

ВНУТРИЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ МАГНИТОЭКСИТОНОВ В ДВОЙНЫХ СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

А. Б. Дзюбенко*

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия
Walter Schottky Institut, Technische Universität München
D-85748, Garching, Deutschland*

Поступила в редакцию 8 октября 1997 г.

Развита теория магнитооптических внутризонных инфракрасных (ИК) переходов $s \rightarrow p^\pm$ прямых и не прямых экситонов в полупроводниковых двойных связанных квантовых ямах (ДКЯ). Рассмотрены симметричные напряженные ДКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с простой структурой валентной зоны в режимах узкого и широкого барьеров. Исследовано поведение энергий и дипольных матричных элементов переходов из основного $1s$ в возбужденные p^\pm -состояния в квантующих магнитных полях $B > 2$ Тл и в электрическом поле \mathcal{E} , перпендикулярном плоскости ямы. Рассмотрен прямой режим (слабое электрическое поле \mathcal{E}), не прямой режим (сильное \mathcal{E}), а также переход между непрямым и прямым режимами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Двумерные ($2D$) пространственно разделенные электронно-дырочные ($e-h$) системы в сильном магнитном поле были предметом теоретических исследований в течение целого ряда лет [1]. Эти системы в зависимости от расстояния d между e - и h -слоями и фактора заполнения экситонами нижнего уровня Ландау $\nu_X = 2\pi l_B^2 n_X$ (здесь n_X — плотность экситонов, $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$) проявляют богатую структуру возможных низкотемпературных фаз. В частности, при малом d возможна бозе-эйнштейновская конденсация магнитоэкситонов в состояние с импульсом $K = 0$ (см. также [2], где были получены точные многочастичные результаты в пределе $d = 0$).

Чтобы проверить теоретические предсказания, необходимы реализации квазидвумерных систем, в которых экситоны были бы достаточно долгоживущими. В настоящее время экспериментаторы проявляют значительный интерес [3–7] к такого рода системам. Межзонная магнитооптическая спектроскопия (с пространственным и временным разрешением) квантовых ям GaAs/AlAs типа II представила некоторые свидетельства [3] конденсации не прямых экситонов в сильном магнитном поле B , кроме того, наблюдались аномалии в низкотемпературном магнитотранспорте экситонов [8]. Другими экспериментальными реализациями, которые активно исследуются в настоящее время, являются двойные связанные квантовые ямы (ДКЯ) $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ [4] и $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ [5]. Когда приложено электрическое поле \mathcal{E} перпендикулярно плоскости ямы, в этих системах происходит перестройка основного состояния (прямой–непрямой

*E-mail: dzyub@gpi.ac.ru

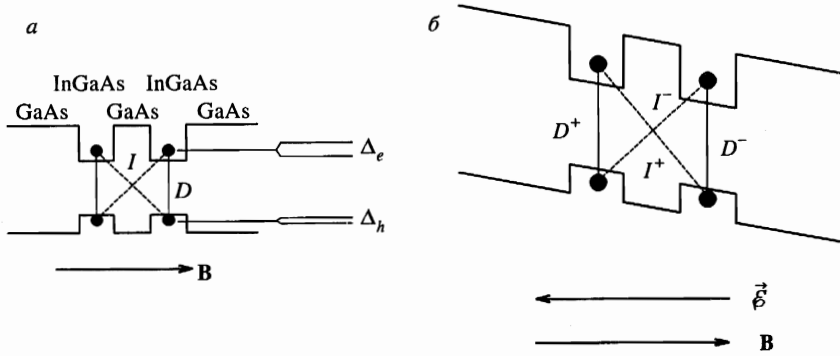


Рис. 1. а) Прямые D и непрямые I экситоны в ДКЯ. Показаны одночастичные симметрично-антисимметричные e - и h -расщепления Δ_e , Δ_h . б) Экситоны в ДКЯ в электрическом поле

кроссовер): в сильных полях \mathcal{E} основным состоянием становится пространственно непрямой экситон (см. рис. 1), который имеет большое радиационное время жизни. Это открывает возможность исследовать многочастичные эффекты в нейтральных e - h -системах в сильном поле B при низких температурах экситонов.

Спектроскопическая идентификация многочастичных эффектов требует детального знания магнитооптики экситонов в ДКЯ. Теория межзонных магнитооптических переходов экситонов в ДКЯ InGaAs/GaAs в режиме низкой плотности была развита нами в [9] и находится в отличном согласии с экспериментом [4]. В трехмерных объемных непрямых полупроводниках внутризонная инфракрасная (ИК) магнитоспектроскопия оказалась эффективным методом исследования основного и возбужденных состояний экситонов (см. [10] и цитируемую там литературу). Для квазидвумерных экситонов экспериментальные результаты, полученные этим методом, начали появляться сравнительно недавно. Методами ИК-магнитоспектроскопии было исследовано [6] зависящее от фактора заполнения e - h -взаимодействие в квантовых ямах InAs/AlGaSb типа II. В сильном поле B было получено также свидетельство существования стабильного (в присутствии свободных избыточных электронов) экситонного состояния [7]. Внутризонная ИК-магнитоспектроскопия квантовых ям GaAs/AlAs типа II в режиме низкой концентрации экситонов была проведена в работе [11]. Другой чувствительный метод исследования — оптически детектируемый циклотронный резонанс — был недавно использован для исследования прямых экситонов в квантовых ямах GaAs [12–15].

Подробного теоретического исследования внутризонной магнитооптики квазидвумерных экситонов до сих пор не было. В существующей литературе [16] даже имеются качественно неправильные утверждения о зависимости энергий экситонных $s \rightarrow p^-$ -переходов от поля B (убывание с увеличением B), которые находятся в противоречии с экспериментом [15]. Ранее в работе [17] мы рассмотрели эволюцию в магнитном поле ИК-переходов $1s \rightarrow np^\pm$ в ДКЯ в режиме широкого барьера при $\mathcal{E} = 0$. В настоящей работе теоретически исследуются зависимости энергий и дипольных матричных элементов ИК-переходов в симметричных ДКЯ InGaAs/GaAs от ширины барьера в сильных полях $B = 10$ Тл (п. 3.1), эволюция переходов в электрическом поле \mathcal{E} в сильном фиксированном магнитном поле (п. 3.2) и эволюция в магнитном поле в сильном и промежуточном электрическом полях \mathcal{E} (п. 3.3). В п. 2.1–2.3 описан использованный

формализм, в п. 2.4 дано качественное описание спектра магнитоэкситонов в ДКЯ. Краткое сообщение о части полученных результатов было сделано в [17, 18].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Гамильтониан системы

