

ТОНКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

С. В. Гупалов, Е. Л. Ивченко*, А. В. Кавокин

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

Поступила в редакцию 23 июня 1997 г.

Построена теория дальнедействующего обменного и запаздывающего взаимодействия между электроном и дыркой в квантовой яме. Развита метод, позволяющий рассчитывать основное и возбужденные состояния экситона, локализованного как целое на флуктуации ширины квантовой ямы в форме прямоугольного островка. Показано, что учет исследованных механизмов электрон-дырочного взаимодействия приводит к расщеплению радиационного дублета экситона на две компоненты, поляризованные вдоль сторон прямоугольника. Проанализированы зависимости величины и знака этого расщепления от линейных размеров островка и номера уровня локализованного экситона.

1. ВВЕДЕНИЕ

В идеальной полупроводниковой гетероструктуре с квантовой ямой движение носителей заряда, электронов или дырок, квантовано в направлении роста структуры и свободно в плоскости интерфейсов. В реальных структурах, выращенных даже наиболее совершенным методом молекулярно-пучковой эпитаксии, гетерограница не является идеально плоской и в лучшем случае представляет собой поверхность, участки которой лежат в двух соседних плоскостях, разделенных мономолекулярным слоем. Топология этой поверхности зависит от материалов гетеропары и технологических условий, в частности от температуры и длительности остановок роста. При отсутствии межинтерфейсной корреляции ширина ямы флуктуирует, принимая одно из трех значений. В результате квазидвумерный носитель находится во флуктуационном потенциале, амплитуда которого определяется разностью энергий размерного квантования в двух идеальных ямах с ширинами, различающимися на один или два монослоя. В этом потенциале формируется хвост локализованных экситонных состояний, ответственных за низкотемпературную фотолуминесценцию нелегированных структур с квантовыми ямами [1–3]. В известных нам работах локализованные экситоны рассчитывались для аксиально-симметричного гауссова потенциала [4] или в модели круглого островка [5]. В структурах типа GaAs/AlGaAs(001) состояние такого локализованного экситона, оптически активное в плоскости интерфейса, двукратно вырождено. Ясно, что аксиальная симметрия локализуемого потенциала является исключением и, как правило, он анизотропен в плоскости интерфейса. Понижение симметрии должно приводить к снятию вырождения радиационного дублета и влиять на поляризацию фотолуминесценции в условиях оптической ориентации экситонов.

* E-mail: ivchenko@coherent.ioffe.rssi.ru

В настоящей работе построена теория экситонов, локализованных на анизотропных островках монослойной флуктуации ширины квантовой ямы. Предполагается, что линейные размеры островка превышают боровский радиус квазидвумерного экситона. Показано, что в этом случае расщепление дублета, обусловленное дальнедействующим обменным взаимодействием электрона и дырки в экситоне, составляет несколько десятков микроэлектронвольт при различии сторон прямоугольного островка в полтора-два раза. Такое расщепление значительно превышает естественную ширину линии излучения локализованного экситона \hbar/τ , так как типичное значение его времени жизни имеет порядок 10^{-9} с. Недавно Гаммон с соавт. [6] исследовали спектр фотолюминесценции локализованного экситона из отдельного островка в квантовой яме GaAs/AlGaAs(001) в режиме ближнего поля (optical near-field regime) и обнаружили расщепление дублета $e1-hh1(1s)$ на две компоненты, поляризованные вдоль осей $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$. В спектре возбуждения фотолюминесценции те же авторы наблюдали возбужденные состояния экситона, локализованного на островке как единое целое. Для основного и четырех возбужденных состояний расщепление $\Delta = E_{1\bar{1}0} - E_{110}$ между подуровнями, поляризованными вдоль направлений $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[110]$, оказалось равным соответственно $-25, +41, +45, -22$ и -47 мэВ. Поэтому представляло интерес выяснить, можно ли подобрать размеры прямоугольного островка так, чтобы воспроизвести указанную последовательность знаков расщепления Δ . Предварительные результаты данной работы представлены в [7].

2. ОБМЕННЫЙ И ЗАПАЗДЫВАЮЩИЙ МЕХАНИЗМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА И ДЫРКИ

Последовательная теория электрон-дырочного обменного взаимодействия в полупроводниках развита Пикусом и Биром [8, 9]. В приближении эффективной массы оператор кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в полупроводниковом кристалле включает три вклада, описывающих соответственно прямое, или внутризонное, кулоновское взаимодействие (U_C) и обменное взаимодействие, дальнедействующее ($U_{exch}^{(long)}$) и короткодействующее ($U_{exch}^{(short)}$). Введем двухчастичные возбужденные состояния кристалла $|m, \mathbf{k}_e; n, \mathbf{k}_h\rangle$, где $\mathbf{k}_{e,h}$ — волновой вектор электрона или дырки, индексы m и n нумеруют вырожденные состояния электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне при $k_{e,h} = 0$ (для определенности рассматривается прямозонный полупроводник кубической симметрии с экстремумом в Γ -точке). Тогда матричные элементы операторов U_C и $U_{exch}^{(long)}$ между этими состояниями можно привести к виду

$$\langle m', \mathbf{k}'_e; n', \mathbf{k}'_h | U_C | m, \mathbf{k}_e; n, \mathbf{k}_h \rangle = -\frac{1}{V} \frac{4\pi e^2}{\kappa_0 |\mathbf{k}_e - \mathbf{k}'_e|^2} \delta_{m'm} \delta_{n'n} \delta_{\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h, \mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h}, \quad (1)$$

