12

Эволюция спектральных параметров квазичастиц в открытой симметричной трехбарьерной резонансно-туннельной наноструктуре

© Н.В. Ткач, Ю.А. Сети

Черновицкий национальный университет им. Юрия Федьковича,
Черновцы, Украина

E-mail: ktf@chnu.edu.ua

(Поступила в Редакцию 4 марта 2010 г.
В окончательной редакции 20 мая 2010 г.)

В модели пространственно зависимых эффективных масс и прямоугольных потенциалов квазичастиц (электронов, дырок, экситонов) в симметричной трехбарьерной резонансно-туннельной наноструктуре, методами коэффициента похождения, S-матрицы и функции распределения вероятности выполнен теоретический расчет спектральных параметров (резонансных энергий и ширин) квазистационарных состояний.

На примере открытой трехбарьерной резонансно-туннельной структуры, состоящей из трех барьеров (GaAs) и двух ям ($In_{0.25}Ga_{0.75}As$), рассчитана и проанализирована эволюция спектральных параметров квазистационарных состояний квазичастиц в зависимости от изменения геометрических размеров наносистемы. В модели без подгоночных параметров в случае тяжелого экситона установлено удовлетворительное соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

1. Введение

Базовыми элементами различных наносенсоров, квантовых каскадных лазеров и других устройств, созданных и интенсивно исследуемых как экспериментально [1–5], так и теоретически [6–16], являются открытые резонансно-туннельные наноструктуры. В отличие от закрытых систем, в которых из-за мощных внешних потенциальных барьеров, квазичастицы локализованы только внутри системы и поэтому без учета их взаимодействия с диссипативными подсистемами (фононами, примесями и т. п.) характеризуются стационарным спектром, в открытых системах с „прозрачными“ (малые величины высот и толщин) внешними потенциальными барьерами квазичастицы могут уходить из наносистемы на бесконечно далекие расстояния. Из-за этого их спектр становится квазистационарным, т. е. характеризуется не только резонансными энергиями (РЭ), но и резонансными ширинами (РШ).

Как известно [7–14], физические свойства открытых наноструктур (в частности, проводимость) определяются свойствами спектральных параметров (резонансных энергий и ширин) квазистационарных состояний электронов, дырок, экситонов, взаимодействующих между собой и с различными полями квазичастиц, которые в свою очередь зависят от материальных параметров и геометрических размеров наносистемы.

В теоретических работах, чтобы уменьшить громоздкие расчеты, часто [6–12] использовалась δ-аппроксимация прямоугольных потенциальных барьеров, что хотя и давало качественно верные выводы, но, как выяснилось [14,17], из-за автоматического игнорирования в такой модели разницы эффективных масс в разных частях наносистемы приводило к завышенным (в десятки раз) значениям резонансных ширин квазистационарных состояний. Следовательно, такая модель не могла предполагать приемлемого количественного согласия с экспериментом.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы в более реалистической модели прямоугольных потенциальных ям и барьеров, а также разных эффективных масс квазичастиц в разных частях открытой трехбарьерной наносистемы выполнить аналитический расчет спектральных параметров (резонансных энергий и ширин) квазистационарных состояний электронов, дырок и экситонов тремя методами: коэффициента прозрачности D, S-матрицы и функции распределения вероятности нахождения квазичастицы в системе W. Числовой расчет и анализ эволюции спектральных параметров квазичастиц в зависимости от физических величин и геометрических размеров наносистемы выполнены на примере открытой симметричной трехбарьерной резонансно-туннельной структуры на основе трех барьеров (GaAs) и двух ям ($In_{0.25}Ga_{0.35}As$).

Выбор исследуемой наносистемы обусловлен тем, что нам, к сожалению, неизвестны экспериментальные работы, в которых бы изучались спектральные параметры квазичастицы в зависимости от геометрических размеров какой-либо открытой трехбарьерной наносистемы. Тем не менее известно, что в работе [18] выполнено детальное экспериментальное исследование эволюции экситонного спектра в зависимости от геометрических размеров потенциальных ям и внутреннего барьера двухъямной закрытой системы. Там же выполнен и теоретический расчет низкоэнергетической части спектра тяжелого экситона в модели постоянных по системе эффективных масс электрона и тяжелой дырки с использованием прямоугольных потенциальных энергий квазичастиц как подгоночных параметров.

В предложенной здесь теории квазичастиц в открытой трехбарьерной наносистеме показано, что уже при толщинах внешних барьеров порядка 5 nm энергетиче-

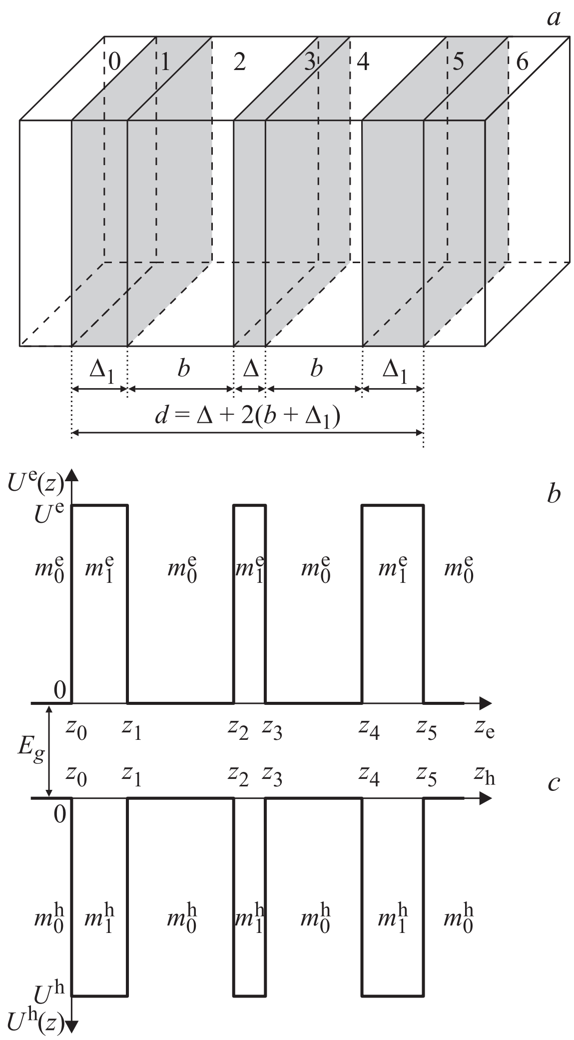

Рис. 1. Геометрическая схема открытой симметричной наносистемы (a) и энергетическая схема потенциальной энергии электрона (b) и дырки (c).