Рассмотрим экситоны, образованные тяжелыми дырками в симметричных напряженных ДКЯ $\text{In}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1}\text{As}/\text{GaAs}/\text{In}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{As}$ с $x_1 = x_2 = 0.2$; ширины ям $L_1 = L_2$, барьера L_b (рис. 1). Легкими дырками, отщепленными на несколько десятков мэВ, можно пренебречь (см., например, [19]). Гамильтониан экситона в ДКЯ в перпендикулярных электрическом $\mathcal{E} = (0, 0, \mathcal{E})$ и магнитном $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ полях можно представить в виде

$$H = H_{ez} + H_{hz} + H_{2D} + U_{eh} \equiv H_0 + U_{eh}, \quad (1)$$

где части гамильтониана

$$H_{ez} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V_e(z_e) + e\mathcal{E}z_e, \quad (2)$$

$$H_{hz} = -\frac{\hbar^2}{2m_{hz}} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V_h(z_h) - e\mathcal{E}z_h \quad (3)$$

описывают свободное движение в направлении z . Глубины ям принимаются равными $V_{ei} = 0.8\Delta E_g(x_i)$, $V_{hi} = 0.2\Delta E_g(x_i)$, где $\Delta E_g(x_i) = E_g(0) - E_g(x_i)$ — разрыв запрещенной зоны, $E_g(x) = 1.519 - 1.47x + 0.375x^2$ эВ — ширина запрещенной зоны $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, и эффективные массы равны $m_e = 0.067$, $m_{hz} = 0.35$ [19, 9]. Энергии экситонов отсчитываются от $E_g(0)$. Решения одномерного уравнения Шредингера

$$H_{ez}\zeta_i(z_e) = E_i^{(e)}\zeta_i(z_e), \quad H_{hz}\xi_j(z_h) = E_j^{(h)}\xi_j(z_h), \quad (4)$$

соответствующие низколежащим дискретным уровням, находим численно. Чтобы избежать сложностей при обращении с непрерывным спектром в электрическом поле $\mathcal{E} \neq 0$, на достаточно большом расстоянии от ДКЯ (200–500 Å) применяются граничные условия, соответствующие барьеру бесконечной высоты. Когда $\mathcal{E} = 0$ и ДКЯ является симметричной (т. е. две ямы, образующие ДКЯ, идентичны: $x_1 = x_2$, $L_1 = L_2$), дискретные индексы $i, j = s, a$ отвечают основному симметричному (s) и первому возбужденному антисимметричному (a) одночастичным e - и h -состояниям:

$$\zeta_{s(a)}(z_e) = \pm \zeta_{s(a)}(-z_e), \quad \xi_{s(a)}(z_h) = \pm \xi_{s(a)}(-z_h), \quad (5)$$

симметрично-антисимметричные расщепления $\Delta_e = E_a^{(e)} - E_s^{(e)}$, $\Delta_h = E_a^{(h)} - E_s^{(h)}$ связаны с проникновением под барьер (см. ниже п. 3.1).

Гамильтониан H_{2D} относительного движения свободной e - h -пары в перпендикулярном поле B с магнитным импульсом центра масс \mathbf{K} имеет вид [20, 21]

$$H_{2D} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\rho}^2 + \frac{1}{2}\hbar(\omega_{ch} - \omega_{ce})\hat{l}_z + \frac{e^2 B^2}{8\mu c^2} \rho^2 + \frac{e}{Mc} \mathbf{B}[\rho\mathbf{K}] + \frac{K^2}{2M}, \quad (6)$$

где $\rho = \rho_e - \rho_h$ — относительная координата, $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_{h\parallel}^{-1}$ — приведенная масса, $\omega_{ce(h)} = eB/m_{e(h\parallel)}c$ и $\hat{l}_z = -i[\rho\nabla\rho]_z$ — проекция углового момента относительного движения. Здесь использовано существование точного интеграла движения — магнитного импульса центра масс [20] с оператором

$$\hat{K} = -i\hbar\nabla_R - \frac{e}{c}\mathbf{A}(\rho),$$

где $\mathbf{R} = (m_e\rho_e + m_{h\parallel}\rho_h)/M$ — координата центра масс, $M = m_e + m_{h\parallel}$; вектор-потенциал берется в симметричной калибровке $\mathbf{A} = [\mathbf{B}\rho]/2$, $\mathbf{r} = (\rho, z)$. Отметим, что в (2), (3) и (6) предполагается, что электроны имеют изотропный закон дисперсии, в то время как массы дырок для движения в плоскости квантовой ямы и в перпендикулярном направлении различны $m_{h\parallel} \neq m_{hz}$ (см. Приложение в работе [9], где обсуждается непараболичность $m_{h\parallel}$). В дальнейших расчетах будем пренебрегать различием эффективных масс в квантовых ямах InGaAs и в барьере GaAs. Энергия кулоновского e - h -взаимодействия берется в виде

$$U_{eh} = U_{eh}(|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|) = -\frac{e^2}{\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|}, \tag{7}$$

где $\epsilon = 12.5$. Для ДКЯ InGaAs/GaAs вследствие небольшой разницы диэлектрических постоянных GaAs ($\epsilon = 12.5$) и $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ($\epsilon = 13$) эффекты, связанные с силами изображений, оказываются очень малы [9], и мы пренебрегаем ими.

2.2. Волновые функции магнитоэкситонов с $K = 0$

Чтобы найти собственные состояния гамильтониана (1) диагонализуем член e - h -взаимодействий U_{eh} в базисе невзаимодействующих двухчастичных e - h -состояний в ДКЯ в магнитном B и электрическом \mathcal{E} полях. Волновые функции экситонов с импульсом центра масс $\mathbf{K} = 0$ (см. ниже п. 2.3) могут быть представлены в виде разложения [9]

$$\Psi_{K=0,l_z}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \exp\left(\frac{i[\rho\mathbf{R}]_z}{2l_B^2}\right) \Phi_{l_z}(\rho, z_e, z_h), \tag{8}$$

$$\Phi_{l_z}(\rho, z_e, z_h) = \sum_{i,j=1,2} \sum_{n-m=l_z} A_{ijnm} \zeta_i(z_e) \xi_j(z_h) \phi_{nm}(\rho). \tag{9}$$

Здесь $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$, $\zeta_i(z_e)$ и $\xi_j(z_h)$ — соответственно электронная и дырочная волновые функции (4), $\phi_{nm}(\rho) = (a^\dagger)^n (b^\dagger)^m |00\rangle / \sqrt{n!m!}$ — факторизованные волновые функции в поле B (см., например, [22, 23]); $\rho = \rho_e - \rho_h$. Для магнитоэкситонов квантовые числа n и m отвечают e - и h -уровням Ландау соответственно; проекция углового момента $l_z = n - m$. Отметим, что волновые функции e - h -пары $\phi_{nm}(\rho)$ отвечают связанным в поле B состояниям (характерный масштаб $\langle nm|\rho^2|nm\rangle = 2(n+m+1)l_B^2$). Поэтому (9) можно рассматривать как разложение по экситонным волновым функциям. Подчеркнем также, что (9) учитывает эффект перемешивания различных подзон i, j , что важно для достижения хорошей точности вычислений (ср. с обсуждением в [24]).

