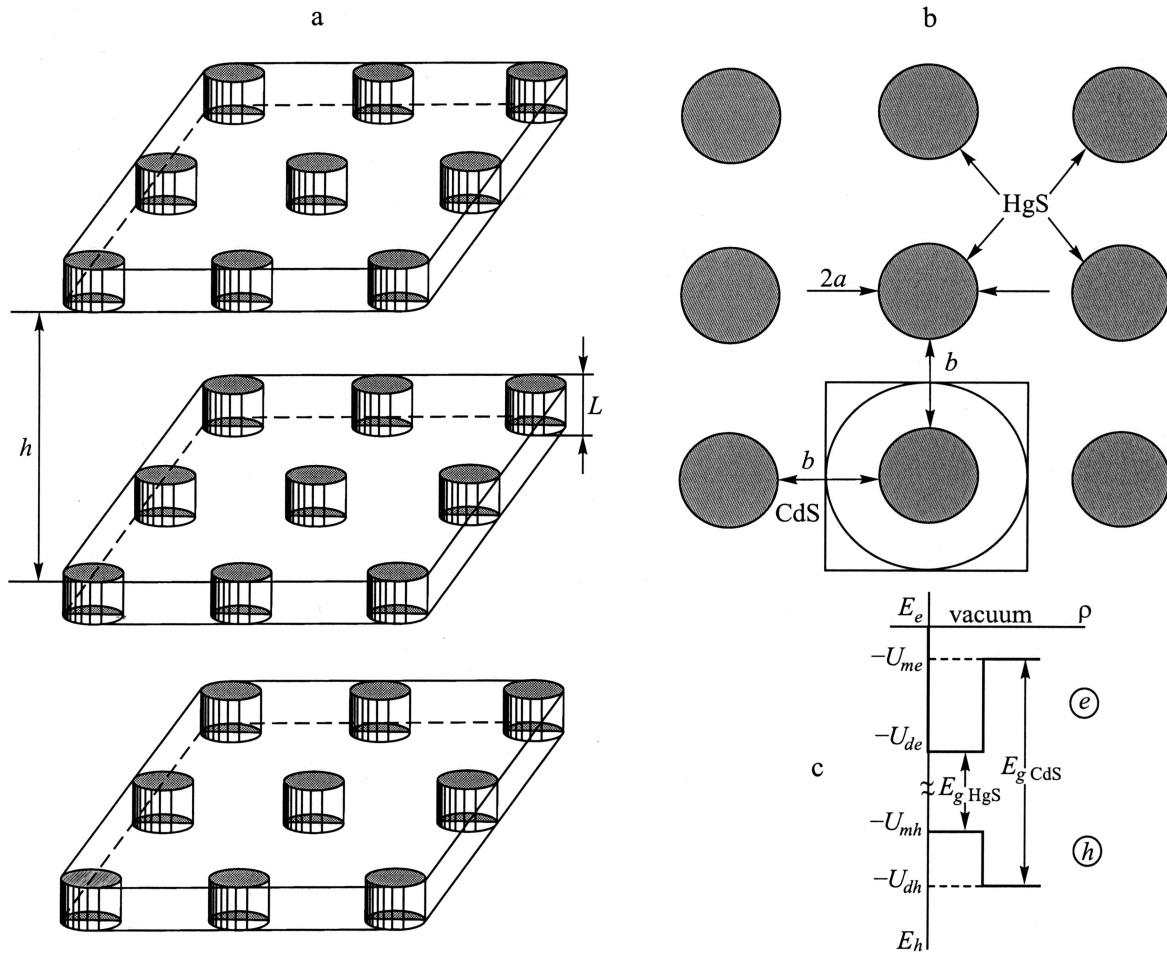


Рис. 1. Геометрическая схема (а), плоское сечение (b) и зависимость потенциальной энергии электрона и дырки от радиуса в пределах элементарной ячейки СЦКТ (с).