$$\langle m', \mathbf{k}'_e; n', \mathbf{k}'_h | U_{exch}^{(long)} | m, \mathbf{k}_e; n, \mathbf{k}_h \rangle = \frac{1}{V} \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{\kappa_b m_0^2 E_g^2} \frac{(\mathbf{Kp}_{m'\bar{n}'}) (\mathbf{Kp}_{m\bar{n}})^*}{K^2} \delta_{\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h, \mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{K} — суммарный волновой вектор, $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h = \mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h$, m_0 — масса свободного электрона, E_g — ширина запрещенной зоны, $\mathbf{p}_{m\bar{n}}$ — матричный элемент оператора импульса, рассчитанный между электронными блоховскими функциями $|m, \mathbf{k}=0\rangle$ и $|\bar{n}, \mathbf{k}=0\rangle$ (дырочное состояние n, \mathbf{k} и электронное состояние $\bar{n}, -\mathbf{k}$ связаны между собой операцией инверсии времени), κ_0 и κ_b — диэлектрические проницаемости, низкочастотная и высокочастотная (на частоте электронно-дырочного возбуждения), e — заряд электрона,

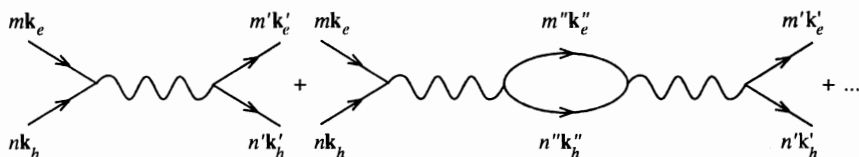


Рис. 1

V — объем кристалла. Взаимодействие (2) описывается последовательностью диаграмм рис. 1, где парной линии сопоставляется функция Грина электронно-дырочного возбуждения, а волнистой линии — фурье-компонента незранированного кулоновского потенциала $4\pi e^2/V|\mathbf{k}_e - \mathbf{k}_h|^2$. Таким образом, это взаимодействие можно интерпретировать как результат виртуальной рекомбинации и генерации электронно-дырочной пары, а его уменьшение в κ_b раз возникает при учете в диаграммах цепочки виртуальных электронно-дырочных возбуждений, индуцированных кулоновским потенциалом. Формулу (2) можно получить еще одним способом: рассчитать макроскопическое электрическое поле, порождаемое электронно-дырочной парой, и учесть самосогласованное влияние этого поля на энергию пары.

Вклад в короткодействующее взаимодействие вносят фурье-компоненты кулоновского потенциала с волновыми векторами $\mathbf{b} + \mathbf{k}'_e - \mathbf{k}_e$, где \mathbf{b} — отличные от нуля векторы обратной решетки. При достаточно малых значениях k_e и k_h , удовлетворяющих критерию применимости метода эффективной массы, оператор $U_{exch}^{(short)}$ имеет характер контактного взаимодействия и его можно представить в виде $\Delta_{m'n',mn} a_0^3 \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)$, где a_0 — постоянная решетки и множитель a_0^3 выделен, чтобы коэффициенты $\Delta_{m'n',mn}$ имели размерность энергии. Зависимость этих коэффициентов от зонных индексов находится из соображений симметрии, а их абсолютные значения — из сравнения теории с экспериментом по изучению тонкой структуры экситонных уровней (см., например, [10–12]). Число линейно независимых коэффициентов совпадает с числом неприводимых представлений, содержащихся в прямом произведении $\Gamma_c \times \Gamma_v$, по которым преобразуются электронные состояния на дне зоны проводимости и в вершине валентной зоны. Для иллюстрации рассмотрим пару зон Γ_6 и Γ_7 в полупроводниках типа GaAs: $\Gamma_6 \times \Gamma_7 = \Gamma_2 + \Gamma_5$. Удобно перейти к базису электронно-дырочных возбуждений, в котором три состояния $|\nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h\rangle$ ($\nu = x, y, z$) оптически активны в поляризации $\mathbf{e} \parallel \nu$, а оптический переход в четвертое состояние $|\Gamma_2, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h\rangle$ запрещен. Обменное взаимодействие (2) затрагивает только состояния $|\nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h\rangle$ и имеет в новом базисе вид

$$\langle \nu', \mathbf{k}'_e, \mathbf{k}'_h | U_{exch}^{(long)} | \nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h \rangle = \frac{4\pi}{\kappa_b V} \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \frac{K_{\nu'} K_{\nu}}{K^2} \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}, \quad (3)$$

где p_0 — межзонный матричный элемент оператора импульса при оптическом переходе в состоянии $|\nu\rangle$.