Для магнитоэкситона с проекцией момента $l_z = n - m$ находим собственные энергии E и собственные функции гамильтониана (1), численно решая секулярное уравнение

$$\text{Det} \left(\left[E_i^{(e)} + E_j^{(h)} + \hbar\omega_{ce} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{ch} \left(m + \frac{1}{2} \right) - E \right] \times \right. \\ \left. \times \delta_{ii'} \delta_{jj'} \delta_{nn'} \delta_{mm'} + U_{ijnm}^{i'j'n'm'} \right) = 0, \quad (10)$$

где матричные элементы e - h -взаимодействия имеют вид

$$U_{ijnm}^{i'j'n'm'} = \langle i'j'n'm' | U_{eh} | ijnm \rangle = \delta_{n'-m', n-m} \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \left(-\frac{2\pi e^2}{\varepsilon q} \right) F_{ij}^{i'j'}(\mathbf{q}) \mathcal{D}_{nm}^{n'm'}(\mathbf{q}), \quad (11)$$

$$\delta_{n'-m', n-m} \mathcal{D}_{nm}^{n'm'}(\mathbf{q}) = \left(\frac{\min(n, n')! \min(m, m')!}{\max(n, n')! \max(m, m')!} \right)^{1/2} \left(\frac{q^2 l_B^2}{2} \right)^{|n-n'|} \times \\ \times L_{\min(n, n')}^{|n-n'|} \left(\frac{q^2 l_B^2}{2} \right) L_{\min(m, m')}^{|m-m'|} \left(\frac{q^2 l_B^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{q^2 l_B^2}{2} \right), \quad (12)$$

где L_n^m — обобщенные полиномы Лагерра и

$$F_{ij}^{i'j'}(\mathbf{q}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz_e \int_{-\infty}^{\infty} dz_h \exp(-q|z_e - z_h|) \zeta_i(z_e) \zeta_{i'}(z_e) \zeta_j(z_h) \zeta_{j'}(z_h) \quad (13)$$

— формфакторы, связанные с волновыми функциями одномерного движения. Интегралы в (13) и затем в (11) находятся численно; в вычислениях используется разложение, включающее по два нижних уровня i, j для e и h , и от 10 уровней Ландау при $B = 12$ Тл до 36 уровней Ландау при $B = 2$ Тл. Приближенный метод учета непараболичности тяжелых дырок описан в Приложении к [9].

2.3. Взаимодействие экситонов с ИК-излучением

В геометрии Фарадея (излучение распространяется параллельно полю \mathbf{B}) гамильтониан, описывающий поглощение при взаимодействии экситонов с переменным электрическим полем (с амплитудой \mathcal{F}_0 и частотой ω) ИК-излучения, имеет вид

$$\delta \hat{V}^{\pm} = \frac{e \mathcal{F}_0}{\omega} \left(\frac{\pi_e^{\pm}}{m_e} - \frac{\pi_h^{\pm}}{m_{h\parallel}} \right) \exp(-i\omega t). \quad (14)$$

Здесь « \pm » обозначает левую (правую) круговую поляризацию σ^{\pm} , $\pi_{\alpha}^{\pm} = \pi_{\alpha x} \pm i\pi_{\alpha y}$ ($\alpha = e, h$) и

$$\pi_e = -i\hbar \nabla_e + \frac{e}{c} \mathbf{A}_e, \quad \pi_h = -i\hbar \nabla_h - \frac{e}{c} \mathbf{A}_h$$

— операторы кинематического импульса. Как можно показать,

$$[\delta \hat{V}^{\pm}, \hat{\mathbf{K}}] = 0. \quad (15)$$

Это означает, что магнитный импульс сохраняется в процессе ИК-перехода. При внутрizonной ИК-спектроскопии отклик дают все заселенные экситонные состояния, в том числе с конечным \mathbf{K} . В этом состоит отличие от межзонных переходов, для которых только экситоны с $\mathbf{K} = 0$ оптически активны. В настоящей работе мы рассмотрим

ИК-переходы между экситонами с импульсом центра масс $\mathbf{K} = 0$, которые могут быть характеризованы сохраняющейся проекцией углового момента l_z (см. (6)). Поэтому для экситонов с $\mathbf{K} = 0$ в поле B правила отбора имеют обычный вид

$$\langle \Psi'_{\mathbf{K}=0, l'_z} | \delta \hat{V}^\pm | \Psi_{\mathbf{K}=0, l_z} \rangle \sim \delta_{l'_z, l_z \pm 1}. \tag{16}$$

Эффекты, связанные с ИК-поглощением двумерным магнитоэкситонами с $\mathbf{K} \neq 0$, рассмотрены отдельно [186]. Используя разложение (9), а также формулу

$$\delta \hat{V}^+ = \frac{i\sqrt{2}e\hbar\mathcal{F}_0}{\omega l_B} \left(\frac{a^\dagger}{m_e} - \frac{b}{m_{h\parallel}} \right) e^{-i\omega t}, \tag{17}$$

где a^\dagger (b^\dagger) — лестничные операторы, отвечающие электронным (дырочным) уровням Ландау (см. выше (9)), матричные элементы внутризонных переходов между экситонными состояниями s и (например) p^+ можно представить в виде

$$|f|^2 \sim \left| \langle \Psi_{\mathbf{K}=0, p^+} | \delta \hat{V}^+ | \Psi_{\mathbf{K}=0, s} \rangle \right|^2 \sim \left| \sum_{ij=1,2} \sum_n \sqrt{n+1} A_{ijn+1}^* \left(\frac{A_{ijn}n}{m_e} - \frac{A_{ijn+1}n+1}{m_{h\parallel}} \right) \right|^2 l_B^{-2}. \tag{18}$$

Для симметричных ДКЯ (индексы $i, j = s, a$) ИК-переходы в геометрии Фарадея возможны только между состояниями экситонов с одной пространственной четностью $i \otimes j$ относительно инверсии ($z_e \rightarrow -z_e, z_h \rightarrow -z_h$): $S \rightarrow S$ и $A \rightarrow A$ (см. также ниже п. 2.4.1).