величине ($a_d \approx a_m$). Поэтому потенциальные энергии электрона и дырки можно считать заданными в виде

$$U_{e,h} = \begin{cases} -U_{de,dh} & \text{при } x, y, z \text{ в КТ,} \\ -U_{me,mh} & \text{при } x, y, z \text{ вне КТ,} \end{cases} \quad (3)$$

где $U_{de,dh}$ и $U_{me,mh}$ — потенциальные энергии электрона и дырки в соответствующих средах относительно вакуума (средство), которые считаются известными. Диэлектрические проницаемости в КТ (ϵ_d) и в среде (ϵ_m) незначительно разнятся между собой ($\epsilon_d \approx \epsilon_m$). В таком случае силы самовоздействия на заряженные квазичастицы, возникающие из-за наличия границы между цилиндрической КТ и средой, можно оценить следующим образом.

Так как потенциал сил самовоздействия для цилиндрической КТ неизвестен, а геометрические размеры цилиндрической КТ таковы ($L \approx a$), что ее можно аппроксимировать сферической КТ радиуса $R = (\frac{3}{4}a^2L)^{1/3}$, можно воспользоваться оценкой потенциала самовоздействия заряженной частицы в сферической КТ [10], предполагая, что в глубокой прямоугольной потенциальной

яме она главным образом находится на расстоянии $R/2$ от центра сферы. Тогда на заряженную квазичастицу (электрон, дырку) в сферической КТ в среде действует поле поляризации с потенциалом [10]

$$U_p = \frac{\epsilon_d - \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m} \cdot \frac{e^2}{\epsilon_d \sqrt{6La^2}} \left[\frac{4}{3} + \ln 3 \right]. \quad (4)$$

Таким образом, если геометрические размеры цилиндрической КТ (L, a) таковы, что выполняется условие

$$U_p \ll U_{de,dh}, U_{me,mh}, \quad (5)$$

то для расчета спектра квазичастиц можно использовать приближение „прямоугольного“ потенциала (3).

Чтобы найти спектр экситонов в исследуемой системе, сначала необходимо получить спектр и волновые функции электрона и дырки. С этой целью нужно решить уравнение Шредингера

$$H_{e,h} \psi_{e,h}(x, y, z) = E_{e,h} \psi_{e,h}(x, y, z) \quad (6)$$

с гамильтонианом

$$H_{e,h} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{\mu_{e,h}(x, y, z)} \nabla + U_{e,h}(x, y, z). \quad (7)$$

Поскольку дальнейшие рассуждения совершенно эквивалентны для электрона и дырки, мы их приведем на примере электрона. Учитывая, что будет рассматриваться система с предельно слабой связью между квазичастицами в разных слоях, отразим это физическое условие тем, что будем считать невозможным выход электрона за пределы каждого отдельного слоя КТ толщиной L . Тогда волновую функцию электрона в декартовой системе координат с осью OZ вдоль аксиальной оси КТ можно представить в виде

$$\psi_e(x, y, z) = \psi_{||}(x, y) \sqrt{\frac{2}{L}} \begin{cases} \cos \frac{\pi n}{L} z, & n = 1, 3, \dots, \\ \sin \frac{\pi n}{L} z, & n = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (8)$$

Чтобы получить „плоскую“ составляющую волновой функции электрона в сверхрешетке, сначала в уравнении Шредингера отделяется z -я компонента и вводится скорелированная эффективная масса

$$\frac{1}{\bar{\mu}_e} = \frac{P_e}{\mu_{de}} + \frac{(1 - P_e)}{\mu_{me}}. \quad (9)$$

Здесь

$$P_e = \frac{|K_m(\beta_e \rho_0)|^2 \int_0^{\rho_0} |J_m(\alpha_e \rho)|^2 \rho d\rho}{|K_m(\beta_e \rho_0)|^2 \int_0^{\rho_0} |J_m(\alpha_e \rho)|^2 \rho d\rho + |J_m(\alpha_e \rho_0)|^2 \int_{\rho_0}^{\infty} |K_m(\beta_e \rho)|^2 \rho d\rho} \quad (10)$$

— вероятность пребывания электрона в пределах отдельной КТ при условии массивности окружающей ее среды, где

$$\alpha_e = \sqrt{\frac{2\mu_{de}}{\hbar^2} (V_e + E)}, \quad \beta_e = \sqrt{\frac{2\mu_{me}}{\hbar^2} E}, \quad (11)$$

$$V_e = U_{de} - U_{me},$$

K_m, J_M — модифицированная и цилиндрическая функции Бесселя, которые являются решениями уравнения Шредингера для плоской составляющей в полярной системе координат с началом в центре КТ.