Мы обобщили теорию Пикуса и Бира [8] с учетом запаздывающего взаимодействия, возникающего в результате последовательного излучения и поглощения электронно-дырочной парой поперечного фотона и описываемого диаграммой рис. 2. Здесь штриховой линии сопоставляется фотонная функция Грина в среде с диэлектрической прони-

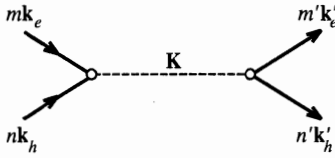


Рис. 2

цаемостью κ_b , а вершине — множитель $-i/\hbar$, а также матричный элемент электрон-фотонного взаимодействия

$$-\frac{e}{m_0} \left(\frac{2\pi\hbar}{V\omega_K\kappa_b} \right)^{1/2} \mathbf{e} p_{m\bar{n}}$$

при поглощении фотона или комплексно-сопряженное выражение при испускании фотона, где частота фотона $\omega_K = (c/\sqrt{\kappa_b})K$, \mathbf{e} — вектор его поляризации. В результате для матричных элементов запаздывающего взаимодействия получаем

$$\Sigma_{el-phot}(\nu', \mathbf{k}'_e, \mathbf{k}'_h; \nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h; \omega) = -\frac{4\pi}{\kappa_b V} \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \left(\delta_{\nu\nu'} - \frac{K_\nu K_{\nu'}}{K^2} \right) \frac{k^2}{K^2 - k^2 - i0} \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}, \quad (4)$$

где $k = \sqrt{\kappa_b}(\omega/c)$, ω — частота возбуждения электронно-дырочной пары, или, на строгом диаграммном языке, аргумент собственно-энергетической функции, возникающей при расчете функции Грина электронно-дырочной пары, в общем множителе произведение $\omega\omega_K$ заменено на $(E_g/\hbar)^2$. Вещественная и мнимая части $\Sigma_{el-phot}$ определяют соответственно перенормировку энергии и затухание парного возбуждения, обусловленное испусканием фотона. При выводе (4) учтено, что матрица $e_{1,\nu'}e_{1,\nu} + e_{2,\nu'}e_{2,\nu}$, где $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2 \perp \mathbf{K}$, есть оператор проектирования на плоскость перпендикулярную вектору \mathbf{K} .

Экситон, рассчитываемый при учете только главного взаимодействия (1), называется механическим [13]. Кулоновский экситон находится в пренебрежении запаздыванием; согласно (3), расщепление между продольным и поперечными состояниями $1s$ -экситона связано с микроскопическим параметром p_0 соотношением

$$\hbar\omega_{LT} = \frac{4}{\kappa_b a_B^3} \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2, \quad (5)$$

где a_B — экситонный боровский радиус. Наконец, учет запаздывающего взаимодействия приводит к поперечным экситонным поляритонам. При $K \sim k$ расщепление поляритонных ветвей существенно превышает продольно-поперечное расщепление $\hbar\omega_{LT}$, и лишь при $K \gg k$ поляритонным эффектом можно пренебречь по сравнению с действующим обменным взаимодействием.

3. ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Рассмотрим электрон-дырочные возбуждения в полупроводниковой квантовой яме, в которой одночастичные состояния характеризуются номером подзоны размерного квантования, двумерным волновым вектором $\mathbf{k}^{\parallel} = (k_x, k_y)$ и спиновыми индексами m, n , пробегающими по два значения. В квантовых ямах, выращенных на основе полупроводников типа GaAs, $m = \pm 1/2$ для электрона и $n = \pm 3/2$ для тяжелой дырки

или $n = \pm 1/2$ для легкой дырки. В пренебрежении межподзонным смешиванием огибающая двухчастичной волновой функции имеет вид

$$\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = S^{-1} \exp [i(\mathbf{k}_e^{\parallel} \rho_e + \mathbf{k}_h^{\parallel} \rho_h)] \varphi_e(z_e) \varphi_h(z_h). \quad (6)$$

Здесь ρ — составляющая трехмерного вектора \mathbf{r} в плоскости интерфейсов (x, y) , S — площадь образца, $\varphi_e(z_e), \varphi_h(z_h)$ — одночастичные функции размерного квантования. В симметричной квантовой яме эти функции характеризуются определенной четностью по отношению к отражению в плоскости, проходящей через середину ямы, $z = 0$. В дальнейшем для определенности мы считаем, что $\varphi_{e,h}(-z) = \varphi_{e,h}(z)$.

Рассчитаем матричные элементы дальнедействующего обменного и запаздывающего взаимодействий между квазидвумерными электроном и дыркой. Для этого нужно умножить сумму матричных элементов операторов $U_{exch}^{(long)}$ и $U_{el-phot}$ на

$$\exp [i(K_z z - K'_z z')] \varphi_e(z') \varphi_h(z') \varphi_e(z) \varphi_h(z),$$

просуммировать по K'_z, K_z и проинтегрировать по z', z . С учетом симметрии функций $\varphi_{e,h}(z)$ получим

$$\begin{aligned} \Sigma(m', n', \mathbf{k}'_e, \mathbf{k}'_h; m, n, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h; \omega) = & \frac{4\pi}{S\kappa_b} \left(\frac{e\hbar}{m_0 E_g} \right)^2 \delta_{\mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h, \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h} \times \\ & \times \left\{ [(\mathbf{q}\mathbf{p}_{m'\bar{n}'})(\mathbf{q}\mathbf{p}_{\bar{n}m}) - (\mathbf{p}_{m'\bar{n}'}\mathbf{p}_{\bar{n}m})k^2] \frac{iP(\gamma)}{2\gamma} + p_{m'\bar{n}'}^z p_{\bar{n}m}^z \left[Q + \frac{i}{2}\gamma P(\gamma) \right] \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $\gamma = \sqrt{k^2 - q^2}$, по-прежнему $k^2 = (\omega/c)^2 \kappa_b$, индекс \parallel над двумерными векторами $\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h$ опущен, \mathbf{q} — двумерный вектор с компонентами $(k_{e,x} + k_{h,x}, k_{e,y} + k_{h,y})$,

$$P(\gamma) = \int dz' \int dz \varphi_e(z') \varphi_h(z') \varphi_e(z) \varphi_h(z) \exp(i\gamma|z - z'|), \quad Q = \int dz \varphi_e^2(z) \varphi_h^2(z).$$