2.4. Магнитоэкситоны в ДКЯ: качественное описание

2.4.1. Классификация состояний

В ДКЯ имеются четыре экситонных терма (вместо одного в одиночной квантовой яме при учете нижнего уровня размерного квантования) [4, 9, 24, 25]. Классификация состояний зависит от параметра R — отношения между одночастичными симметрично-антисимметричными e - и h -расщеплениями Δ_e, Δ_h и разностью энергий связи прямого (D) и непрямого (I) экситонов, $\delta E_{DI} = E_D - E_I$: $R = \max(\Delta_e, \Delta_h) / \delta E_{DI}$.

Когда $R \ll 1$, ДКЯ оказывается в режиме широкого барьера, и экситонные состояния являются преимущественно пространственно прямыми или непрямыми¹⁾. Кроме того, имеется тонкая структура, связанная с туннелированием через барьер: для симметричной ДКЯ, например при $\mathcal{E} = 0$, каждое прямое D и не прямое I состояния расщепляются на симметричное (S) и антисимметричное (A) относительно инверсии ($z_e \rightarrow -z_e, z_h \rightarrow -z_h$) состояния. В режиме широкого барьера экситонные симметрично-антисимметричные расщепления определяются двухчастичным e - h -туннелированием через барьер $\Delta_X \simeq \Delta_e \Delta_h / \delta E_{DI}$ [9]. Расщепления Δ_X оказываются подавленными с ростом экситонных эффектов ($\sim \delta E_{DI}^{-1}$), уменьшаются, в частности, с увеличением магнитного поля B . В режиме широкого барьера мы будем обозначать экситонные состояния, пользуясь квантовыми числами предела сильного магнитного

¹⁾ Эта классификация приближенно применима и для режима барьера промежуточной ширины $R \sim 1$; заметим также, что при фиксированном L_b в достаточно сильном поле B можно добиться выполнения условия $R < 1$.

поля (D_{nm}, I_{nm}) — указывая номера доминирующих в разложении (9) e - и h -уровней Ландау, а также пространственный характер состояний. Когда необходимо, при $\mathcal{E} = 0$ будем также указывать симметрию относительно инверсии (S или A), и в сильном поле \mathcal{E} — нижние (D_{nm}^-, I_{nm}^-) или верхние (D_{nm}^+, I_{nm}^+) ветви в спектрах (см. в качестве примера рис. 2).

Для достаточно узких барьеров реализуется противоположный предел $\Delta_e, \Delta_h \gg \gg \delta E_{DJ}$ и $R \gg 1$. В этом режиме экситоны не являются пространственно прямыми или непрямыми, а имеют смешанный характер. Многие из характерных особенностей режима узкого барьера могут быть поняты в одночастичном приближении без учета экситонных эффектов (см., например, [26, 27]). Состояния при $\mathcal{E} = 0$ в симметричной ДКЯ могут классифицироваться как ij_{nm} ($i, j = s, a$) — по соответствующим e и h квантовым числам волновых функций $\zeta_i \xi_j \phi_{nm}$, входящих с доминирующим весом в разложение (9). Состояния ss_{nm} и aa_{nm} (sa_{nm} и as_{nm}) отвечают пространственно симметричным S (антисимметричным A) экситонам.

2.4.2. ИК-переходы

В сильном магнитном поле экситонные $1s$ -состояния образованы преимущественно волновой функцией ϕ_{00} , соответствующей нулевым уровням Ландау e и h . Благодаря кулоновскому e - h -взаимодействию имеется также слабое $\sim l_B/a_{Be(h)} \ll 1$ (где $a_{Be(h)} = \epsilon \hbar^2/m_{e(h)}e^2$) подмешивание более высоких уровней Ландау ϕ_{nn} . Похожим образом экситонные состояния $2p^+$ ($2p^-$) образованы преимущественно волновой функцией ϕ_{10} (ϕ_{01}) при слабом подмешивании состояний ϕ_{n+1n} (ϕ_{nn+1}). Экситонный переход $1s \rightarrow 2p^+$ ($1s \rightarrow 2p^-$) может поэтому рассматриваться как электронный (дырочный) циклотронный резонанс $\phi_{00} \rightarrow \phi_{10}$ ($\phi_{00} \rightarrow \phi_{01}$), который модифицирован экситонными эффектами. Эволюция в поле B при $\mathcal{E} = 0$ энергий и дипольных матричных элементов переходов из основного симметричного $1s$ -состояния $D_{00}S$ в различные p^\pm -состояния экситонов в ДКЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ были рассмотрены в [17]. Для, например, $1s \rightarrow p^+$ наиболее сильными оказываются переходы $D_{00}S \rightarrow D_{10}S$, $D_{00}S \rightarrow I_{10}S$ на первый электронный уровень Ландау. По энергии они лежат выше циклотронного резонанса свободных электронов (поскольку начальное $1s$ -состояние является более связанным, чем конечные $2p^\pm$ -состояния). В ДКЯ только для перехода $D_{00}S \rightarrow D_{10}S$ дипольный матричный элемент $|f|^2$ возрастает с ростом B . Объяснение такого поведения дано в [17].

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Здесь мы приведем результаты для симметричных ДКЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с $L_1 = L_2 = 60 \text{ \AA}$. В п. 3.1 рассмотрена зависимость энергий и сил осцилляторов внутриэкситонных ИК-переходов от ширины барьера L_b в поле $B = 10 \text{ Тл}$ при $\mathcal{E} = 0$, а в пп. 3.2, 3.3 — от магнитных и электрических полей при фиксированном значении $L_b = 60 \text{ \AA}$.

3.1. Зависимость от ширины барьера

Важным параметром, который определяет многие из физических особенностей поведения экситонов в ДКЯ (в частности, детали кроссовера из прямого в не прямой режим в электрическом поле \mathcal{E}), является ширина туннельного барьера L_b , который регулирует

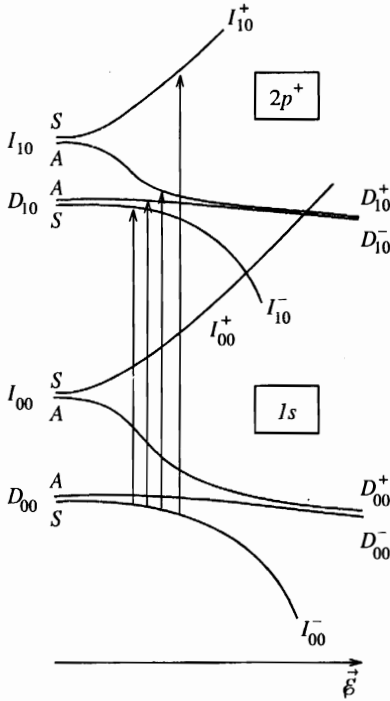


Рис. 2. Схематический рисунок, показывающий зависимость от поля \mathcal{E} собственных энергий экситонных $1s$ - и $2p^+$ -термов в ДКЯ в режиме широкого барьера. Вертикальные стрелки показывают переходы из основного $1s$ - в возбужденные $2p^+$ -состояния, отвечающие четырем наиболее низколежащим переходам, представленным на рис. 4а