ский спектр тяжелого экситона практически совпадает (с точностью не хуже 2%) с экспериментальными результатами, полученными в работе [18] для закрытой наносистемы.

Итак, в декартовой системе координат рассматривается открытая симметричная трехбарьерная наносистема с геометрическими параметрами, приведенными на рис. 1. Учитывая, что постоянные решеток слоев ям и барьеров системы разнятся несущественно, для построения теории резонансных энергий и ширин квазистационарных состояний электрона (e), тяжелой (hh) и легкой (lh) дырок будем использовать модель эффективных масс и прямоугольных потенциалов.

Поскольку аналитическая часть теории для всех трех квазичастиц одинакова, чтобы не загромождать индексами формулы, в этой части мы опустим индексы (e, hh, lh) возле эффективных масс и потенциалов, а следовательно, и возле волновых функций и восстановим их там, где будут анализироваться результаты расчетов.

Аналитический расчет спектральных параметров (РЭ, РШ) квазистационарных состояний будем выполнять одновременно тремя методами: S-матрицы рассеяния, функции распределения вероятности и коэффициента прозрачности. Так как указанные методы базируются на решении стационарного уравнения Шредингера и различаются только на конечном этапе выбором коэффициентов при экспонентах, описывающих входящие и выходящие из наносистемы волны, это позволяет решать задачу компактно в общем виде, учитывая различие в коэффициентах лишь на последнем этапе.

2. Коэффициент прозрачности, S-матрица и функция распределения вероятности нахождения квазичастицы в трехбарьерной наносистеме

Будем полагать, что в декартовой системе координат с осью OZ, перпендикулярной плоскостям всех слоев наносистемы, эффективная масса и потенциальная энергия квазичастицы имеют вид

$$m(z) = \begin{cases} m_0, \\ m_1, \end{cases} \quad U(z) = \begin{cases} 0, & \text{regions } 0, 2, 4, 6, \\ U, & \text{regions } 1, 3, 5. \end{cases} \tag{1}$$

Решение стационарного уравнения Шредингера для квазичастицы в такой наносистеме

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{m(z)} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right) \right.$$
$$\left. + U(z) \right] \Psi(x, y, z) = E\Psi(x, y, z) \tag{2}$$

ищется в виде

$$\Psi(x, y, z) = \Psi(z)\Psi_{k_\parallel}(x, y) = \frac{1}{L}\Psi(z)e^{i\mathbf{k}_\parallel(x\mathbf{n}_x + y\mathbf{n}_y)}, \tag{3}$$

здесь $\mathbf{k}_\parallel$ — квазиимпульс, L — длина основной области в плоскости $X0Y$.

Для функции $\Psi(z)$ с учетом (2) и (3) получается уравнение

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} + U(z) + \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m(z)} \right) \Psi(z) = E\Psi(z). \tag{4}$$

Далее считая для определенности, что поток квазичастиц попадает на систему слева перпендикулярно ее слоям ($k_\parallel = 0$), искомую волновую функцию запишем в следующем компактном виде:

$$\Psi(z)=\Psi_0(z)\theta(-z)+\Psi_6(z)\theta(z-z_5)$$
$$+\sum_{p=1}^{5}\Psi_p(z)[\theta(z-z_{p-1})-\theta(z-z_p))]$$
$$=(A_0e^{ik_0z}+B_0e^{-ik_0z})\theta(-z)+(A_6e^{ik_0z}+B_6e^{-ik_0z})\theta(z-z_5)$$
$$+\sum_{p=1}^{5}(A_pe^{ik_p(z-z_{p-1})}+B_pe^{-ik_p(z-z_{p-1})})$$
$$\times\ [\theta(z-z_{p-1})-\theta(z-z_p)], \tag{5}$$

где

$$z_0=0,\quad z_1=\Delta_1,\quad z_2=b+\Delta_1,\quad z_3=b+\Delta_1+\Delta,$$
$$z_4=2b+\Delta_1+\Delta,\quad z_5=2(b+\Delta_1)+\Delta, \tag{6}$$
$$k_0=k_2=k_4=k_6=k_\perp=\hbar^{-1}\sqrt{2m_0E},$$
$$k_1=k_3=k_5=-\hbar^{-1}\sqrt{2m_0(E-U)}. \tag{7}$$

Условия непрерывности волновых функций и потоков плотности вероятности на границах слоев структуры

$$\Psi_i(z_i)=\Psi_{i+1}(z_i),$$
$$\frac{1}{m_{0(1)}}\frac{d\Psi_i(z)}{dz}\Big|_{z=z_i}=\frac{1}{m_{1(0)}}\frac{d\Psi_{l\pm1}(z)}{dz}\Big|_{z=z_i}\quad(i=0,\dots,5) \tag{8}$$

вместе с условием нормировки (при фиксированном значении $k=0$)

$$\int_{-\infty}^{\infty}\Psi^*_{k'_\perp}(z)\Psi_{k_\perp}(z)dz=\delta(k_\perp-k'_\perp) \tag{9}$$

однозначно определяют неизвестные коэффициенты A_i, $B_i(i=0,\dots,6)$ через трансфер-матрицу системы [19].