Теперь согласно модифицированному (на случай плоской системы) методу присоединенных плоских волн (ППВ) [11], „плоская“ составляющая волновой функции электрона в сверхрешетке образуется линейной комбинацией функций Бесселя, „шитых“ с плоскими волнами, разложенными также по функциям Бесселя:

$$\psi_{n\mathbf{k}_{||}}(\rho) = \sum_g \frac{c_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}}}{\sqrt{\Omega}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \exp[i m(\varphi - \varphi_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}})] \times \begin{cases} \frac{J_m(|\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}|a)}{J_m(\alpha_{ne}a)} J_m(\alpha_{ne}\rho), & \rho \leq a, \\ J_m(|\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}|\rho), & \rho > a. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь

$$\alpha_{ne} = \sqrt{\alpha_e^2 - \frac{\pi^2 n^2 \mu_{de}}{L^2 \bar{\mu}_e}}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (13)$$

Ω — объем плоской элементарной ячейки, $\mathbf{k}_{||}$ — двумерный волновой вектор плоской обратной решетки, $|\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}|$ и $\varphi_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}}$ — полярные координаты вектора $\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}$.

Коэффициенты разложения $c_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}}$ находятся из условия минимума функционала энергии, которое приводит к системе уравнений

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu_{me}} (\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g})^2 - E + \frac{\pi^2 n^2 \mu_{de}}{L^2 \bar{\mu}_e} \right\} c_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}} + \sum_{\mathbf{g}'} \Gamma_{\mathbf{g}\mathbf{g}'} c_{\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}'} = 0, \quad (14)$$

где

$$\Gamma_{\mathbf{g}\mathbf{g}'} = \frac{2\pi a}{\Omega} \left\{ - \left[\frac{\hbar^2}{2\mu_{me}} (\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g})(\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}') - E + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2\bar{\mu}_e L^2} \right] \times \frac{J_1(|\mathbf{g}-\mathbf{g}'|a)}{|\mathbf{g}-\mathbf{g}'|} + \frac{\hbar^2}{2\mu_{de}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(im\varphi_{\mathbf{g}\mathbf{g}'}) J_m(|\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}|a) \times J_m(|\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}'|a) \left[\frac{d}{d\rho} \ln J_m(\alpha_{ne}\rho) \right]_{\rho=a} \right\}, \quad (15)$$

$\varphi_{\mathbf{g}\mathbf{g}'}$ — угол между векторами $(\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g})$ и $(\mathbf{k}_{||}-\mathbf{g}')$.

Условие нетривиальности решения системы (14) приводит к секулярному уравнению, из которого и определяется энергетический спектр электрона $E_e(\mathbf{k}_{||})$ в пределах глубины квантовой ямы. Аналогично определяется и энергетический спектр дырки $E_h(\mathbf{k}_{||})$.

В качестве примера развита теория применяется для расчета и исследования спектра электрона и дырки в сверхрешетке цилиндрических квантовых точек β -HgS, внедренных в матрицу β -CdS со слабой вертикальной связью между КТ (рис. 1). Выбор такой системы обусловлен тем, что оба материала имеют очень близкие по величине значения постоянных решетки a_{HgS} и a_{CdS} (таблица), из-за чего граница раздела между ними весьма четкая и, следовательно, приближение прямоугольного потенциала достаточно обосновано. Диэлектрические проницаемости цилиндрической КТ (ϵ_d) и среды (ϵ_m) несущественно различаются между собой.

	m_e/m_0	m_h/m_0	$a, \text{\AA}$	E_g, eV	U_e, eV	U_h, eV	ϵ
β -CdS	0.2	0.7	5.818	2.5	-3.8	-6.3	9.1
β -HgS	0.036	0.044	5.851	0.5	-5.0	-5.5	18.2

Численный расчет энергий электронной ($E_e(\mathbf{k}_{||})$) и дырочной ($E_h(\mathbf{k}_{||})$) минимизон как функций величины квазиимпульса $|\mathbf{k}_{||}|$ показывает, что для исследуемой СЦКТ они обе хорошо аппроксимируются квадратичной