эффективность связи между ямами. Эволюция с изменением L_b энергий и матричных элементов переходов из основного симметричного $1s$ -состояния в p^+ -состояния показана на рис. 3. В режиме узкого барьера начальное состояние сформировано в основном волновой функцией $\zeta_s \xi_s \phi_{00}$ (обозначаем ss_{00} , см. п. 2.4.1), а два возможных конечных симметричных $2p^+$ -состояния есть ss_{10} с $\zeta_s \xi_s \phi_{10}$ и aa_{10} с $\zeta_a \xi_a \phi_{10}$. Энергии этих переходов равны $\hbar\omega_{ce} + \delta E_1$ и $\hbar\omega_{ce} + \Delta_e + \Delta_h + \delta E_2$ соответственно. Здесь δE_i — добавки, связанные с разницей кулоновских энергий связи $1s$ - и $2p^+$ -состояний; $\delta E_2 \ll \Delta_e + \Delta_h$ при малом L_b . Матричный элемент перехода $ss_{00} \rightarrow ss_{10}$ оказывается велик, а перехода $ss_{00} \rightarrow aa_{10}$ — очень мал (и связан с перемешиванием состояний ss_{00} и aa_{00} , и aa_{10} и ss_{10}). Поскольку в режиме узкого барьера $\Delta_e + \Delta_h > \hbar\omega_{ce}$, при $L_b \simeq 25 \text{ \AA}$ происходит антикроссинг с переходом в $3p^+$ -состояние ss_{21} , что сопровождается перераспределением сил осцилляторов.

При переходе к режиму широкого барьера экситоны становятся преимущественно пространственно прямыми (D) или непрямыми (I). Так, например, начальное $1s$ состояние есть экситон $D_{00}S$ с волновой функцией $(\zeta_s \xi_s + \zeta_a \xi_a) \phi_{00} / \sqrt{2}$, а два конечных $2p^+$ -состояния — это прямой $D_{10}S$ и непрямой $I_{10}S$ экситоны с волновыми функциями $(\zeta_s \xi_s \pm \zeta_a \xi_a) \phi_{10} / \sqrt{2}$. Как видно из рис. 3, энергия перехода в первое возбужденное $2p^+$ -состояние при увеличении L_b возрастает очень слабо: изменения энергий связи начального и конечного состояний компенсируют друг друга. Энергия перехода в следующее возбужденное $2p^+$ -состояние (с волновой функцией $\zeta_a \xi_a \phi_{10}$ при малом значении L_b и $(\zeta_s \xi_s - \zeta_a \xi_a) \phi_{10} / \sqrt{2}$ при большом) быстро уменьшается с ростом L_b : симметрично-антисимметричные одночастичные расщепления Δ_α экспоненциально убывают с шириной барьера L_b . В режиме широкого барьера величины Δ_α физически

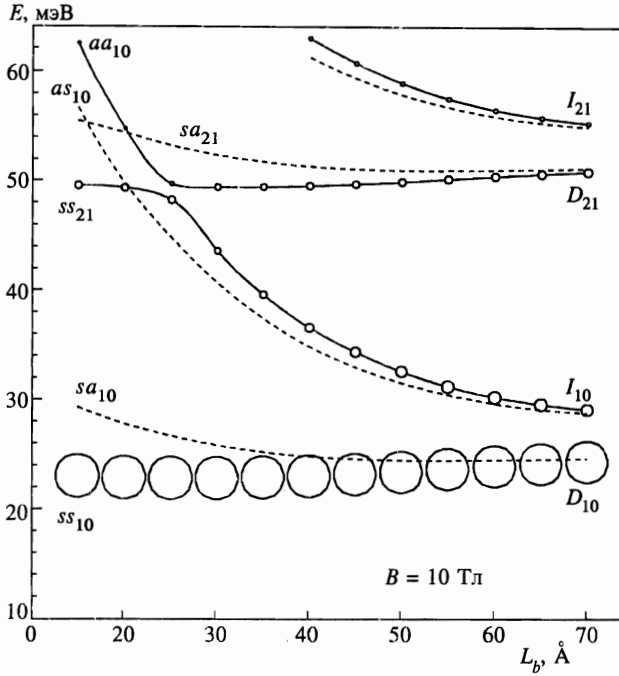


Рис. 3. Зависимость от ширины барьера L_b энергий и дипольных матричных элементов переходов экситонов из основного симметричного $1s$ -состояния в возбужденные p^+ -состояния для ДКЯ InGaAs/GaAs с $L_1 = L_2 = 60 \text{ \AA}$, $x = 0.2$ при $\mathcal{E} = 0$. Площадь светлых кружков пропорциональна $|f|^2$ (18). Штриховые линии отвечают запрещенным ($S \rightarrow A$) переходам в антисимметричные конечные состояния. На рисунке отмечен характер конечных состояний переходов

связаны с одночастичным туннелированием через барьер: $\Delta_\alpha \simeq |E_\alpha| \exp(-\mathcal{F}_\alpha)/\pi$, где $\mathcal{F}_\alpha = \sqrt{2m_{\alpha z}|E_\alpha|} L_b/\hbar$ и E_α — энергия уровня в одиночной квантовой яме [28]. Для рассматриваемого случая ДКЯ In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs с $L_1 = L_2 = 60 \text{ \AA}$ и например, $L_b \simeq 60 \text{ \AA}$ численный расчет дает [9] $\Delta_e \simeq 4.9 \text{ мэВ}$ и $\Delta_h \simeq 0.6 \text{ мэВ}$. Для больших L_b два низколежащих перехода в $2p^+$ -состояния — это переходы между прямыми $D_{00}S \rightarrow D_{10}S$ и непрямыми $D_{00}S \rightarrow I_{10}S$ экситонами, расщепления между которыми $\simeq \delta E_{DI} = E_D - E_I$. Расстояние до оптически неактивных переходов в A -состояния $\simeq \Delta_X \simeq \Delta_e \Delta_h / \delta E_{DI}$. Переходы на следующие уровни Ландау $D_{00}S \rightarrow D_{21}S$, $D_{00}S \rightarrow I_{21}S$ отвечают конечным $3p^+$ -состояниям и имеют меньшую силу осциллятора.