Отдельный вклад дальнедействующего обменного взаимодействия получается из (7) формальным переходом к пределу $c \rightarrow \infty$, т.е. при $k \rightarrow 0$ или $\gamma = \sqrt{k^2 - q^2} \rightarrow iq$. В этом случае диагональные компоненты Σ становятся вещественными, так как их мнимые части связаны исключительно с процессом испускания фотона. Выражение для матричных элементов дальнедействующего обменного взаимодействия между электроном и дыркой в квантовой яме было получено ранее в [14] и представлено в более громоздкой форме, содержащей не огибающие $\varphi_{e,h}(z)$, а их фурье-компоненты

$$C(k_z) = \int dz \exp(-ik_z z) \varphi(z).$$

Пренебрегая межподзонным смешиванием, запишем огибающую волновой функции свободного экситона в идеальной квантовой яме в виде

$$\Psi_{exc}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = S^{-1/2} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}_{\parallel}) f(\rho) \varphi_e(z_e) \varphi_h(z_h), \quad (8)$$

где $\rho = \rho_e - \rho_h$ и \mathbf{R}_{\parallel} — центр тяжести экситона в плоскости xy . Тонкая структура и дисперсия свободных квазидвумерных экситонов в квантовых ямах с учетом обменного взаимодействия и запаздывания (или поляритонного эффекта) рассчитывались в ряде

работ [14–17]. Используя (7), получаем в согласии с [14–17] для дисперсии $1s$ -экситона с тяжелой ($hh1$) или легкой ($lh1$) дыркой

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{2\pi}{\kappa_b} i \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \frac{k^2}{\sqrt{k^2 - q^2}} P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) f^2(0), \\ E_2 &= -\frac{2\pi}{\kappa_b} i \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \sqrt{k^2 - q^2} P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) f^2(0), \\ E_3 &= \frac{2\pi}{\kappa_b} i \left(\frac{e\hbar p'_0}{m_0 E_g} \right)^2 \left[Q - \frac{i}{2} \sqrt{k^2 - q^2} P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) \right] f^2(0), \end{aligned} \quad (9)$$

где $E_\alpha = E'_\alpha - iE''_\alpha$ — комплексная энергия, вещественная часть которой равна $E'_\alpha = \hbar(\omega - \omega_0)$ ($\hbar\omega_0$ — энергия механического экситона при $\mathbf{q} = 0$), а мнимая часть определяет радиационное время жизни экситона $\tau = 2\hbar/E''_\alpha$; индекс $\alpha = 1, 2, 3$ указывает поляризацию экситона: ось 1 перпендикулярна плоскости, содержащей ось z и волновой вектор \mathbf{q} , ось 2 параллельна \mathbf{q} , ось 3 параллельна оси z , $p_0(e1-hh1) = p_{cv}$, $p_0(e1-lh1) = p_{cv}/\sqrt{3}$, $p'_0(e1-hh1) = 0$, $p'_0(e1-lh1) = 2p_{cv}/\sqrt{3}$, p_{cv} — межзонный матричный элемент $i\langle S|p_z|Z \rangle$ в прямозонных полупроводниках со структурой цинковой обманки.

Перейдем для экситонов с тяжелой дыркой к двум базисным состояниям $|\nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h\rangle$, поляризованным вдоль фиксированных осей x, y , и двум оптически неактивным состояниям с полным спином $m + n = \pm 2$. В этом базисе формула (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \Sigma(\nu', \mathbf{k}'_e, \mathbf{k}'_h; \nu, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h; \omega) &= \frac{1}{S f^2(0)} \left[E_1 \left(\delta_{\nu'\nu} - \frac{q_{\nu'} q_\nu}{q^2} \right) + E_2 \frac{q_{\nu'} q_\nu^*}{q^2} \right] \delta_{\mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h, \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h} = \\ &= \frac{2\pi}{S \kappa_b} i \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \frac{q_{\nu'} q_\nu - k^2 \delta_{\nu'\nu}}{\sqrt{k^2 - q^2}} P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) \delta_{\mathbf{k}'_e + \mathbf{k}'_h, \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h}. \end{aligned} \quad (10)$$

4. ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭКСИТОНА В МОДЕЛИ БЕСКОНЕЧНО ВЫСОКИХ БАРЬЕРОВ

Рассчитаем энергию и обменное расщепление экситона, локализованного на флуктуации ширины квантовой ямы. За пределами островка квантовая яма состоит из N мономолекулярных слоев (в GaAs ширина монослоя $a_0/2 = 2.8 \text{ \AA}$), один из интерфейсов является плоским, а второй интерфейс в области островка сдвинут на монослой в глубь барьера, т. е. в этой области ширина ямы равна $(N + 1)a_0/2$. Островок выбран в форме прямоугольника, ориентированного вдоль осей x и y .