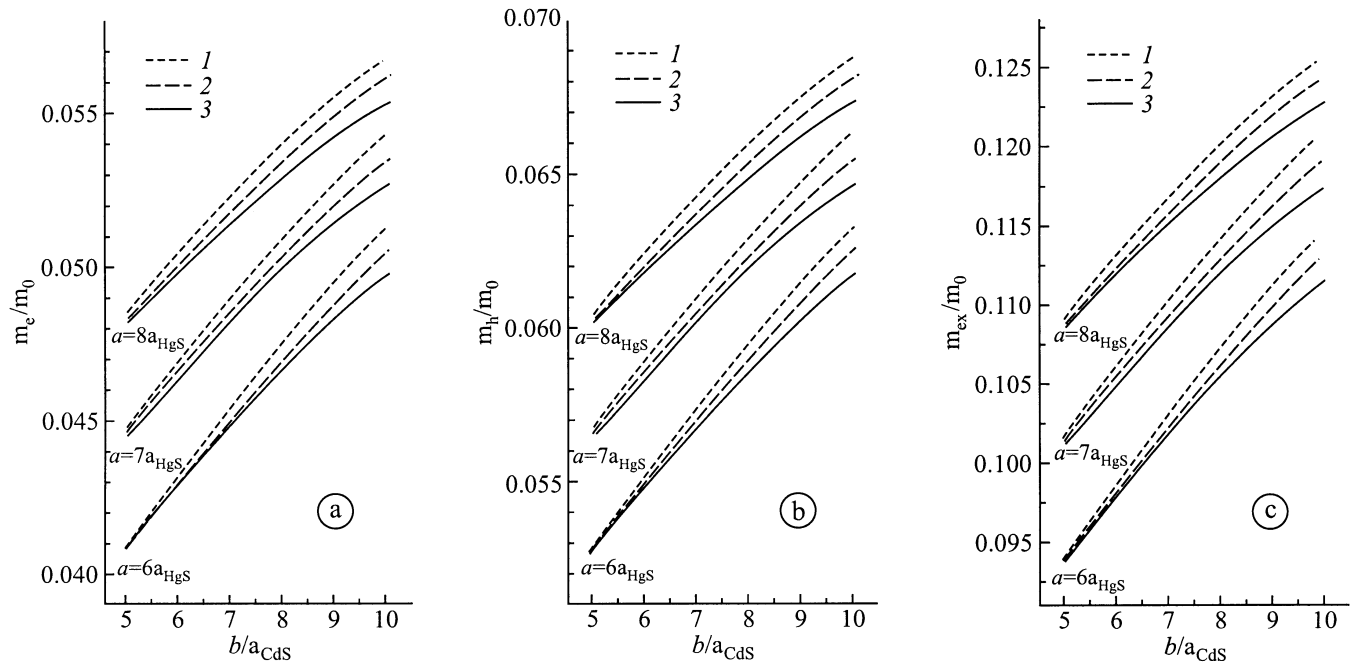


Рис. 2. Зависимость эффективной массы электрона (а), дырки (б) и экситона (с) от расстояния (b) между квантовыми точками при разных значениях радиуса (a) и высоты (L) квантовой точки. L/a_{HgS} : 1 — 7, 2 — 8, 3 — 9.

зависимостью

$$E_e(|\mathbf{k}_{\parallel}|) = E_{0e} + \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}_{\parallel}|^2}{2m_e}, \quad E_h(|\mathbf{k}_{\parallel}|) = E_{0h} + \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}_{\parallel}|^2}{2m_h}, \quad (16)$$

а двумерные эффективные массы электрона (m_e) и дырки (m_h) определяются соотношениями

$$m_{e,h} = \frac{\pi^2 R_y m_0}{\Delta E_{e,h} (2a + b)^2}; \quad (\Delta E_{e,h} = E_{te,th} - E_{0e,0h}), \quad (17)$$

где $\Delta E_{e,h}$ — ширины электронной (e) и дырочной (h) минизон ($E_{te,th}$ — энергии вершин зон, $E_{0e,0h}$ — дна зон), величины a и b выражены в радиусах Бора, m_0 — масса свободного электрона в вакууме, $R_y = 13.6$ эВ — энергия Ридберга.

Следует заметить, что развитый метод позволяет выполнять расчет законов дисперсии электрона и дырки для различных систем (удовлетворяющих соответствующим условиям), однако квадратичная зависимость энергии от квазиимпульса по всей минизоне может не выполняться. Из физических соображений такая ситуация может возникнуть в системах с весьма малыми размерами a , L , b , когда при расчете энергии методом ППВ в системе уравнений (14) необходимо учитывать очень большое количество компонент $\Gamma_{g,g'}$.