3.2. Эволюция ИК-переходов в электрическом поле \mathcal{E} при $B \neq 0$

Перпендикулярное электрическое поле \mathcal{E} разрушает симметрию по отношению к инверсии $z \rightarrow -z$ и делает в симметричных ДКЯ разрешенными все переходы $s \rightarrow p^\pm$. Схематически эволюция экситонных $1s$ - и $2p^+$ -термов в поле \mathcal{E} в режиме широкого барьера показана на рис. 2. В слабых полях \mathcal{E} термы испытывают квадратичные штрафковские сдвиги. В промежуточных полях \mathcal{E} происходят зависящие от номеров уровней Ландау nm переходы из прямого в непрямоу режимы. Для $2p^+$ -состояний вследствие меньших кулоновских энергий такой переход происходит в меньших электриче-

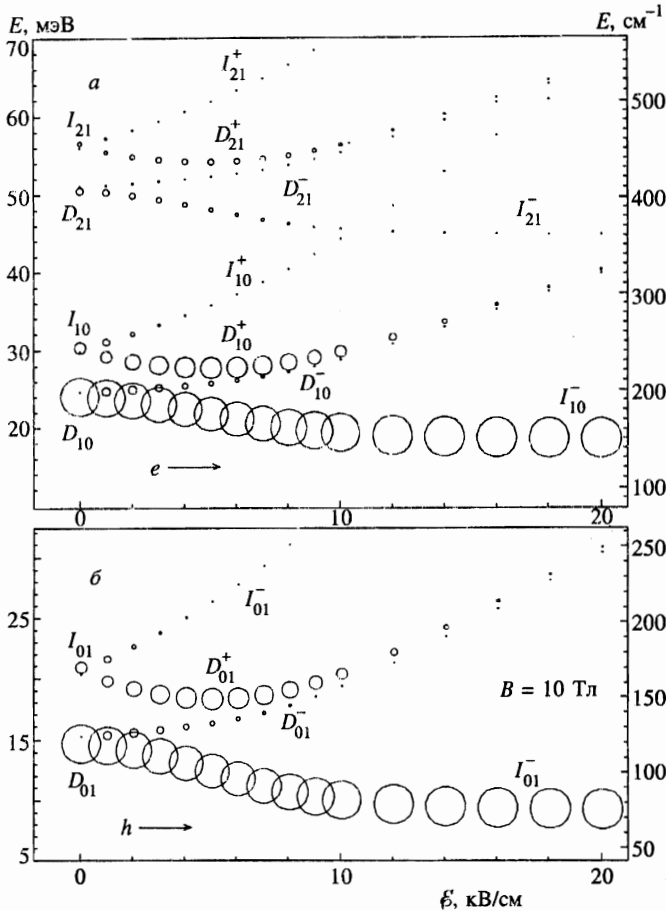


Рис. 4. Эволюция в электрическом поле \mathcal{E} энергий и дипольных матричных элементов переходов из основного $1s$ -состояния в возбужденные p^+ -состояния (а) и в p^- -состояния (б) в поле $B = 10$ Тл для симметричной ДКЯ InGaAs/GaAs с $L_1 = L_2 = L_b = 60$ А, $x = 0.2$. Площадь светлых кружков пропорциональна дипольному матричному элементу перехода $|f|^2$. Горизонтальные стрелки показывают положение циклотронных резонансов свободных e и h . На рисунке отмечен характер конечных состояний переходов

ских полях, чем для $1s$ -состояний. Это проявляется в спектрах ИК-поглощения.

Рассмотрим эволюцию в поле \mathcal{E} переходов из основного $1s$ -состояния в возбужденные p^\pm -состояния в фиксированном магнитном поле (рис. 4). Переход в первое возбужденное $2p^+$ -состояние испытывает красный сдвиг, который насыщается в сильных полях \mathcal{E} . Этот эффект зависит от B : чем больше фиксированное магнитное поле B , тем больше красный сдвиг. Его происхождение связано с экситонными эффектами. Действительно, в слабых полях \mathcal{E} как начальное D_{00} , так и конечное D_{10} состояния являются пространственно прямыми. В сильных полях \mathcal{E} эти состояния становятся непрямыми магнитоэкситонами (I_{00}^- и I_{10}^-) с меньшими энергиями связи. В результате энергия экситонного перехода уменьшается и приближается в сильном поле \mathcal{E} к энергии циклотронного резонанса свободных носителей (показаны на рис. 4 стрелками).

Отметим также немонотонную зависимость энергии перехода в третье возбужденное $2p^+$ -состояние (при $\mathcal{E}=0$ это есть переход $D_{00}S \rightarrow I_{10}A$, который строго запрещен по симметрии). Это связано с происходящими последовательно кроссоверами из прямого в непрямой режим — сначала для конечного, потом для начального состояний в ИК-переходе. Первый кроссовер (третье возбужденное $2p^+$ -состояние превращается из прямого $I_{10}A$ в прямой D_{10}^+ магнитоэкситон) происходит в меньших полях \mathcal{E} , когда исходное состояние все еще является, в основном, пространственно прямым экситоном D_{00} . Это объясняет начальное увеличение силы осциллятора и красный сдвиг вследствие большего эффекта Штарка для $2p^+$ -состояния. Затем происходит кроссовер из прямого в непрямой режим для основного $1s$ -состояния (из $D_{00}S$ в I_{00}^-). После этого переход становится $I_{00}^- \rightarrow D_{10}^+$. В результате он теряет силу осциллятора и начинает испытывать в поле \mathcal{E} практически линейный синий сдвиг (из-за эффекта Штарка для начального состояния прямого экситона I_{00}^-).

3.3. Эволюция ИК-переходов в магнитном поле при $\mathcal{E} \neq 0$

Энергии связи непрямых экситонов возрастают в поле B более медленно по сравнению с прямыми экситонами. В результате в фиксированном сильном поле \mathcal{E} увеличение поля B вызывает кроссовер из прямого в непрямой режим, который зависит от номеров уровней Ландау экситонных состояний [4, 9, 25]. Это проявляется и в экситонных спектрах ИК-поглощения. Эволюция энергий и дипольных матричных элементов переходов $1s \rightarrow p^+$ с увеличением B в электрическом поле $\mathcal{E} = 7$ кВ/см показана на рис. 5а, а в поле $\mathcal{E} = 17.2$ кВ/см — на рис. 5б.

В больших полях \mathcal{E} (рис. 5б) начальное $1s$ -состояние является прямым экситоном I_{00}^- . В рассматриваемом диапазоне изменения магнитного поля $B < 16$ Тл непрямой-прямой кроссовер не возникает. Поэтому только переход $I_{00}^- \rightarrow I_{10}^-$ обладает большим дипольным матричным элементом, который быстро (практически линейно) возрастает с увеличением B . Переходы на все остальные более высоколежащие уровни оказываются сильно подавленными.

В меньших электрических полях (рис. 5а) энергетическое расстояние между состояниями I_{10}^- и D_{10}^\pm значительно меньше. Кроме того, прямые и непрямые экситонные состояния сильно смешаны [9]. Поэтому теперь переход $I_{00}^- \rightarrow D_{10}^+$ имеет заметный дипольный матричный элемент даже в промежуточных магнитных полях B . В полях $B < 4$ Тл поведение линий усложняется вследствие многочисленных антикроссингов между прямыми np^+ и прямыми $n'p^+$ экситонами с $n' > n$. Это приводит к небольшим расщеплениям между линиями и к перераспределениям сил осцилляторов. Это похоже на поведение межзонных переходов, которое обсуждалось в [4, 9]. При $B > 10$ Тл переход $I_{00}^- \rightarrow D_{10}^+$ начинает быстро набирать силу осциллятора. Это происходит вследствие прямого-прямого кроссовера для начального состояния перехода: основное состояние постепенно меняет свою природу [4, 9] и из прямого I_{00}^- становится прямым D_{00}^- -экситоном. Для $2p^\pm$ -состояний, поскольку экситонные эффекты ослаблены, такой кроссовер имеет место в значительно больших полях B .

Отметим, что переход в конечное состояние D_{10}^- остается очень слабым. Это происходит вследствие различных пространственных характеристик прямых (почти вырожденных) экситонов D_{10}^- и D_{10}^+ . Действительно, из распределений условных вероятностей экситонов (рис. 6)

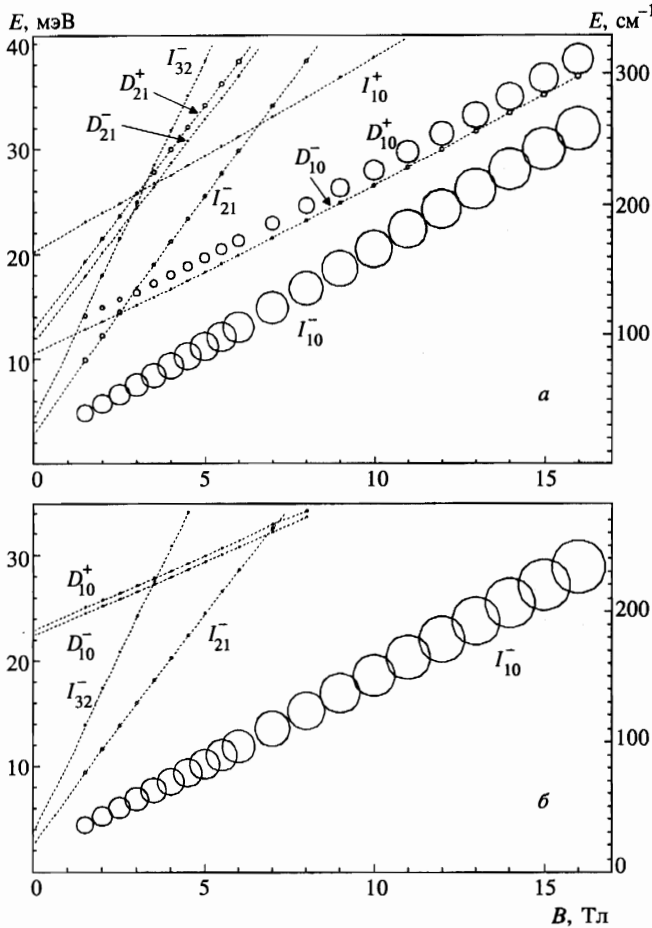


Рис. 5. Эволюция в магнитном поле B энергий и дипольных матричных элементов переходов $1s \rightarrow p^+$ в электрических полях $\mathcal{E} = 7$ кВ/см (а) и $\mathcal{E} = 17.2$ кВ/см (б). На рисунке отмечен характер конечных состояний переходов. Пунктирные линии показывают положения нескольких слабых переходов. Площадь светлых кружков пропорциональна дипольному матричному элементу перехода $|f|^2$ (18)

$$P_{K=0,l_z}(z_e, z_h) = \int d^2\rho |\Psi_{K=0,l_z}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)|^2 \tag{19}$$

видно, что в полях $\mathcal{E} = 7$ кВ/см и $B = 10$ Тл основное состояние на нулевых уровнях Ландау (т.е. начальное состояние в рассматриваемых переходах) является преимущественно пространственно прямым; обозначаем его D_{00}^- . Это в основном прямой экситон, находящийся в левой квантовой яме ($z_e, z_h < 0$), с большим подмешиванием не прямой компоненты ($z_e > 0, z_h < 0$) и чрезвычайно малой компонентой прямого экситона в правой квантовой яме ($z_e, z_h > 0$). В тех же полях основное $2p^+$ -состояние, вследствие того что кулоновские экситонные эффекты для него не так велики, оказывается поляризовано в поле \mathcal{E} : это преимущественно пространственно не прямой экситон I_{10}^- ($z_e > 0, z_h < 0$) с небольшим подмешиванием прямой ($z_e, z_h < 0$) компо-

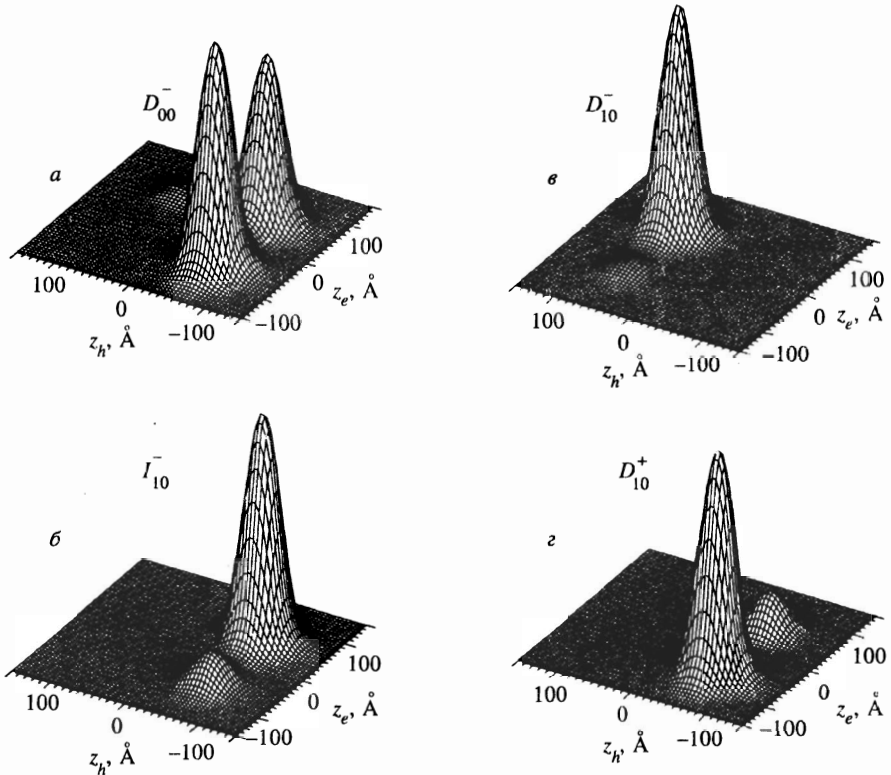


Рис. 6. Плотности вероятности $P(z_e, z_h)$ (19) для экситонных состояний, участвующих в переходах, представленных на рис. 5а ($B = 10$ Тл): начальный $1s$ -уровень D_{00}^- (а) и три различных конечных низколежащих $2p^+$ -уровня I_{10}^- (б), D_{10}^- (в) и D_{10}^+ (г)

ненты. Дипольный матричный элемент перехода $D_{00}^- \rightarrow I_{10}^-$ оказывается велик благодаря значительному пространственному перекрытию между этими двумя состояниями. Следующие два возбужденных $2p^+$ -состояния (D_{10}^- и D_{10}^+) являются преимущественно прямыми экситонами, которые находятся в правой и в левой квантовых ямах соответственно. В результате только переход $D_{00}^- \rightarrow D_{10}^+$ оказывается сильным, в то время как переход $D_{00}^- \rightarrow D_{10}^-$ из-за малого пространственного перекрытия состояний D_{00}^- и D_{10}^- оказывается очень слабым.

4. ВЫВОДЫ

Мы теоретически рассмотрели внутризонные магнитооптические переходы прямых и непрямых экситонов в ДКЯ InGaAs/GaAs. Предсказаны особенности поведения энергий и дипольных матричных элементов переходов при кроссовере от режима узкого барьера к режиму широкого барьера, а также в магнитном B и электрическом \mathcal{E} полях. В частности, для переходов из основного $1s$ в первое возбужденное $2p^\pm$ -состояние в ДКЯ предсказан эффект красного смещения линии при прямом-непрямом переходе в поле \mathcal{E} . Этот эффект имеет кулоновскую природу и усиливается с увеличением B . Полученные теоретические результаты могут оказаться полезными при постановке и интерпретации эксперимента.

Автор признателен А. Л. Яблонскому за разработку программ численного счета, а также Г. Е. В. Бауэру (G. E. W. Bauer), Л. В. Бутову, А. А. Дремину, Дж. Коно (J. Kono), Б. Д. Маккомбу (B. D. McCombe) и В. Б. Тимофееву за полезные обсуждения. Настоящая работа поддержана грантами Фольксваген, Российского фонда фундаментальных исследований и INTAS.

Литература

1. Y. Kuramoto and C. Horie, *Solid State Commun.* **25**, 713 (1978); I. V. Lerner, Yu. E. Lozovik, and D. R. Musin, *J. Phys. C* **14**, L311 (1980); D. Yoshioka and A. H. MacDonald, *J. Phys. Soc. Jap.* **59**, 4211 (1990); X. M. Chen and J. J. Queen, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 895 (1991).
2. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **80**, 1488 (1981); А. Б. Дзюбенко, Ю. Е. Лозовик, *ФТТ* **25**, 1519 (1983); **26**, 1540 (1984).
3. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).
4. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, and K. Eberl, *Phys. Rev. B* **52**, 12153 (1995).
5. M. Bayer, V. B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, and A. Forchel, *Phys. Rev. B* **54**, 8799 (1996).
6. J. Kono, B. D. McCombe, J.-P. Cheng, I. Lo, W. C. Mitchel, and C. E. Stutz, *Phys. Rev. B* **50**, 12492 (1994).
7. J.-P. Cheng, J. Kono, B. D. McCombe, I. Lo, W. C. Mitchel, and C. E. Stutz, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 450 (1995).
8. L. V. Butov, in *Proc. ICPS-23*, eds. M. Scheffler and R. Zimmermann, World Scientific, Singapore (1996), p. 1927.
9. A. B. Dzyubenko and A. L. Yablonskii, *Phys. Rev. B* **53**, 16355 (1996).
10. D. Labrie, M. L. W. Thewalt, I. J. Booth, and G. Kirzenov, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1882 (1988).
11. C. C. Hodge, C. C. Phillips, M. S. Skolnick, G. W. Smith, C. R. Whitehouse, P. Dawson, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. B* **41**, 12319 (1990).
12. M. Salib, H. A. Nickel, G. S. Herold, A. Petrou, B. D. McCombe, R. Chen, K. K. Bajaj, and W. Schaff, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1135 (1996).
13. J. Cerne, J. Kono, M. S. Sherwin, M. Sundaram, A. C. Gossard, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1131 (1996).
14. A. A. Dremin, V. B. Timofeev, D. Birkedal, and J. Hvam, *Phys. Stat. Sol. A* **164**, 557 (1997).
15. H. A. Nickel, G. H. Herold, M. S. Salib, G. Kioseoglou, A. Petrou, B. D. McCombe, and D. Broido, in *Proc. EP2DS-12*, Tokyo (1997), to be published in *Physica B*; J. Kono, M. Y. Su, J. Cerne, M. S. Sherwin, S. J. Allen Jr., T. Inoshita, T. Noda, and H. Sakaki, *ibid.*
16. J. Cen and K. K. Bajaj, *Phys. Rev. B* **47**, 1392 (1993).
17. A. B. Dzyubenko and A. L. Yablonskii, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 198 (1996).
18. а) А. Б. Дзюбенко and А. Л. Яблонский, in *Proc. of the XIIth Int. Conf. «High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors II»*, eds. G. Landwehr and W. Ossau, World Scientific, Singapore (1997), p. 693. б) А. Б. Дзюбенко, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 588 (1997).
19. T. G. Andersson, Z. G. Chen, V. D. Kulakovskii, A. Uddin, J. T. Vallin, *Phys. Rev. B* **37**, 4032 (1988).
20. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **53**, 717 (1967).
21. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980).
22. И. А. Малкин, В. И. Манько, *ЖЭТФ* **55**, 1014 (1968).
23. A. H. MacDonald and D. S. Ritchie, *Phys. Rev. B* **33**, 8336 (1986).
24. M. M. Dignam and J. E. Sipe, *Phys. Rev. B* **43**, 4084 (1991).
25. G. W. Bryant, *Phys. Rev. B* **46**, 1893 (1992).
26. Y. J. Chen, E. S. Koteles, B. S. Elman, and C. A. Armiento, *Phys. Rev. B* **36**, 4562 (1987).
27. S. Charbonneau, M. L. Thewalt, E. S. Koteles, and B. Elman, *Phys. Rev. B* **38**, 6287 (1988).
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989), с. 223.