Для рассматриваемой трехберьерной резонансно-туннельной наноструктуры трансфер-матрица T определяется произведением

$$T=\prod_{p=0}^{5}\begin{pmatrix}t_{11}^{p,p+1} & t_{12}^{p,p+1}\\ t_{21}^{p,p+1} & t_{22}^{p,p+1}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}t_{11} & t_{12}\\ t_{21} & t_{22}\end{pmatrix}. \tag{10}$$

$$t_{fg}^{p,p+1}=\frac{1}{2}\left[1+(-1)^{f+g}\frac{m_pk_{p+1}}{m_{p+1}k_p}\right]$$
$$\times\exp\left(iz_p[(-1)^fk_p+(-1)^{g+1}k_{p+1}]\right)$$
$$(f,g=1,2;\ p=0,\dots,5). \tag{11}$$

Согласно квантово-механическому определению [20], с учетом того, что в D-подходе отсутствуют входящая справа в наносистему волна ($B_6^D=0$), для коэффициента прозрачности получаем выражение

$$D(k_\perp)=|A_6^D(k_\perp)|^2|A_0^D(k_\perp)|^{-2}=|t_{11}(k_\perp)|^{-2}, \tag{12}$$

содержащие лишь один элемент трансфер-матрицы.

Согласно методу S-матрицы, полагая в (5) $B_0^S/A_0^S=A_6^S/B_6^S=S$ и используя граничные условия (8), получаем квадратное уравнение, которое имеет два решения

$$S_\pm(k_\perp)=e^{-ik_\perp z_5}\frac{1+iZ_\pm(k_\perp)}{1-iZ_\pm(k_\perp)}. \tag{13}$$

где

$$Z_\pm(k_\perp)=\frac{\mathrm{Re}(t_{12})\left(\mathrm{Im}(t_{21})+\mathrm{Im}(t_{11}e^{-ik_\perp z_5})\right)}{|t_{12}|^2+\mathrm{Im}(t_{21})\mathrm{Im}\left(t_{11}e^{-k_\perp z_5}\right)\pm\mathrm{Re}(t_{12})\sqrt{|t_{12}|^2-\left(\mathrm{Im}(t_{11}e^{-ik_\perp z_5})\right)^2}} \tag{14}$$

— действительные функции аргумента $(k_\perp)$, определяемые всеми элементами трансфер-матрицы (10) при $B_0^{S\pm}/A_0^{S\pm}=A_6^{S\pm}/B_6^{S\pm}=S_\pm$.

Теперь необходимые в дальнейшем волновые функции квазичастицы во внешней области слева $(\Psi_0(z\le0))$ и справа $(\Psi_6(z\ge z_5))$ от наносистемы могут быть представлены в виде линейных комбинаций

$$\Psi_0(z\le0)=A(e^{ik_\perp z}+Se^{-ik_\perp z}),$$
$$\Psi_6(z\ge z_5)=B(Se^{ik_\perp z}+e^{-ik_\perp z}) \tag{15}$$

с соответствующими коэффициентами и S-матрицей рассеивания

$$A=A_0^++A_0^-,\quad B=B_6^++B_6^-;$$
$$S=A^{-1}(A_0^-S_-+A_0^+S_+)=B^{-1}(B_6^-S_-+B_6^+S_+). \tag{16}$$

Так как $E_\perp=\frac{\hbar^2k_\perp^2}{2m_0}=E-\frac{\hbar^2k_\parallel^2}{2m_0}$, при фиксированном значении $k_\parallel=0$, выполнив аналитическое продолжение S-матрицы в комплексную плоскость квазиимпульсов $k_\perp=k'_\perp-ik''_\perp$ (или энергий $E_\perp=E'_\perp-iE''_\perp$), получим уравнения

$$\mathrm{Re}\,(S(E_\perp))^{-1}=0,\quad \mathrm{Im}\,(S(E_\perp))^{-1}=0 \tag{17}$$

для определения РЭ и РШ квазистационарных состояний квазичастицы в наносистеме.

Волновая функция (5) позволяет выполнить расчет функции $W(k_\perp)$ вероятности нахождения квазичастицы внутри системы методом Людерса [21]. В результате получается точное выражение $(z_5=d)$

$$W(k_\perp)=\frac{1}{d}\int_0^d|\Psi_{k_\perp}(z)|^2dz=\frac{1}{d}\lim_{k_\perp\to k'_\perp}\frac{1}{k_\perp^2-k'^2_\perp}$$
$$\times\left[\Psi^*_{k_\perp}(z)\frac{d\Psi_{k'_\perp}(z)}{dz}-\Psi_{k'_\perp}(z)\frac{d\Psi^*_{k_\perp}(z)}{dz}\right]_{z_0}^{d}$$
$$=\frac{1}{\pi d}\left[\frac{\frac{dZ_+(k_\perp)}{dk_\perp}-\frac{Z_+(k_\perp)}{k_\perp}}{1+(Z_+(k_\perp)^2)}+\frac{\frac{dZ_-(k_\perp)}{dk_\perp}-\frac{Z_-(k_\perp)}{k_\perp}}{1+(Z_-(k_\perp))^2}\right]. \tag{18}$$

Дальнейший расчет и анализ спектральных параметров квазистационарных состояний электрона, легкой и тяжелой дырок будет выполняться D-, S- и W-методами на примере экспериментально исследованной в [18] закрытой наносистемы с тремя GaAs-барьерами и двумя $\mathrm{In_{0.25}Ga_{0.75}As}$-ямами в случае, когда $k_{\parallel} = 0$ и, следовательно, $k_{\perp} = k$, $E_{\perp} = E$.