На рис. 2, а, б приведены рассчитанные зависимости эффективной массы электрона (а) и дырки (б) от расстояния (b) между цилиндрическими квантовыми точками при разных значениях радиуса (a) и высоты (L). Из рисунка видно, что увеличение b при произвольных a и L увеличивает эффективные массы электрона и дырки.

Это понятно, поскольку увеличение расстояния между точками эквивалентно увеличению „мощности“ потенциального барьера для электрона или дырки, что затрудняет их движение в СЦКТ, т. е. увеличивает эффективные массы этих квазичастиц.

При фиксированном расстоянии (b) между КТ увеличение высоты (L) или радиуса (a) КТ приводит к увеличению эффективных масс квазичастиц, так как оба фактора приводят к эффективному увеличению „мощности“ потенциального барьера. Действительно, увеличение размеров КТ приводит к увеличению объема ямы, что „опускает“ энергетические уровни. Другими словами, приводит к „втягиванию“ волновой функции квазичастиц в КТ.

Поскольку и в КТ, и в среде-матрице эффективные массы дырки больше соответствующих масс электрона, то, как видно из рис. 2, а, б, при равных условиях $m_h > m_e$.

3. Экситон Сугано–Шиноды в СЦКТ

Из физических соображений ясно, что возбуждения экситонного типа в СЦКТ могут описываться различными моделями в зависимости от соотношений между геометрическими и физическими параметрами системы. Условно можно выделить две группы моделей.

Первая группа — это модели с предельно слабым взаимодействием квазичастиц в разных квантовых ямах (модель независимых квантовых ям). Для этой группы

главное условие состоит в том, чтобы

$$h \approx b \gg \lambda_m^{(3)}, a_{exm}^{(3)}, \quad (18)$$

т. е. все расстояния между КЯ должны превышать длину свободного пробега ($\lambda_m^{(3)}$) и радиус экситона ($a_{exm}^{(3)}$) в среде-матрице. В системах в среде-матрице может образовываться свободный трехмерный экситон ванье-моттовского типа с энергией

$$E_n(\mathbf{k}) = E_{gm} - \frac{\hbar^2}{2\mu_m \left(a_{exm}^{(3)}\right)^2} - \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_{em} + m_{hm})} \quad (19)$$

и радиусом

$$a_{exm}^{(3)} = \frac{\hbar^2 \varepsilon_m}{\mu_m e^2} n, \quad (n = 1, 2, \dots, \infty). \quad (20)$$

Кроме того, в квантовых ямах сверхрешетки могут существовать экситоны различного типа в зависимости от соотношений геометрических параметров. Например.

Если геометрические размеры КЯ такие, что

$$L \approx a \gg \lambda_d^{(3)}, a_{exd}^{(3)}, \quad (21)$$

т. е. размеры ямы значительно превышают длину свободного пробега ($\lambda_d^{(3)}$) и радиус ($a_{exd}^{(3)}$) экситона в яме, то в системе существует еще и свободный трехмерный экситон ванье-моттовского типа с энергией и радиусом, определяемыми формулами (19), (20) с параметрами среды ямы (d).

Если

$$a \gg \lambda_d^{(2)}, \quad L \approx a_{exd}^{(2)}, \quad (22)$$

то, поскольку КЯ имеет квазидвумерный характер ($a \gg L$) и ее радиус (a) значительно превышает длину свободного пробега ($\lambda_d^{(2)}$), образуется свободный двумерный экситон типа Сугано-Шиноды в среде-яме с энергией

$$E_n(k) = E_{gd} - \frac{\hbar^2}{2\mu_d \left(a_{exd}^{(2)}\right)^2} - \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_{ed} + m_{hd})} \quad (23)$$

и радиусом

$$a_{exd}^{(2)} = \frac{\hbar^2 \varepsilon_d}{\mu_d e^2} (n + 1/2), \quad (n = 0, 1, 2, \dots, \infty). \quad (24)$$

Если

$$\lambda_d^{(2)} > a \approx L \geq \bar{a}_{exd}^{(2)}, \quad (25)$$

то яма имеет вид цилиндрической квантовой точки, в которой возникает локализованный экситон радиуса $\bar{a}_{exd}^{(2)}$. В таком случае энергия локализованного возбуждения определяется энергиями электрона и дырки в цилиндрической квантовой точке и энергией их кулоновского взаимодействия в среде ямы. Радиус возбуждения определяется законами квантовой механики.