Вначале для оценки проведем рассмотрение в рамках простой модели бесконечно высоких барьеров и пренебрежем распыливанием экситона за пределы островка. Предполагая, что линейные размеры прямоугольника L_x, L_y превышают экситонный боровский радиус a_B , запишем огибающую волновой функции экситона в виде

$$\Psi_{exc}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = F(X, Y) f(\rho) \varphi_e(z_e) \varphi_h(z_h), \quad (11)$$

где функции f, φ_e, φ_h введены в (8) и характеризуют состояние свободного экситона в идеальной яме шириной $(N + 1)a_0/2$, X и Y — компоненты вектора \mathbf{R}_\parallel , функция

$F(X, Y)$ описывает локализацию $1s$ -экситона как целого в плоскости интерфейсов. Используя в качестве граничных условий обращение в нуль этой функции на периметре прямоугольника, получаем набор решений в форме

$$F(X, Y) = F_x(X)F_y(Y), \quad (12)$$

где $F_\alpha(x_\alpha)$ ($\alpha = x, y$) — одномерные функции размерного квантования

$$\sqrt{\frac{2}{L_\alpha}} \begin{cases} \cos(\pi j x_\alpha / L_\alpha) & \text{при нечетном } j, \\ \sin(\pi j x_\alpha / L_\alpha) & \text{при четном } j. \end{cases} \quad (13)$$

Энергия локализованного экситона, отсчитанная от дна экситонной зоны в $(N + 1)$ -монослойной яме, характеризуется двумя индексами j, j' :

$$E_{jj'} = \frac{\hbar^2}{2M} \left[\left(\frac{j}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{j'}{L_y} \right)^2 \right], \quad (14)$$

где M — трансляционная масса экситона при его движении в плоскости xy . Каждый уровень $E_{jj'}$ состоит из четырех подуровней, которые для тяжелого экситона в квантовых ямах типа GaAs/AlGaAs характеризуются проекцией суммарного спина $m + n = \pm 1, \pm 2$. Выберем базисные состояния в виде $|j, j', x\rangle, |j, j', y\rangle, |j, j', \pm 2\rangle$, где $|j, j', x\rangle = (|j, j', 1\rangle + |j, j', -1\rangle)/\sqrt{2}$, $|j, j', y\rangle = (|j, j', 1\rangle - |j, j', -1\rangle)/\sqrt{2}$. При нормальном падении света матричный элемент оптического возбуждения экситона пропорционален интегралу $\int dXdY F(X, Y)$. Поэтому подуровни $E_{jj',x}, E_{jj',y}$ с нечетными j, j' оптически активны в поляризациях $\mathbf{e} \parallel x$ и $\mathbf{e} \parallel y$ соответственно, а все остальные экситонные состояния — $|j, j', \pm 2\rangle$ с любыми j, j' и $|j, j', x\rangle, |j, j', y\rangle$ при хотя бы одном четном индексе j или j' — оптически неактивны. Однако дальнедействующее обменное взаимодействие (10) приводит к расщеплению между подуровнями $E_{jj',x}, E_{jj',y}$ при произвольных j и j' . Действительно, переходя от функций $F(x)$ к фурье-компонентам

$$F(q) = \int dx F(x)e^{-iqx}$$

и используя выражение (10) для собственно-энергетической функции Σ , находим перенормировку энергии локализованного экситона $|j, j', \nu\rangle$ ($\nu = x, y$):

$$\Delta E_\nu = \frac{2\pi}{S\kappa_b} \left(\frac{e\hbar p_0}{m_0 E_g} \right)^2 \sum_q \frac{q_\nu^2 - k^2}{\sqrt{q^2 - k^2}} F_x^2(q_x) F_y^2(q_y) \times \\ \times \left[\theta(q - k) P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) - i \theta(k - q) \text{Im} P \left(\sqrt{k^2 - q^2} \right) \right], \quad (15)$$

где $\theta(t) = 1$ при $t > 0$ и $\theta(t) = 0$ при $t < 0$, $k = \sqrt{\kappa_b} \omega_{jj'}/c$, $\hbar\omega_{jj'} = E_{1s}(N + 1) + E_{jj'}$, $E_{1s}(N + 1)$ — энергия возбуждения свободного экситона $1s$ с $q_x = q_y = 0$ в $(N + 1)$ -монослойной квантовой яме¹⁾. Так как в сумму (15) входят квадраты фурье-компонент $F_\alpha(q_\alpha)$, то эта сумма отлична от нуля для состояний как с нечетным, так и с четным

¹⁾ В пределах точности метода эффективной массы частоту $\omega_{jj'}$ в выражении для k и величину E_g/\hbar в (15) можно заменить на резонансную частоту возбуждения локализованного экситона.

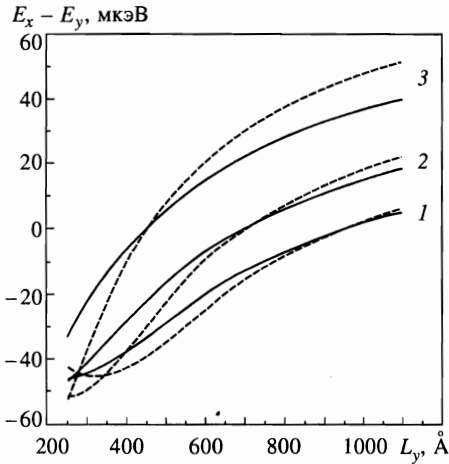


Рис. 3. Расщепление радиационного дублета в экситоне (1,1), рассчитанное в модели бесконечно высоких барьеров (штриховые кривые) и в приближении факторизованных огибающих (сплошные кривые) для трех значений длины $L_x = 950 \text{ \AA}$ (1), 700 \AA (2) и 450 \AA (3)