3. Эволюция спектральных параметров квазистационарных состояний квазичастиц в открытой трехбарьерной резонансно-туннельной структуре

Расчет и анализ спектральных параметров (РЭ и РШ) квазистационарных состояний электрона (e), с тяжелой (hh) и легкой (lh) дырок в открытой симметричной трехбарьерной резонансно-туннельной структуре выполнялся на примере исследуемой экспериментально [18] двухъямной ($\mathrm{In_{0.25}Ga_{0.75}As}$) закрытой наносистемы с одним внутренним и двумя массивными внешними потенциальными барьерами (GaAs). Физические параметры таковы: $U^{\mathrm{e}} = U^{\mathrm{hh}} = U^{\mathrm{lh}} = 400\,\mathrm{meV}$, $E_g = 1240\,\mathrm{meV}$ — ширина запрещенной зоны полупроводника $\mathrm{In_{0.25}Ga_{0.75}As}$, $m_0^{\mathrm{e}} = 0.055m_{\mathrm{e}}$, $m_1^{\mathrm{e}} = 0.067m_{\mathrm{e}}$, $m_0^{\mathrm{hh}} = 0.478m_{\mathrm{e}}$, $m_1^{\mathrm{hh}} = 0.5m_{\mathrm{e}}$, $m_0^{\mathrm{lh}} = 0.068m_{\mathrm{e}}$, $m_1^{\mathrm{lh}} = 0.082m_{\mathrm{e}}$ (m_{e} — масса электрона в вакууме). Как уже отмечалось, предполагается, что энергия квазичастиц в плоскости, параллельной слоям системы, пренебрежимо мала ($k_{\parallel} = 0$).

Эволюция спектральных параметров квазистационарных состояний в зависимости от геометрических размеров ям ($\mathrm{In_{25}Ga_{0.75}As}$) и барьеров (GaAs) наносистемы изучалась тремя методами. Свойства электронных и дырочных состояний оказались качественно одинаковыми, поэтому функции $W(E)$, $D(E)$, а также соответствующие спектральные параметры (РЭ и РШ) проиллюстрированы на примере электрона (рис. 2).

На рис. 2, *a, b* показана эволюция первой пары пиков функций $W(E)$, $D(E)$ в зависимости от изменения толщины внутреннего барьера Δ при фиксированных размерах ям ($b = 9\,\mathrm{nm}$) и внешних барьеров ($\Delta_1 = 2\,\mathrm{nm}$). Согласно принятой терминологии [7–12], пикам на кривых $W(E)$ и $D(E)$ соответствуют резонансные квазистационарные состояния, или просто резонансы. Так как система содержит две потенциальные ямы, с увеличением Δ резонансы эволюционируют (сближаются) попарно, начиная с двух нижних, до таких критических значений толщины внутреннего барьера (Δ_{cn}^W, Δ_{cn}^D), при которых каждая пара пиков образует один (т. е. происходит коллапс). Поэтому, чтобы адекватно описать эволюцию всех состояний с увеличением толщины внутреннего барьера Δ в достаточно широком интервале, необходимо ввести понятие n-го парного комплекса состояний, который в интервале $0 \le \Delta \le \Delta_{cn}$ содержит два резонансных пика в шкале энергий (nl — нижний (lower), nu — верхний (upper)), а в интервале $\Delta > \Delta_{cn}$ (после коллапса) — лишь один n-й пик. Поскольку каждой n-й паре состояний в интервале $0 \le \Delta \le \Delta_{cn}$ соответствует пара пиков, они характеризуются двумя резонансными энергиями (E_{nl}, E_{nu}) и ширинами (Γ_{nl}, Γ_{nu}), а в интервале $\Delta > \Delta_{cn}$ — одной резонансной энергией (E_n) и одной шириной (Γ_n). Резонансные энергии любого квазистационарного состояния определяются положениями максимумов функций $D(E)$ или $W(E)$ в шкале энергий, а резонансные ширины — ширинами соответствующих пиков функций $D(E)$ или $W(E)$ на половине их высоты.

На рис. 2, *c, d* приведены зависимости РЭ и РШ первых двух пар состояний от толщины внутреннего барьера Δ при $b = 9\,\mathrm{nm}$, $\Delta_1 = 2\,\mathrm{nm}$, рассчитанные D-, W- и S-методами. Из рисунков видно, что с увеличением Δ РЭ и РШ в каждой паре состояний сближаются между собой, при этом видно, что методы D и W показывают существование коллапса, т. е. полного совпадения РЭ $E_{nl}^{D,W} = E_{nu}^{D,W} = E_n^{D,W}$ и РШ $\Gamma_{nl}^{D,W} = \Gamma_{nu}^{D,W} = \Gamma_n^{D,W}$ при Δ_{cn}^D и Δ_{cn}^W соответственно, причем $\Delta_{cn}^D \le \Delta_{cn}^W$. При этом, хотя спектральные параметры, рассчитанные методом S-матрицы, не коллапсируют ни при каких значениях толщины Δ, в интервале толщин, превышающих Δ_{cn}^W, с увеличением Δ они быстро (асимптотически) сближаются со значениями РЭ и РШ, рассчитанными W-методом.

На рис. 3 приведены зависимости РЭ и РШ первых двух пар квазистационарных состояний электрона e и тяжелой дырки hh от толщины Δ_1 внешних барьеров системы, рассчитанные при типичных экспериментальных [18] значениях размеров внутреннего барьера $\Delta = 5\,\mathrm{nm}$ и ям $b = 9\,\mathrm{nm}$. Так как эффективные массы легкой дырки (в разных частях наносистемы) очень близки к эффективным массам электрона в соответствующих частях системы, эволюция спектральных параметров обеих квазичастиц практически одинакова. Чтобы не загромождать рисунок, на нем приведены результаты расчета только D-методом, так как S- и W-методы дают очень близкие результаты (что видно из рис. 2, *c, d*). На рис. 3 также приведены необходимые для дальнейшего анализа зависимости от Δ_1 максимальных значений коэффициента прозрачности D_n и параметра асимметрии

$$\eta_n = \left| \frac{W_n^{(1)} - W_n^{(2)}}{W_n^{(1)} + W_n^{(2)}} \right|,$$

$$W_n^{(1,2)} = \frac{1}{b} \int\limits_{(z_1,z_3)}^{(z_2,z_4)} |\Psi_n^{(1,2)}(z)|^2 dz,$$

который характеризует относительную разницу вероятностей нахождения квазичастицы в левой (1) и правой (2) потенциальных ямах системы.

При малых размерах внешних барьеров ($\Delta_1 \le \Delta/2$) значения РЭ E_n тех состояний, которые находятся близко ко дну потенциальных ям (в нашем случае это $n = 1$ электрона и легкой дырки, а также $n = 1, 2$ тяжелой

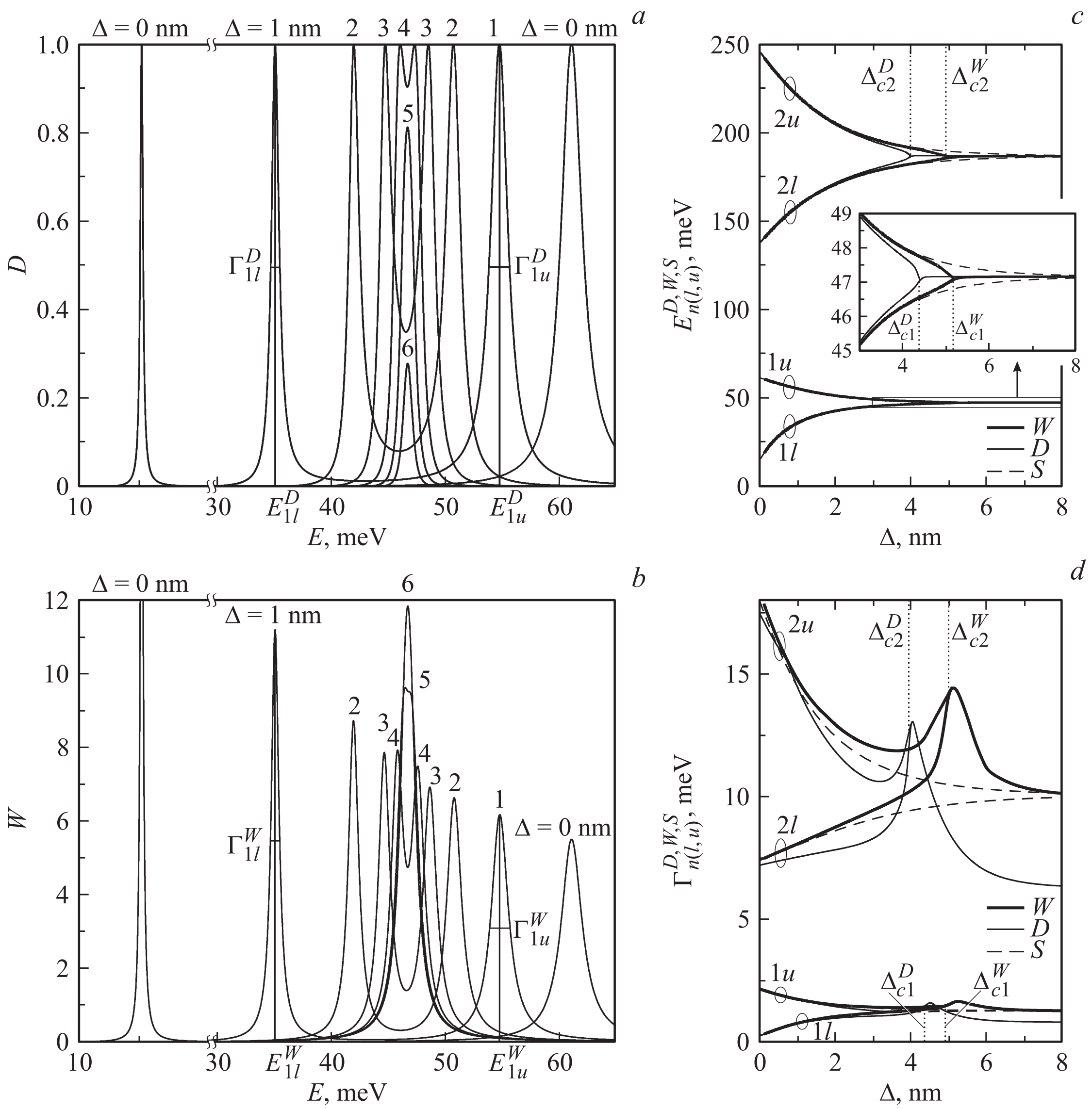

Рис. 2. Зависимость коэффициента прозрачности D (a), функции распределения W (b), резонансных энергий $E_{n(l,u)}^{D,W,S}$ (c) и ширин $\Gamma_{n(l,u)}^{D,W,S}$ (d) от толщины внутреннего барьера Δ наносистемы при $b = 9\,\text{nm}$, $\Delta_1 = 2\,\text{nm}$. На вставке приведена зависимость $E_{n(l,u)}^{D,W,S}$ (Δ) в увеличенном виде.

дырки), с увеличением Δ_1 увеличиваются, а тех ($n = 2$ электрона и легкой дырки), которые достаточно далеки от дна ям, — уменьшаются. В точках коллапса $\Delta_{cn}^{D,W}$ резонансные энергии $E_n^{D,W}$ всех состояний расщепляются на пары ($E_{nl}^{D,W}$, $E_{nu}^{D,W}$), которые с дальнейшим увеличением толщины Δ_1 быстро выходят на насыщение и асимптотически стремятся к значениям, соответствующим закрытой (с массивными внешними барьерами) системы.

Резонансные ширины $\Gamma_n^{D,W}$ всех квазичастиц во всех состояниях с увеличением Δ_1 только уменьшаются, в точках коллапса $\Delta_{cn}^{D,W}$ они расщепляются на пары ($\Gamma_{nl}^{D,W}$, $\Gamma_{nu}^{D,W}$) и при дальнейшем увеличении Δ_1 с близкими между собой величинами экспоненциально стремятся к нулю, как и должно быть в закрытой системе.

Из рис. 2, 3 хорошо видно, что физической причиной коллапса спектральных параметров (с увеличением Δ при фиксированной величине Δ_1) или их расщепления (с увеличением Δ_1 при фиксированной величине Δ) является, как уже отмечалось в работах [6,17], своеобразный аналог фазового перехода второго рода по параметру асимметрии η. Действительно, трехбарьерную систему можно рассматривать как две одинаковые двухбарьерные, плотно соединенные между собой одинаковыми внутренними барьерами толщиной $\Delta/2$, с внешними барьерами толщиной Δ_1. Если квазичастица движется слева на систему, попадает в яму (1), то при $\Delta_1 \ll \Delta/2$ ей легче отразиться от толстого ($\Delta/2$) правого барьера первой двухбарьерной системы и затем выйти наружу, пройдя сквозь ее тонкий левый внешний

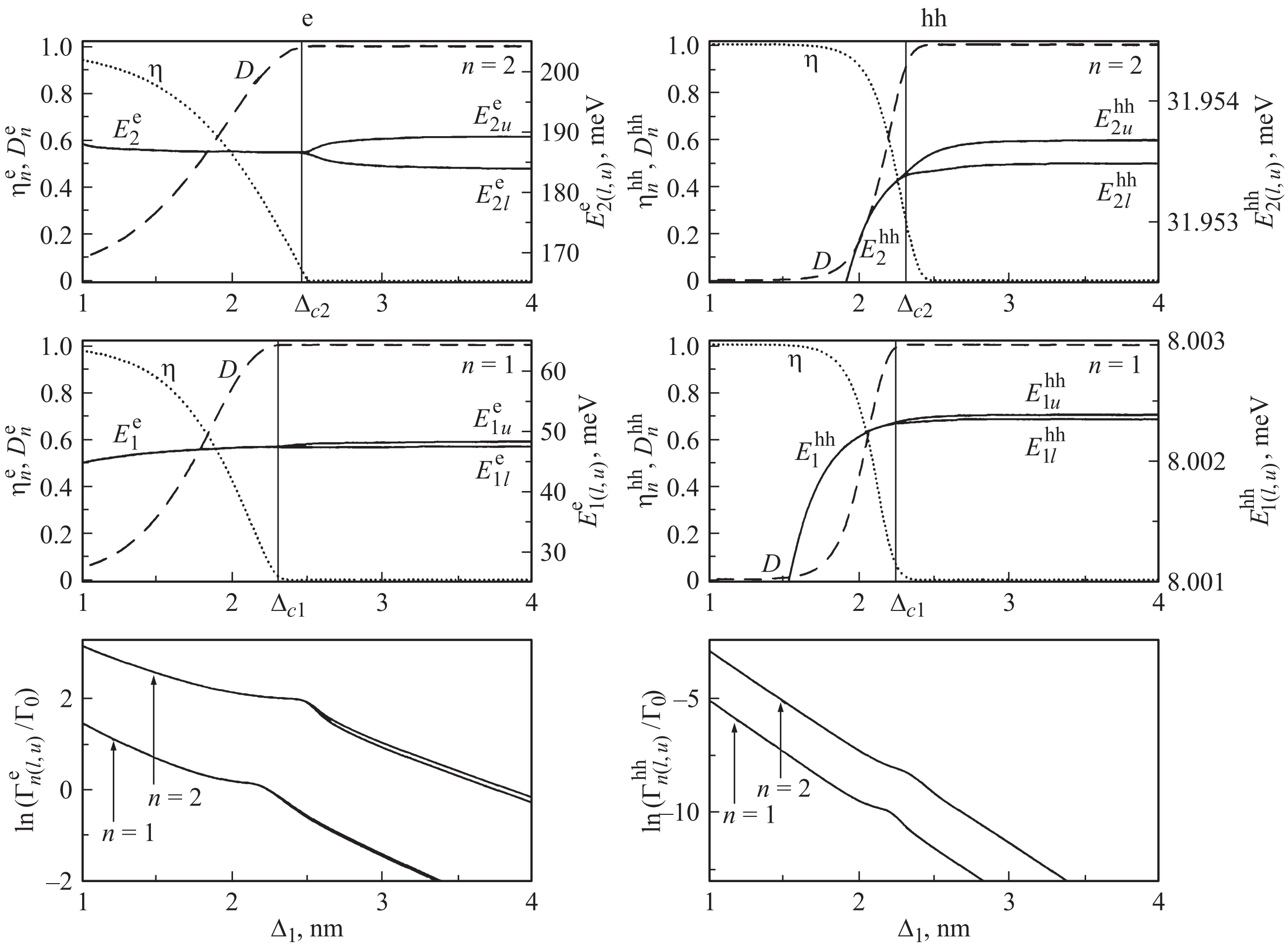

Рис. 3. Зависимости низкоэнергетических резонансных энергий и ширин электрона e и тяжелой дырки hh, максимальных значений коэффициента прозрачности D_n и коэффициента асимметрии η_n, от толщины внешнего барьера Δ_1 наносистемы при $b = 9\,\text{nm}$, $\Delta = 5\,\text{nm}$, $\Gamma_0 = 1\,\text{meV}$.

барьер, чем туннельно пройти сквозь еще один толстый $(\Delta/2)$ левый барьер второй двухбарьерной системы и лишь затем пройти сквозь ее тонкий (Δ_1) внешний правый барьер, выйдя справа из системы. Лишь поэтому коэффициент прозрачности всей системы оказывается малым $(D_n \ll 1)$, а так как $W_n^{(1)} \gg W_n^{(2)}$, то $\eta_n \approx 1$.

С увеличением Δ_1 до величины порядка $\Delta/2$ вероятность $W_n^{(1)}$ уменьшается, а $W_n^{(2)}$ — увеличивается, поэтому коэффициент D_n увеличивается, а η_n уменьшается. Если величина $\Delta_1 \approx \Delta/2$, то система уже туннельно-прозрачная, вероятности $W_n^{(1)}$ и $W_n^{(2)}$ выравниваются между собой, поэтому $\eta_n \to 0$, а $D_n \to 1$. С дальнейшим увеличением Δ_1 открытая система превращается в закрытую (с массивными внешними барьерами).

Развитая теория спектральных параметров квазистационарных состояний электронов и дырок в открытой наносистеме позволяет изучать квазистационарные состояния экситонов без учета взаимодействия электронов и дырок между собой и с другими квазичастицами (в частности, с фононами). Поскольку коллапс спектральных параметров электронов и дырок происходит практически при одной и той же толщине внутреннего барьера Δ_c, в указанном приближении спектральные параметры экситона можно представить в виде

$$E_{n_h}^{n_e}(\Delta \le \Delta_c) = E_g + E_{n_e} + E_{n_h},$$

$$E_{n_h(l,u)}^{n_e(l,u)}(\Delta > \Delta_c) = E_g + E_{n_e(l,u)} + E_{n_h(l,u)},$$

$$\Gamma_{n_h}^{n_e}(\Delta \le \Delta_c) = \Gamma_{n_e} + \Gamma_{n_h},$$

$$\Gamma_{n_h(l,u)}^{n_e(l,u)}(\Delta > \Delta_c) = \Gamma_{n_e(l,u)} + \Gamma_{n_h(l,u)}.$$

На рис. 4, *a* показана эволюция полос энергий тяжелого (h) и легкого (l) экситонов при фиксированных размерах ям $(b = 5\,\text{nm})$ и внутреннего барьера $(\Delta = 5\,\text{nm})$ системы. Из рис. 4, *a* видно, что качественно картина эволюции энергетических полос тяжелого и легкого экситонов одинаковая: при увеличении Δ_1 до Δ_c полосы сужаются, в окрестности точки коллапса (Δ_c) они расщепляются на пару полос, которые с дальнейшим увеличением Δ_1 продолжают сужаться, постепенно вырождаясь в энергетические уровни соответствующей закрытой наноструктуры. Из-за того что эффективные

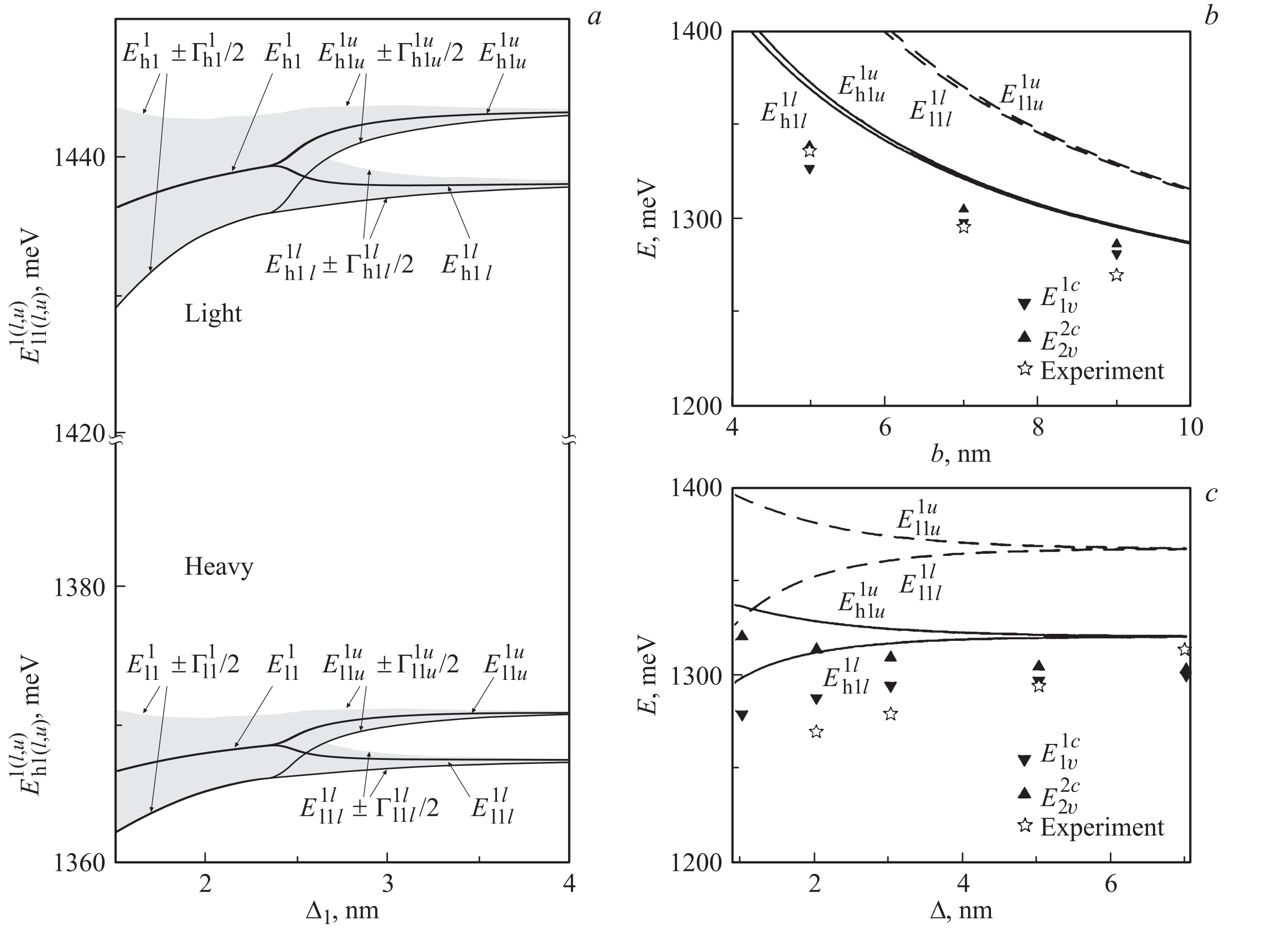

Рис. 4. Зависимости энергетических полос тяжелого и легкого экситонов от толщины внешнего барьера Δ_1 при $b = 5$ nm, $\Delta = 5$ nm (a), а также теоретические (E^{1c}_{1v}, E^{2c}_{2v}) и экспериментальные [18] зависимости резонансных энергий экситонов от ширины ямы при $\Delta_1 = \Delta = 5$ nm (b) и от толщины внутреннего барьера при $\Delta_1 = 20$ nm, $b = 7$ nm (c).

массы тяжелой дырки (в изучаемой системе) в 7 раз больше, чем легкой, энергетические полосы тяжелого экситона более узкие и расположены в шкале энергий приблизительно на 70 meV ниже, чем полосы легкого экситона.

Так как нам, к сожалению, неизвестны экспериментальные работы, в которых бы изучалась эволюция спектральных параметров экситонов в зависимости от геометрических размеров открытых наносистем, мы выполнили расчет этих параметров на примере открытой трехбарьерной системы с достаточно большими размерами внешних потенциальных барьеров, при которых эта система очень близка к закрытой, экспериментально исследованной в работе [18] наносистеме. Сравнение предложенной здесь теории эволюции спектральных параметров экситона с результатами работы [18] целесообразно и в том отношении, что в цитируемой работе также выполнен теоретический расчет спектральных параметров тяжелого экситона, но в модели постоянных по всему пространству закрытой системы эффективных масс электрона и дырки с подгоночными под эксперимент (как отмечали сами авторы [18]) потенциальными ямам электрона ($U^{\mathrm{e}} = 170$ meV) и тяжелой дырки ($U^{\mathrm{hh}} = 80$ meV). К сожалению, ни расчет, ни экспериментальные измерения спектра легкого экситона в цитируемой работе не приведены.

На рис. 4, b, c представлены рассчитанные зависимости наиболее низких ($n_{\mathrm{e}} = n_{\mathrm{h}} = 1$) резонансных энергий тяжелых ($E^{1l}_{\mathrm{h}1l}$, $E^{1u}_{\mathrm{h}1u}$) и легких (E^{1l}_{l1l}, E^{1u}_{l1u}) экситонов при фиксированных значениях размеров барьеров ($\Delta_1 = \Delta = 5$ nm) в зависимости от ширины ямы b (рис. 4, b) и при фиксированных значениях $\Delta_1 = 20$ nm, $b = 7$ nm от ширины внутреннего барьера Δ (рис. 4, c). Там же для сравнения приведены экспериментальные и теоретические (E^{1c}_{1v}, E^{2c}_{2v}) результаты, полученные в работе [18] для тяжелого экситона. При выбранных геометрических размерах открытой системы максимальные отклонения от соответствующих величин, рассчитанных в закрытой системе, не превышают 0.02 meV по энергии и 0.05 meV по ширине.

Из рис. 4, b, c видно, что теоретические и экспериментальные зависимости величин спектральных параметров тяжелых экситонов от геометрических размеров ям и барьеров наносистемы не только качественно, но и количественно довольно удовлетворительно (меньше 2%) согласуются. Несколько лучшее согласие теории и эксперимента, полученное для тяжелого экситона в работе [18], связано с тем, что в отличие от предложенной здесь модели без подгоночных параметров в цитируемой работе подгонялись теоретические значения величины энергий потенциальных ям электрона и тяжелой дырки. Однако необходимо заметить, что, как показывают прикидочные оценки низкоэнергетического сдвига экситонных энергий за счет электрон-дырочного (в модели Ванье–Мотта) и экситон-фононного (во фрелиховской модели диэлектрического континуума) взаимодействий, полный сдвиг энергии может достигать 15–20 meV, вследствие чего разница между экспериментальными и теоретическими значениями может уменьшаться до одного процента.

4. Заключение

Развитая в работе теория эволюции спектральных параметров квазичастиц (электронов, дырок, экситонов) в зависимости от геометрических размеров открытой симметричной трехбарьерной наносистемы (на основе модели прямоугольных потенциальных ям и барьеров, а также разных эффективных масс квазичастиц в различных ее слоях без каких-либо подгоночных параметров) удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Можно полагать, что при последовательном учете в теории взаимодействия квазичастиц между собой, с фононами и с электромагнитным полем эта же модель будет достаточно адекватно описывать проводимость открытых резонансно-туннельных наносистем, которые являются базовыми элементами как наносенсоров (в случае положительной проводимости), так и квантовых каскадных лазеров (в случае отрицательной проводимости).

Теорию электрон-фононного взаимодействия и экситонных состояний с учетом электрон-дырочного взаимодействия в открытых наносистемах, предполагается разработать в следующих работах.

Список литературы

[1] C. Gmachl, F. Capasso. E.E. Narimanov, J.U. Nöckel, A.D. Stone, J. Faist, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Science **280**, 1556 (1998).
[2] S. Blaser, M. Rochat, M. Beck, J. Faist. Phys. Rev. B **61**, 8369 (2000).
[3] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Rep. Prog. Phys. **64**, 1533 (2001).
[4] A. Orihashi, B. Suzuki, C. Asada. Appl. Phys. Lett. **87**, 233 501 (2005).
[5] S. Haas, T. Stroucken, M. Hübner, J. Kuhe, B. Grote, A. Knorr, F. Jahnke, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. Phys. Rev. B **57**, 14 860 (1998).
[6] А.А. Горбацевич, М.Н. Журавлев, В.В. Капаев. ЖЭТФ **134**, 338 (2008).
[7] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ **127**, 131 (2005).
[8] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев. ФТП **42**, 586 (2008).
[9] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, М.А. Ремнев. ФТП **43**, 269 (2009).
[10] А.Б. Пашковский. Письма в ЖЭТФ **82**, 228 (2005).
[11] Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. Письма в ЖТФ **32**, *5*, 13 (2006).
[12] А.Б. Пашковский. Письма в ЖЭТФ **89**, 32 (2009).
[13] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФТТ **51**, 979 (2009).
[14] M. Tkach, Ju. Seti, O. Voitsekhivska, R. Fartushynsky. AIP Conf. Proc, **1198**, 174 (2009).
[15] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФТП **40**, 1111 (2006).
[16] M. Tkach, Ju. Seti. Cond. Matter. Phys. **10**, 23 (2007).
[17] Н.В. Ткач, Б.А. Сети. ФНТ **35**, 710 (2009).
[18] Л.К. Орлов, Н.Л. Ивина, Ю.А. Романов, Р.А. Рубцова. ФТТ **42**, 537 (2000).
[19] G.H. Davies. The physics of low-dimensional semiconductor. Cambridge University Press, Cambridge (1998).
[20] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Физматлит, М. (2002).
[21] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Наука, М. (1971).