При таких малых размерах КТ, при которых радиус экситонных возбуждений имеет порядок нескольких постоянных решетки, в моделях необходим учет сил электростатического взаимодействия, возникающих из-за наличия границ раздела между средами КТ и матрицы. Если же размеры КТ еще меньше, то необходим учет дискретной структуры среды.

Модели, в которых выполняется условие

$$h \gg \lambda_m^{(3)}, a, b, L, \quad (26)$$

можно назвать моделями со взаимодействием между КТ в квазиплоских слоях.

Если

$$a \gg b, L, \lambda_d^{(2)}, \quad (27)$$

то образуется возбуждение, которое можно описать моделью свободного двумерного экситона Сугано-Шиноды в среде-яме.

Если

$$a \approx b \approx L, \quad (28)$$

то в случае, когда выполняется условие $a + b < a_{ex}$, в СЦКТ возникает квазидвумерный экситон с радиусом a_{ex} , который можно описать следующей моделью.

Так как электрон и дырка в СЦКТ с предельно слабой связью между квазичастицами в соседних шарах КТ совершают квазиплоское движение с квазимпульсом \mathbf{k}_{\parallel} и в соответствующих минizonaх характеризуются известными двумерными эффективными массами m_e и m_h , то это позволяет найти спектр и волновые функции связанных состояний обеих квазичастиц.

Будем считать, что электрон и дырка с радиус-векторами ρ_e и ρ_h в системе XOY (в плоскости перпендикулярной оси КТ) взаимодействуют между собой с потенциальной энергией

$$V(\rho_e - \rho_h) = -\frac{e^2}{\varepsilon |\rho_e - \rho_h|}, \quad (29)$$

где

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_d & \text{при } x, y, z \text{ в КТ,} \\ \varepsilon_m & \text{при } x, y, z \text{ вне КТ} \end{cases} \quad (30)$$

диэлектрическая проницаемость СЦКТ.

Решить уравнение Шредингера со столь сложной зависимостью ε от координат невозможно. Поэтому, учитывая, что ε_d и ε_m не очень сильно отличаются по величине (см. таблицу), а также то, что характерные размеры КТ и областей между ними сравнимы по величине, будем считать СЦКТ континуумом с постоянной диэлектрической проницаемостью ($\bar{\varepsilon}$), определяемой средним значением обратных величин проницаемостей составляющих системы

$$\frac{1}{\bar{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon_d} + \frac{1}{\varepsilon_m} \right). \quad (31)$$