индексом j или j' . Заметим, что мнимая единица в квадратных скобках под знаком суммы компенсируется мнимостью корня $\sqrt{q^2 - k^2}$ при $k > q$, а при $k < q$ величина $P(\sqrt{k^2 - q^2})$ вещественна. Оценки показывают, что для типичных квантовых ям вклад в сумму от области $k > q$ пренебрежимо мал, и этот вклад учтен в (15) для общности. На рис. 3 штриховыми линиями показана зависимость от L_y расщепления $E_x - E_y$ между радиационными состояниями $|1, 1, x\rangle$ и $|1, 1, y\rangle$, рассчитанная при трех различных значениях L_x для 10-монослойной квантовой ямы GaAs/AlGaAs и 11-монослойного островка. Из рис. 3 видно, что в рассматриваемом диапазоне размеров островка расщепление лежит в пределах ± 50 мкэВ (микроэлектронвольт). Это намного меньше энергетического расстояния между уровнями локализованных состояний (порядка мэВ или больше), что позволяет при расчете обменных поправок ограничиться первым порядком теории возмущений.

5. ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭКСИТОНА В ПРИБЛИЖЕНИИ ФАКТОРИЗОВАННЫХ ОГИБАЮЩИХ

Разность $E_{1s}(N) - E_{1s}(N+1) \equiv U$ энергий возбуждения свободных $1s$ -экситонов в N - и $(N+1)$ -монослойных квантовых ямах определяет высоту барьера, локализирующего экситон в островке. В структуре GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As величина U при $N = 10$ составляет 11 мэВ. В данном разделе мы проанализируем влияние конечности барьера U на экситонные уровни $E_{jj'}$ и их обменное расщепление. При $L_x, L_y > a_B$ огибающую $\Psi_{exc}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$ можно приближенно представить в виде (11), имея в виду, что в качестве $f(\rho)$, $\varphi_e(z_e)$, $\varphi_h(z_h)$ фигурируют функции, рассчитанные для $(N+1)$ -монослойной ямы, если координаты X, Y лежат внутри островка, или для N -монослойной ямы в области вне островка. Тогда огибающая $F(X, Y)$ удовлетворяет двумерному уравнению Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) - U\theta \left(\frac{L_x}{2} - |X| \right) \theta \left(\frac{L_y}{2} - |Y| \right) \right] F(X, Y) = -\varepsilon F(X, Y), \quad (16)$$

где ε — энергия локализации экситона ($\varepsilon > 0$), связанная с энергией $E_{jj'}$ соотношением $E_{jj'} = U - \varepsilon_{jj'}$. Предполагается, что огибающая $F(X, Y)$ и ее производная в направлении перпендикулярном стороне прямоугольника непрерывны на периметре островка. Эффективный приближенный метод решения такого рода уравнений был предложен в работе [18]. Функция $F(X, Y)$ ищется в виде произведения функций $F_x(X)$ и $F_y(Y)$, удовлетворяющих системе уравнений

$$\begin{aligned} \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dX^2} - UP_y \theta \left(\frac{L_x}{2} - |X| \right) \right] F_x(X) &= -\varepsilon_x F_x(X), \\ \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dY^2} - UP_x \theta \left(\frac{L_y}{2} - |Y| \right) \right] F_y(Y) &= -\varepsilon_y F_y(Y), \end{aligned} \quad (17)$$

связанных друг с другом через величины

$$P_x = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} F_x^2(X) dX, \quad P_y = \int_{-L_y/2}^{L_y/2} F_y^2(Y) dY.$$

Последние отличны от единицы в меру проникновения функций $F_x(X)$, $F_y(Y)$ под потенциальные барьеры. Энергия локализации экситона выражается через вспомогательные энергии $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ в виде $\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_y - UP_x P_y$. Локализованные состояния по-прежнему характеризуются парой индексов j, j' , где $j - 1$ и $j' - 1$ определяют число нулей функций $F_x(X)$ и $F_y(Y)$ соответственно. На рис. 4 сплошными линиями показана энергия локализации основного состояния экситона, связанного на островке в квантовой яме GaAs/AlGaAs(001), ширина которой флуктуирует в пределах от 10 до 11 монослоев. Для сравнения на том же рисунке приведена также зависимость $E_{11}(L_y)$, рассчитанная при $L_x = 450 \text{ \AA}$ в модели бесконечно высоких барьеров $U \rightarrow \infty$ (штриховая кривая). При этом $P_x = P_y = 1$, $\varepsilon \rightarrow \infty$, а $U - \varepsilon$ остается конечной величиной. Сопоставление штриховой кривой со сплошной кривой 3 показывает, что модель бесконечно высоких барьеров довольно сильно завышает значения энергии локализованных экситонов. Для возбужденных уровней $E_{jj'}$ с $j + j' > 2$ расхождение между результатами двух расчетов еще более возрастает. В то же время замена в системе уравнений (17) P_x и P_y на единицу, вследствие чего эта система расщепляется на два несвязанных одномерных уравнения Шредингера, приводит к результатам, практически совпадающим с расчетом в приближении факторизованной огибающей.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сплошные кривые на рис. 3 рассчитаны по формуле (15) в приближении факторизованной огибающей $F(X, Y)$, т. е. при подстановке в (15) функций, удовлетворяющих уравнениям (17). Видно, что в отличие от энергии E_{11} расщепление $E_x - E_y$ мало чувствительно к способу расчета. На рис. 5 представлены зависимости энергии $E_{jj'}$ и расщепления $E_{jj',x} - E_{jj',y}$ от длины одной из сторон прямоугольника при фиксированной длине $L_x = 950 \text{ \AA}$ другой стороны. Наблюдавшаяся в [6] последовательность знаков расщепления воспроизводится в области $L_y = 420\text{--}480 \text{ \AA}$.

Согласно (15), знак расщепления $E_x - E_y \equiv \Delta E_x - \Delta E_y$ в основном определяется знаком разности средних квадратов $\langle q_x^2 \rangle$ и $\langle q_y^2 \rangle$. Используя (17), можно показать, что $\langle q_x^2 \rangle - \langle q_y^2 \rangle = (\varepsilon_y - \varepsilon_x) \cdot 2M/\hbar^2$. Очевидно, при $j = j'$ расщепление уровней $E_{jj',x}$ и $E_{jj',y}$ отрицательно, если $L_y < L_x$, и положительно, если $L_y > L_x$, что согласуется с кривыми 11 и 22 на рис. 5. С ростом квантового числа j дисперсия $\langle q_y^2 \rangle$ возрастает, а энергия ε_y соответственно уменьшается. Поэтому при близких L_x и L_y знаки разностей $E_{jj',x} - E_{jj',y}$ и $j - j'$ совпадают.

Короткодействующее обменное взаимодействие также приводит к расщеплению состояний $|jj',x\rangle, |jj',y\rangle$. При расчете короткодействующего вклада нужно учесть индуцированное островком подмешивание к состояниям тяжелой дырки с проекцией момента $\pm 3/2$ состояний легкой дырки $\pm 1/2$. Оценки показывают, что этим вкладом в $E_x - E_y$ можно пренебречь по сравнению с аналогичным вкладом дальнедействующего обменного взаимодействия в меру малости ширины квантовой ямы по сравнению с размерами островка в плоскости интерфейсов.

Как уже отмечалось, вследствие прямоугольной симметрии локализирующего потенциала, состояния $|j, j', \nu\rangle$ с четным j или j' не взаимодействуют с фотонами, распространяющимися вдоль оси z . Оптические переходы в возбужденные состояния локализованного экситона с нечетными j, j' разрешены, но вероятности таких переходов $w_{jj',\nu}$ в $\sim (jj')^2$ раз меньше по сравнению с возбуждением основного состояния с $j = j' = 1$. Наблюдение в спектре возбуждения фотолюминесценции [6] набора дублетов, компоненты которых поляризованы вдоль осей $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$, можно объяснить, предполагая, что локализирующий анизотропный островок вытянут вдоль одной из этих осей, но его форма не вполне инвариантна к отражению в плоскостях (110) и $(1\bar{1}0)$. Иными словами, при расчете обменного расщепления можно считать, что эти элементы симметрии в системе имеются, и для определенности выбрать островок в форме прямоугольника, а при расчете вероятностей переходов $w_{jj',\nu}$ учесть искажение формы островка, приводящее к подмешиванию к возбужденным состояниям $|j, j', \nu\rangle$ основного состояния $|1, 1, \nu\rangle$. Тогда вероятности $w_{jj',\nu}$ для всех возбужденных уровней будут отличны от нуля, но малы по сравнению с $w_{11,\nu}$. В качестве альтернативы можно предположить, что линии, наблюдавшиеся в спектре возбуждения фотолюминесценции, отвечают основным

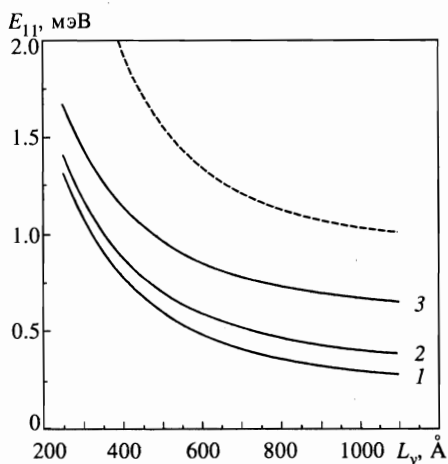


Рис. 4. Энергия основного состояния (1,1) локализованного экситона в зависимости от длины L_y при фиксированном значении $L_x = 950 \text{ Å}$ (кривая 1), 700 Å (кривая 2) и 450 Å (кривая 3). Штриховая кривая рассчитана при $L_x = 450 \text{ Å}$ в модели бесконечно высоких барьеров

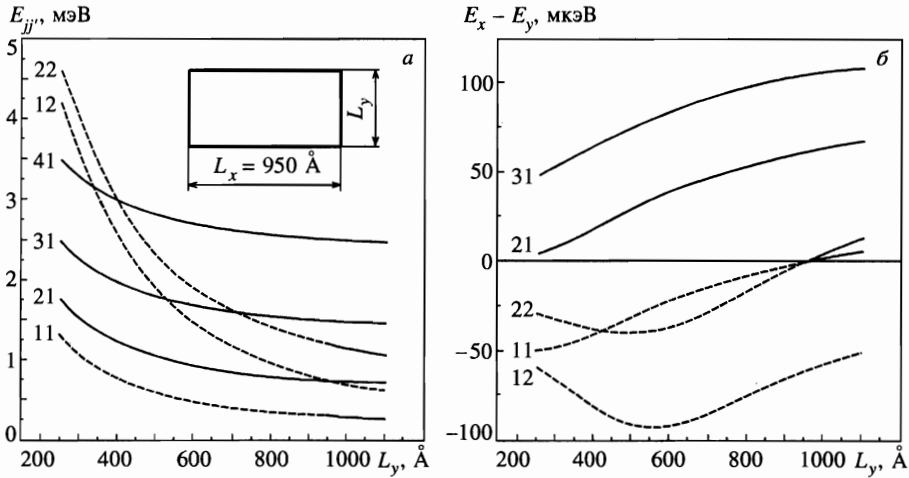


Рис. 5. Уровни энергии $E_{jj'}$ локализованного экситона (а) и расщепление $E_x - E_y$ между локализованными состояниями $|j, j', x\rangle$ и $|j, j', y\rangle$ (б) в зависимости от длины L_y при фиксированном значении $L_x = 950 \text{ \AA}$ (см. вставку) в квантовой яме GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As шириной 28 Å ($N = 10$). У кривых приведены пары индексов jj' , обозначающие экситонные состояния. Сплошные и штриховые участки кривых соответствуют положительным и отрицательным значениям расщепления

состояниям экситонов, которые локализованы на различных островках, расположенных на малом расстоянии друг относительно друга, так что возможны индуцированные акустическими фононами туннельные переходы с одного островка на другой. В этом случае чередование знаков расщепления $E_{110} - E_{\bar{1}10}$ означало бы, что одни островки ориентированы вдоль оси $[1\bar{1}0]$, а другие — вдоль оси $[110]$, это находится в противоречии с рис. 1 из статьи [6], на котором представлена фотография поверхности GaAs, полученная сканирующим электронным микроскопом.

Таким образом, в рамках развитой теории удастся объяснить наблюдавшиеся в [6] порядок величины и чередование знака расщепления основного и возбужденных состояний экситона, локализованного на анизотропном островке в структуре с квантовой ямой. Мы считаем, что расщепление радиационных экситонных состояний, обнаруженное в [19] в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, также связано с анизотропией локализуемых островков. В структурах с квантовыми ямами, исследованных Хеллером и Бокельманом [20], оптическая ориентация локализованных экситонов наблюдалась только при приложении внешнего магнитного поля, что естественно объясняется в предположении расщепления радиационного дублета. В заключение заметим, что характер ориентации анизотропных островков должен сильно зависеть от выбора гетеропары и технологии выращивания структуры. В частности, возможно и хаотическое распределение островков по направлениям, при котором в среднем структура изотропна в плоскости интерфейса. Тем не менее подавляющее большинство островков анизотропно, и эта локальная анизотропия, приводящая к расщеплению радиационных состояний локализованных экситонов, может эффективно исследоваться методом оптической ориентации и выстраивания экситонов в магнитном поле.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-02-06038), INTAS (грант 93-3657-Ext), а также Фондом Volkswagen.

Литература

1. T. Takagahara, J. Lumin. **44**, 347 (1989).
2. H. Kalt, J. Collet, S. D. Baranovskii, R. Saleh, P. Thomas, Le Si Dang, and J. Cibert, Phys. Rev. B **45**, 4253 (1992).
3. L. E. Golub, E. L. Ivchenko, and A. A. Kiselev, J. Opt. Soc. Amer. B **13**, 1199 (1996).
4. G. Bastard, C. Delalande, M. H. Meynadier, P. M. Frijlink, and M. Voos, Phys. Rev. B **29**, 7042 (1984).
5. L. E. Golub and A. A. Kiselev, in *Proc. 23rd Int. Symposium on Compound Semiconductors* (St. Petersburg, 1996), Inst. Phys. Conf. Ser. № 155: Chapter 9, p. 687; Л. Е. Голуб, ФТТ **39**, 167 (1997).
6. D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer, and D. Park, Phys. Rev. Lett. **76**, 3005 (1996).
7. S. V. Goupalov, E. L. Ivchenko, and A. V. Kavokin, in *Proc. Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»* (St. Petersburg, 1996), p. 322; in *Abstract Workbook of 9-th Int. Conf. on Superlattices, Microstructures and Microdevices* (Liege, Belgium, 1996), p. MoPPT-14.
8. Г. Е. Пикус, Г. Л. Бир, ЖЭТФ **60**, 195 (1971); **62**, 324 (1972).
9. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972).
10. V. A. Kiselev, B. S. Razbirin, and I. N. Uraltsev, Phys. Stat. Sol.(b) **72**, 161 (1975).
11. Е. М. Гамарц, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Б. С. Разбирин, А. Н. Старухин, ФТТ **22**, 3620 (1980).
12. Е. М. Гамарц, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Б. С. Разбирин, В. И. Сафаров, А. Н. Старухин, ФТТ **24**, 2325 (1982).
13. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, Наука, Москва (1979).
14. S. Jorda, U. Rössler, and D. Broido, Phys. Rev. B **48**, 1669 (1993).
15. L. C. Andreani and F. Bassani, Phys. Rev. B **41**, 7536 (1990).
16. Е. Л. Ивченко, ФТТ **33**, 2388 (1991).
17. F. Tassone, F. Bassani, and L. C. Andreani, Phys. Rev. B **45**, 6023 (1992).
18. G. Bastard and J. Y. Marzin, Solid State Commun. **91**, 39 (1994).
19. E. Blackwood, M. J. Snelling, R. T. Harley, S. R. Andrews, and C. B. T. Foxon, Phys. Rev. B **50**, 14246 (1994).
20. W. Heller and U. Bockelmann, Phys. Rev. B **55**, 4871 (1997).