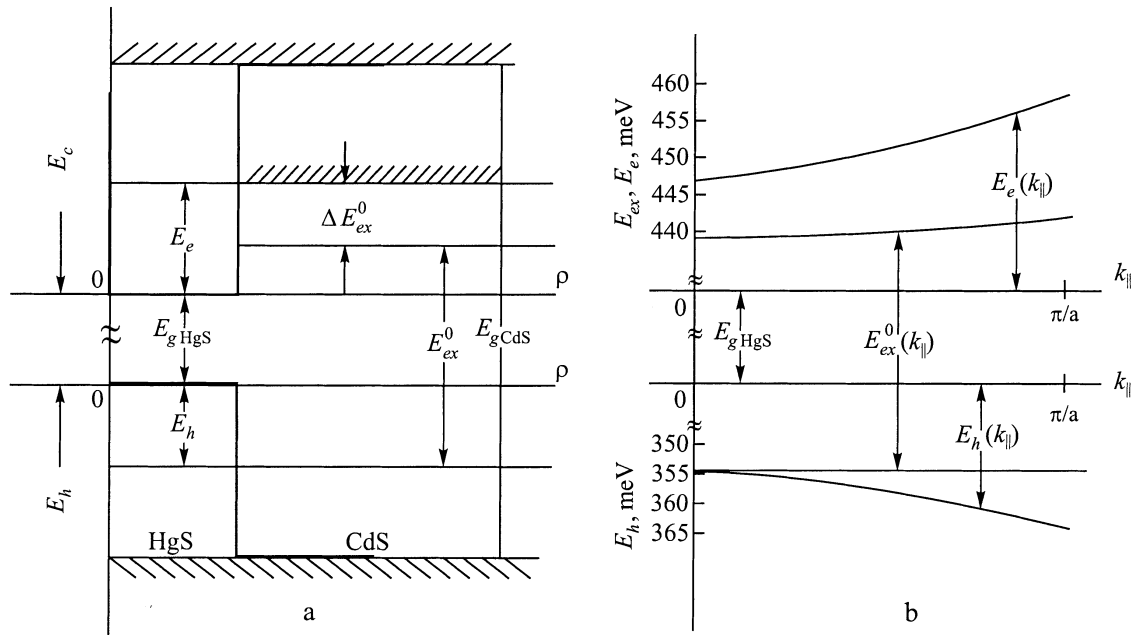


Рис. 3. Схема потенциальных энергий двумерных электрона, дырки и экситона (а) и законов дисперсии (б) этих квазичастиц.

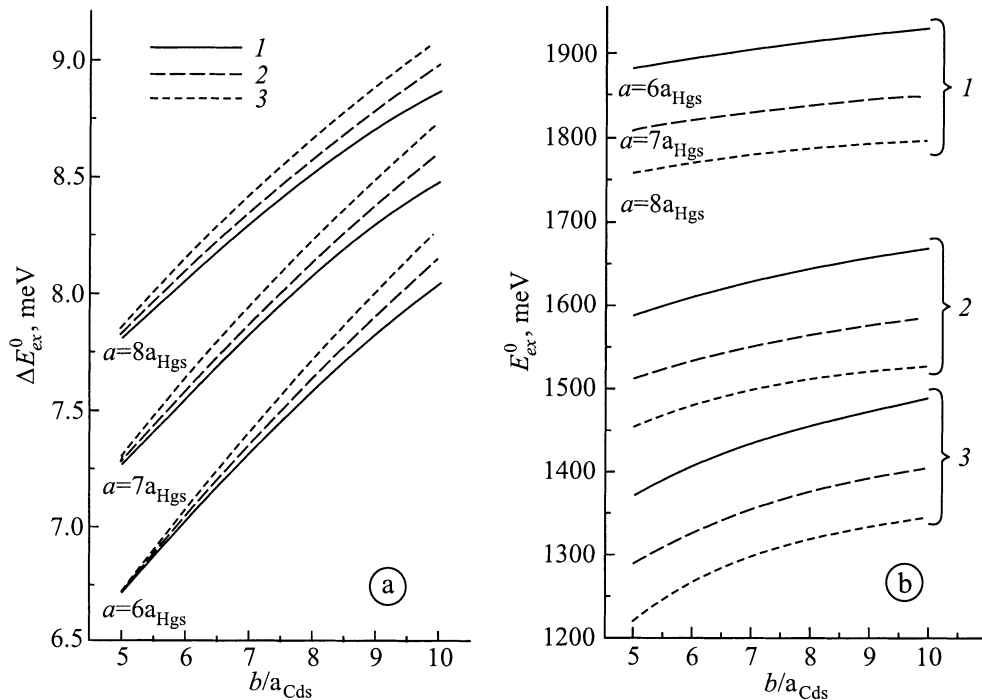


Рис. 4. Зависимость энергии связи ΔE_{ex}^0 (а) и энергии возбуждения E_{ex}^0 -экситона Сугано-Шиноды от расстояния b между квантовыми точками при разных значениях радиусов a и высот L квантовых точек (б). L/a_{HgS} : 1 — 7, 2 — 8, 3 — 9.

Теперь уравнение Шредингера для взаимодействующих электрона и дырки в СЦКТ принимает вид

$$\left[\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=e,h} \frac{1}{m_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} \right) + \frac{e^2}{\varepsilon |\boldsymbol{\rho}_e - \boldsymbol{\rho}_h|} - E_{ex} \right] \times F(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h) = 0, \quad (32)$$

где $F(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)$ — волновая функция электронно-дырочной пары.

Задача о нахождении энергетического спектра и волновых функций „плоского“ экситона была решена Сугано и Шинодой в работе [12]. Решение уравнения (30) определяет закон дисперсии двумерного экситона

$$E_{ex}^l(|\mathbf{k}_{\parallel}|) = E_{ex}^L + \frac{\hbar^2 |\mathbf{k}_{\parallel}|^2}{2m_{ex}}. \quad (33)$$

Здесь $m_{ex} = m_e + m_h$ — эффективная масса экситона, энергия экситонного возбуждения E_{ex}^L в состояниях

$l = 0, 1, 2, \dots, \infty$ определяется выражением

$$E_{ex}^l = E_{gHgS} + E_{0e} + E_{0h} - \Delta E_{ex}^l, \quad (34)$$

где E_{0e}, E_{0h} — энергии дна электронной и дырочной зон соответственно, определенные в предыдущем параграфе (рис. 3),

$$\Delta E_{ex}^l = \frac{Me^4}{2\hbar^2\epsilon^2(l+1/2)^2} \quad (35)$$

— энергия связи двумерного экситона в состояниях $l = 0, 1, 2, \dots$,

$$M = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h} \quad (36)$$

— приведенная масса этого экситона в СЦКТ.

Конкретные расчеты эффективной массы (m_{ex}), энергии возбуждения (E_{ex}^0) и энергии связи экситона (ΔE_{ex}^0) в основном состоянии в зависимости от геометрических характеристик СЦКТ β -HgS в матрице β -CdS выполнялись на ЭВМ и приведены на рис. 2, c; 4, a, b.

Так как m_{ex} определяется суммой масс m_e и m_h , ее зависимость от a , b и L такая же и причины соответствующих изменений те же (рис. 2, c), что характерно для m_e, m_h .

Увеличение расстояния между КТ (b) при $a = \text{const}$ и $L = \text{const}$ всегда увеличивает энергию связи экситона ΔE_{ex}^0 (рис. 4, a), так как оно увеличивает „мощность“ потенциального барьера, что способствует сближению электрона и дырки между собой и большей локализации обеих квазичастиц в области КТ.

При фиксированных a и b увеличение высоты КТ (L) или увеличение радиуса КТ (a) при фиксированных b и L приводит к увеличению энергии связи и уменьшению энергии возбуждения экситона (рис. 4), что вполне понятно, так как увеличение объема КТ способствует локализации и сближению электрона и дырки, а также сдвигает электронную и дырочную минизоны в область меньших энергий.

В заключение заметим, что энергия возбуждения экситона Сугано–Шиноды в СЦКТ (рис. 4) может находиться достаточно глубоко в запрещенной зоне трехмерного β -CdS, и она очень чувствительна к изменению высоты КТ, что должно хорошо проявляться в эксперименте.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 01-07-90299, 01-07-90300 и программой Физика твердотельных наноструктур, гранты № 97-0003, 97-1035.

Список литературы

- [1] N. Mori, T. Ando. Phys. Rev. **B**, **40**, 6175 (1989).
- [2] G.Q. Hai, F.M. Peeters, J.T. Devreese. Phys. Rev. **B**, **48**, 4666 (1993).
- [3] X.F. Wang, X.L. Lei. Phys. Rev. **B**, **49**, 4780 (1994).
- [4] Н.В. Ткач. ФТТ, **39**, 1109 (1997).
- [5] Ch. Greus, R. Spiegel, P.A. Knipp, T.L. Reinecke, F. Faller, A. Forchel. Phys. Rev. **B**, **49**, 5753 (1994).
- [6] D. Schooss, A. Mews, A. Eychmuller, H. Weller. Phys. Rev. **B**, **49**, 17 072 (1994).

[7] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32**, 3 (1998).

[8] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).

[9] A.D. Andreev, E.P. O'Reilly, Proc. 3rd Int. Conf. Excitonic Processes in Condensed Matter, EXCON'98, 272 (1998).

[10] Н.А. Ефремов, С.И. Покутний. ФТТ, **27**, 48 (1985).

[11] В.Н. Головач, Г.Г. Зегря, А.М. Маханец, И.В. Пронишин, Н.В. Ткач. ФТП, **33**, 603 (1999).

[12] M. Shinada, S. Sugano. J. Phys. Soc. Japan, **21**, 1936 (1966).

Редактор Л.В. Беляков

Electrons, holes, and excitons in a two-dimensional surerlattice of culindrical quantum dots

N.V. Tkach, A.M. Makhanets, G.G. Zegrya*

Chernovtsy National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia