

# Экситонные поляритоны в квантовых ямах в поперечном магнитном поле

© Д.К. Логинов, В.П. Кочерешко\*, А.В. Платонов\*, J.J. Davies\*\*, D. Wolverson\*\*,  
L.C. Smith\*\*, R.T. Cox\*\*\*, J. Cibert\*\*\*, H. Mariette\*\*\*

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

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

\*\* Department of Physics, University of Bath, Bath, U.K.

\*\*\* Institute Néel, CNRS, Grenoble, France

E-mail: Vladimir.kochereshko@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 13 ноября 2008 г.)

Исследовались спектры отражения экситонных поляритонов в широких квантовых ямах CdTe/CdZnTe (ширина ямы много больше боровского радиуса экситона) в магнитном поле в геометрии Фогта. В магнитном поле для каждого уровня квантования экситона наблюдалось возгорание линий запрещенного экситона. С ростом номера уровня размерного квантования обнаружено заметное уменьшение константы диамагнитного сдвига экситона. При сравнении расчетных и экспериментальных спектров выявлен рост трансляционной массы экситона с ростом магнитного поля. Показано, что как рост массы, так и уменьшение диамагнитного сдвига связаны со смешиванием состояний внутреннего движения в экситоне и его трансляционного движения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ, Президиума РАН и ОФН РАН.

PACS: 71.35.Cc, 71.35.Ji, 71.36.+c, 78.20.Ls

## 1. Введение

Обычно в оптике кристаллов изучаются состояния покоящихся экситонов с нулевой (или очень малой) кинетической энергией. Это обстоятельство обусловлено тем, что только такие экситоны могут взаимодействовать со светом. В структурах с пониженной размерностью благодаря явлению размерного квантования появляется возможность изучать экситоны и с ненулевой кинетической энергией. Особенно удобным модельным объектом для спектроскопии экситонов оказываются гетероструктуры с широкими квантовыми ямами (КЯ), когда ширина ямы много больше боровского радиуса экситона. В таких структурах происходит квантование движения центра масс экситона, и, таким образом, с одной стороны, экситон сохраняет свои объемные свойства, а с другой — обладает ненулевой кинетической энергией.

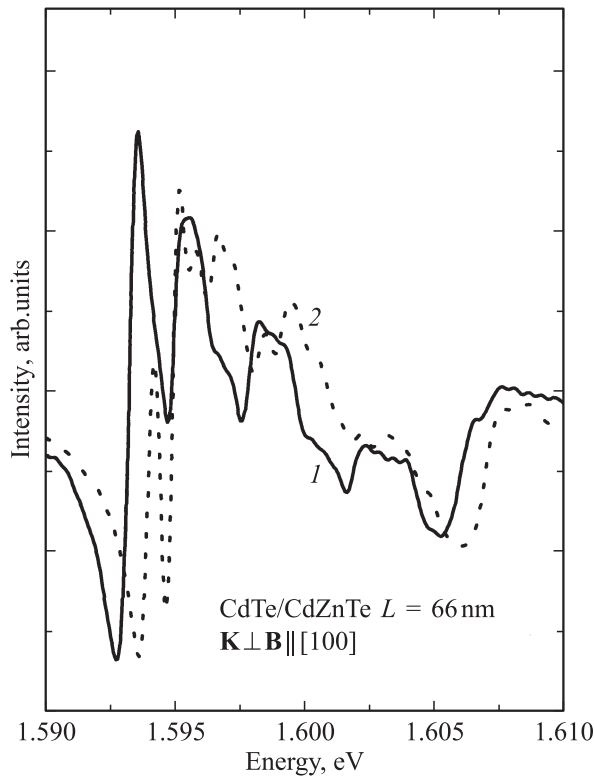
Несмотря на то что исследования структур с широкими КЯ ведутся относительно давно, в этой области осталось немало нерешенных проблем. Среди интересных задач, которые требуют своего решения, следует отметить исследование влияния внешних воздействий на экситонные спектры, и в особенности влияние внешнего магнитного поля. Большинство работ по магнитооптике экситонов, как экспериментальных, так и теоретических, посвящено либо объемным материалам [1–4], когда движение центра масс и внутреннее движение разделяются, либо узким квантовыми ямами, когда квантование электрона и дырки можно считать независимым.

Только относительно недавно были опубликованы первые работы, посвященные экспериментальному исследованию размерного квантования экситонов как целого во внешнем магнитном поле [5,6]. Эксперименты показали, что в оптических спектрах экситонных поляритонов в КЯ при приложении магнитного поля наблюдается ряд необычных эффектов, которые не наблюдались ни в объемных материалах, ни в низкоразмерных структурах.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому анализу экситонных спектров отражения света от широких квантовых ям на основе полупроводников CdTe во внешнем магнитном поле в геометрии Фогта ( $\mathbf{K} \perp \mathbf{B}$ ), когда волновой вектор света перпендикулярен магнитному полю.

## 2. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры CdTe/Cd<sub>0.92</sub>Zn<sub>0.08</sub>Te были выращены методом молекулярной пучковой эпитаксии. Структуры состоят из подложки Cd<sub>0.97</sub>Zn<sub>0.03</sub>Te толщиной около 1 мкм, барьерных слоев Cd<sub>0.92</sub>Zn<sub>0.08</sub>Te, широкой квантовой ямы CdTe шириной от 400 до 1000 нм, помещенной между двумя такими барьерами. Следует учесть то обстоятельство, что постоянные решетки материалов КЯ и барьеров в нашей структуре отличаются, что приводит к возникновению механических напряжений вдоль оси роста структуры. Эти механические напряжения стимулируют расщепле-



**Рис. 1.** Спектр отражения, измеренный при нормальном падении света, от структуры с квантовой ямой CdTe/Cd<sub>0.92</sub>Zn<sub>0.08</sub>Te шириной 66 nm. В, Т: 1 — 0, 2 — 6.5.

ние состояний легкой и тяжелой дырок. Для наших структур это явление было детально исследовано в [7]. В указанном интервале составов подложки и барьеров состояние экситона с тяжелой дыркой находится примерно на 15 meV ниже экситона с легкой дыркой.

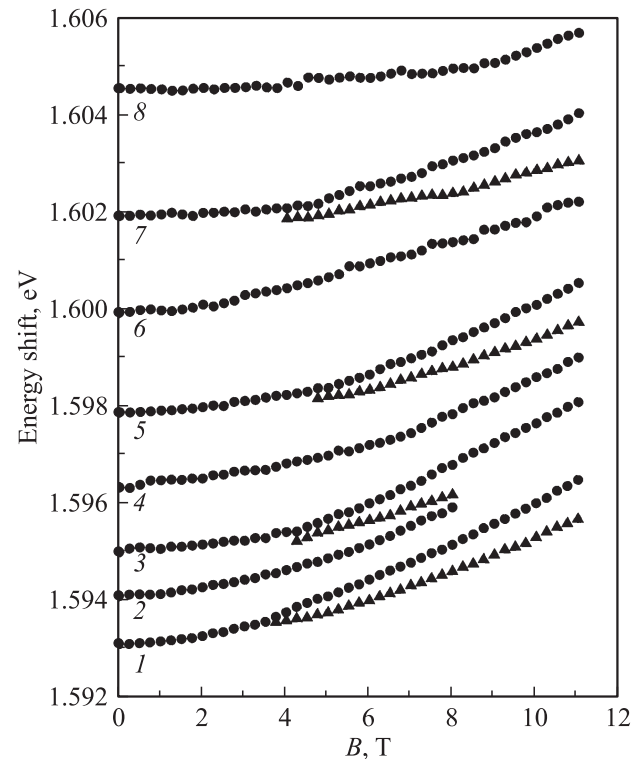
На рис. 1 кривой 1 представлен спектр отражения гетероструктуры с КЯ CdTe/Cd<sub>0.92</sub>Zn<sub>0.08</sub>Te шириной 66 nm в нулевом магнитном поле. Измерения проводились при нормальном падении света на образец. В спектрах отражения наблюдаются доминирующий по интенсивности пик, связанный с основным состоянием тяжелого экситона, и разбегающиеся в область более высоких энергий осцилляции с меньшей амплитудой. В области примерно на 15 meV выше основного максимума наблюдается сильно уширенная спектральная особенность несколько большей амплитуды. Она связана с основным состоянием легкого экситона, энергия которого сдвинута вверх за счет одноосной деформации исследуемой структуры. Данная картина типична для нулевого магнитного поля и описывается в рамках модели интерференции поляритонных волн [8–12].

Спектр отражения, измеренный в магнитном поле величиной 6.5 T в геометрии Фогта ( $\mathbf{K} \perp \mathbf{B}$ ), представлен на рис. 1 кривой 2. Магнитное поле приводит к диамагнитному сдвигу всех линий в спектре в область более высоких энергий. С ростом магнитного поля наряду со структурой осцилляций отражения, обусловленных

размерным квантованием оптически активных тяжелых экситонов, в спектре начинает возгораться дополнительная структура осцилляций. Эти дополнительные осцилляции, так же как и первоначальная структура, связаны с размерным квантованием центра масс экситонов.

Хорошо известно [13], что поперечное магнитное поле смешивает оптически активные (с моментом  $\pm 1$ ) и оптически неактивные (с моментом  $\pm 2$ ) экситонные состояния. В нулевом магнитном поле оптически активные и неактивные экситонные состояния расщеплены обменным взаимодействием, величина которого составляет десятые доли meV. Магнитное поле приводит к расщеплению этих состояний и к возгоранию оптически неактивных состояний. Зависимость энергетического положения линий, наблюдаемых в спектрах отражения в магнитном поле, приведена на рис. 2.

Из этих зависимостей видно также, что величина диамагнитного сдвига заметно падает с ростом номера уровня. Это означает, что наряду с „обычным“ диамагнитным сдвигом имеется отрицательный вклад в энергию экситона, пропорциональный квадрату магнитного поля. Этот вклад зависит и от волнового вектора центра масс экситона. В КЯ из-за размерного квантования нечетные степени волнового вектора не могут вносить вклад в энергию экситона. Таким образом, экспериментальные данные указывают на то, что в магнитном поле в геометрии Фогта имеется поправка отрицательного знака к энергии экситона, пропорциональная квадрату



**Рис. 2.** Зависимость энергетического положения всех особенностей спектра отражения от магнитного поля для структуры, представленной на рис. 1.

магнитного поля и квадрату волнового вектора:

$$\Delta E_{\text{exc}} = -D_1 Q^2 B^2.$$

### 3. Теория

Основное состояние экситона в кубических кристаллах, таких как CdTe, вырождено и образовано из состояний с тяжелой и легкой дырками с угловым моментом 3/2 и 1/2 соответственно. В напряженных гетероструктурах зона легких экситонов отщепляется на несколько десятков meV вверх по энергии от зоны тяжелых экситонов. В настоящей работе ограничимся изучением только состояний тяжелого экситона.

Гамильтониан экситона в кубическом кристалле имеет вид

$$H = H_c(\mathbf{K}_e) - H_v(\mathbf{K}_h) - \frac{e^2}{r}. \quad (1)$$

Здесь первый член — гамильтониан электрона в зоне проводимости, второй член — гамильтониан в валентной зоне, третий член — кулоновское взаимодействие электрона и дырки. В сферическом приближении в присутствии внешнего магнитного поля гамильтонианы имеют вид

$$H_c(\mathbf{K}_e) = \mathbf{K}_e^2/2m_e + \frac{1}{2}\mu(\hat{\sigma} g \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$-H_v(\mathbf{K}_h) = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ \left( \gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma} \right) \mathbf{K}_h^2 \hat{\mathbf{I}} - 2\bar{\gamma} \left( \sum_{i=1,3} \hat{J}_i K_{h,i} \right)^2 \right\} + \mu\kappa \hat{\mathbf{J}} \mathbf{B}, \quad (3)$$

$$\hbar\mathbf{K}_e = (-\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} + \alpha\hbar\mathbf{Q}), \quad \hbar\mathbf{K}_h = (\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} + \beta\hbar\mathbf{Q}),$$

где  $m_e$  — эффективная масса электрона,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\bar{\gamma} = \frac{1}{5}(2\gamma_2 + 3\gamma_3)$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  — параметры Латтинжера,  $\alpha = m_e/(m_e + m_h)$  и  $\beta = m_h/(m_e + m_h)$ ,  $m_h = m_0/\gamma_1$ ,  $p$  — импульс внутреннего движения в экситоне,  $\mathbf{Q}$  — волновой вектор центра масс экситона. Удобно выбрать векторный потенциал в виде  $A = \frac{1}{2}[\mathbf{B}\mathbf{r}]$ ,  $g$  и  $\kappa$  —  $g$ -факторы электрона и дырки,  $\mathbf{B}$  — индукция магнитного поля,  $\hat{\mathbf{J}}$  — матрицы углового момента 3/2,  $\hat{\mathbf{I}}$  — единичная матрица,  $\hat{\sigma}$  — матрицы Паули. Поскольку, как правило,  $\alpha \ll 1$ , будем считать, что  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 1$ .

Рассмотрим задачу об экситоне в магнитном поле по теории возмущений [14,15]. Представим гамильтониан (1) в виде

$$H = H_s + H'. \quad (4)$$

Здесь  $H_s$  — невозмущенная часть гамильтониана (1), имеющая сферическую симметрию,

$$H_s = p^2/2\mu_0 - e^2/\epsilon r,$$

$$1/\mu_0 = 1/m_e + \gamma_1/m_0,$$

$H'$  — возмущение.  $H'$  содержит все остальные слагаемые в (1).

Собственные состояния  $H_s$  восьмикратно вырождены по спину электрона и дырки и характеризуются энергией  $E_n = -Ry/n^2$  и боровским радиусом  $a_B^* = \epsilon\hbar^2/\mu_0 e^2$ , где  $Ry = \mu_0 e^4/2\hbar^2 \epsilon^2$  — экситонный ридберг.

Дискретный спектр  $H_s$  описывается водородоподобными собственными функциями  $\left| \left[ \begin{smallmatrix} n \\ k \end{smallmatrix} \right], l, m, i \right\rangle$  с квантовыми числами  $n$ ,  $l$ ,  $m$  и дополнительно спинорным квантовым числом  $i$ . Для непрерывного спектра главное квантовое число  $n$  нужно заменить на непрерывную переменную  $k$ :  $k = -i/n$ .

Волновые функции можно записать в виде [16]

$$\left| \left[ \begin{smallmatrix} n \\ k \end{smallmatrix} \right], l, m, i \right\rangle = \left| \left[ \begin{smallmatrix} n \\ k \end{smallmatrix} \right], l, m \right\rangle \times \begin{bmatrix} \delta_{1i} \\ \delta_{2i} \\ \delta_{3i} \\ \delta_{4i} \\ \delta_{5i} \\ \delta_{6i} \\ \delta_{7i} \\ \delta_{8i} \end{bmatrix}.$$

Здесь  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Рассмотрим теперь возмущение  $H'$

$$H' = H_1 + H_2 + H_3, \quad (5)$$

$$H_1 = \frac{1}{2}\mu(\hat{\sigma} g \mathbf{B}) + \mu\kappa \hat{\mathbf{J}} \mathbf{B}, \quad (6)$$

$$H_2 = \frac{\bar{\gamma}}{m_0} \frac{5}{4} \mathbf{p}^2 \hat{\mathbf{I}} + \frac{(\gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma})}{2m_0} (\hbar^2 \mathbf{Q}^2 + 2\hbar(\mathbf{Q}\mathbf{p})) \hat{\mathbf{I}} + \left( \frac{1}{2m_e} + \frac{(\gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma})}{2m_0} \right) \left( \frac{e}{c} \right)^2 A^2 \hat{\mathbf{I}} + \left( \frac{1}{m_e} - \frac{(\gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma})}{m_0} \right) \left( \frac{e}{c} \right) (\mathbf{A}\mathbf{p}) \hat{\mathbf{I}} + \frac{(\gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma})}{m_0} \hbar \left( \frac{e}{c} \right) (\mathbf{A}\mathbf{Q}) \hat{\mathbf{I}}, \quad (7)$$

$$H_3 = -2\bar{\gamma} \left( \sum_{i=x,y,z} \left( p_i + \frac{e}{c} A_i + \hbar Q_i \right) J_i \right)^2. \quad (8)$$

Гамильтониан  $H_1$  описывает зеемановское расщепление экситонных состояний. Из-за расщепления состояний легких и тяжелых дырок, вызванного механическими напряжениями в гетероструктурах CdTe/CdZnTe, в поперечном магнитном поле в геометрии Фогта  $g$ -фактор дырки равен нулю. В результате в этой геометрии магнитное поле приводит к расщеплению состояний оптически активных и оптически запрещенных экситонов с  $g$ -фактором электрона. Как видно из (6), это расщепление не зависит от  $\mathbf{Q}$  и одинаково для всех состояний размерного квантования экситона.

Первые два слагаемых в гамильтониане  $H_2$  не зависят от магнитного поля и приводят к перенормировке экситонных параметров в нулевом поле, в частности

эффективной массы. Третье слагаемое  $\propto A^2$  описывает обычный диамагнитный сдвиг экситона. Четвертое слагаемое учитывает взаимодействие орбитального момента экситона с магнитным полем. Оно не вносит вклада для  $S$ -состояний экситона. Поскольку все эти четыре слагаемых не вносят вклада, зависящего одновременно и от магнитного поля, и от волнового вектора центра масс экситона, мы не будем их рассматривать, считая эффективную массу и константу диамагнитного сдвига известными.

Нам будут интересовать только поправки, зависящие одновременно от магнитного поля и волнового вектора. Пятое слагаемое в гамильтониане  $H_2$  во втором порядке теории возмущений дает квадратичные по магнитному полю и волновому вектору центра масс поправки в энергию экситона в геометрии Фогта. Таким образом, будем рассматривать только следующее слагаемое:

$$\hbar \frac{(\gamma_1 + \frac{5}{2}\bar{\gamma})}{m_0} \left(\frac{e}{c}\right) (\mathbf{A}\mathbf{Q}) \hat{\mathbf{I}}^2. \quad (9)$$

Гамильтониан  $H_3$  также дает поправки к диамагнитному сдвигу, вызванные движением центра масс экситона. В отличие от  $H_2$  эти поправки не равны нулю как в геометрии Фогта, так и в геометрии Фарадея [17]. Для нас интересны только следующие слагаемые:

$$-2 \frac{\bar{\gamma}}{m_0} \hbar \left(\frac{e}{c}\right) \sum_{i=x,y,z} Q_i A_i J_i^2 - 2\hbar \left(\frac{e}{c}\right) \sum_{\substack{i \neq j \\ i=x,y,z}} (A_i Q_j + A_j Q_i) \{J_i J_j\}. \quad (10)$$

Слагаемые (9) и (10) вносят ненулевой вклад только во втором порядке теории возмущений, смешивая состояния экситона  $S$ - и  $P$ -типа.

Рассмотрим сначала геометрию Фогта  $|\mathbf{Q}| = Q_z$ ,  $|\mathbf{A}| = A_z$ , выбирая калибровку Ландау  $A_z = B_x y$ . Получим, что величина вклада в энергию экситона, пропорциональная квадратам магнитного поля и волнового вектора, равна

$$\delta E = (\gamma_1 \pm 2\bar{\gamma})^2 \left(\frac{\hbar e}{m_0 c}\right)^2 Q_z^2 B_x^2 \frac{1}{4} \sum_n \frac{|\langle 1S | y | nP_y \rangle|^2}{E_{1S} - E_{nP_y}}. \quad (11)$$

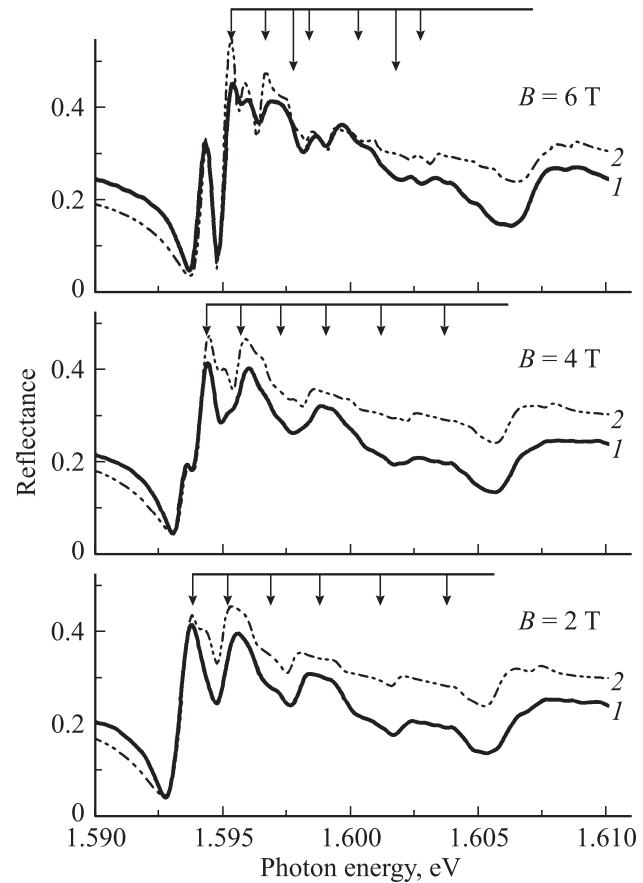
Знак плюс соответствует легким дыркам, а знак минус — тяжелым дыркам. Здесь подразумевается суммирование по состояниям дискретного спектра и интегрирование по состояниям непрерывного.

Для того чтобы уточнить экситонные параметры и выявить их зависимость от магнитного поля, нами был проведен расчет спектров отражения исследованных структур. Расчет проводился в рамках поляритонной модели, учитывающей размерное квантование как оптически активных состояний экситонов, так и оптически запрещенных [18]. В качестве дополнительных граничных условий использовались условия Пекара [19], исчезновение волновой функции экситона на границах ямы.

## 4. Результаты и обсуждение

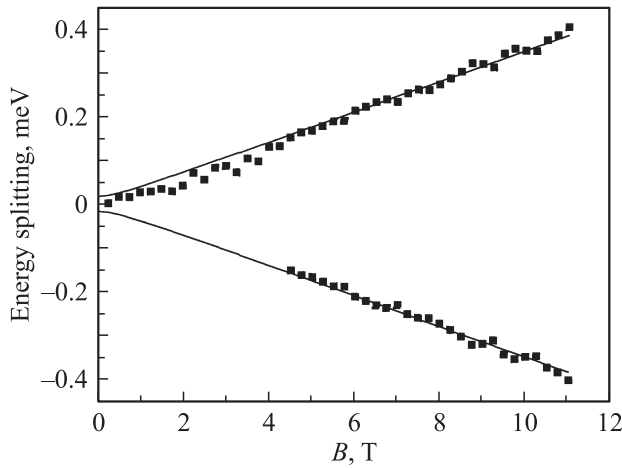
На рис. 3 приведено сопоставление расчетных и экспериментально измеренных спектров отражения для магнитных полей в интервале 1–6 Т. В данном расчете учитывалось только возмущение  $H_1$ , которое смешивает оптически активные и неактивные состояния, что приводит к возгоранию оптически неактивных экситонных состояний. Величина этого смешивания одинакова для всех состояний размерного квантования экситона. На рис. 3 длинными стрелками обозначены энергии оптически активных экситонов, а короткими стрелками — энергии оптически запрещенных. Как можно убедиться, для магнитных полей  $B = 1-6$  Т численное моделирование с хорошей точностью воспроизводит экспериментальные спектры. Это позволило более точно определить экситонные параметры, такие как трансляционная масса,  $g$ -фактор, константа обменного взаимодействия.

На рис. 4 представлена зависимость величины расщепления оптически активных и оптически запрещенных состояний для всех состояний размерного квантования.

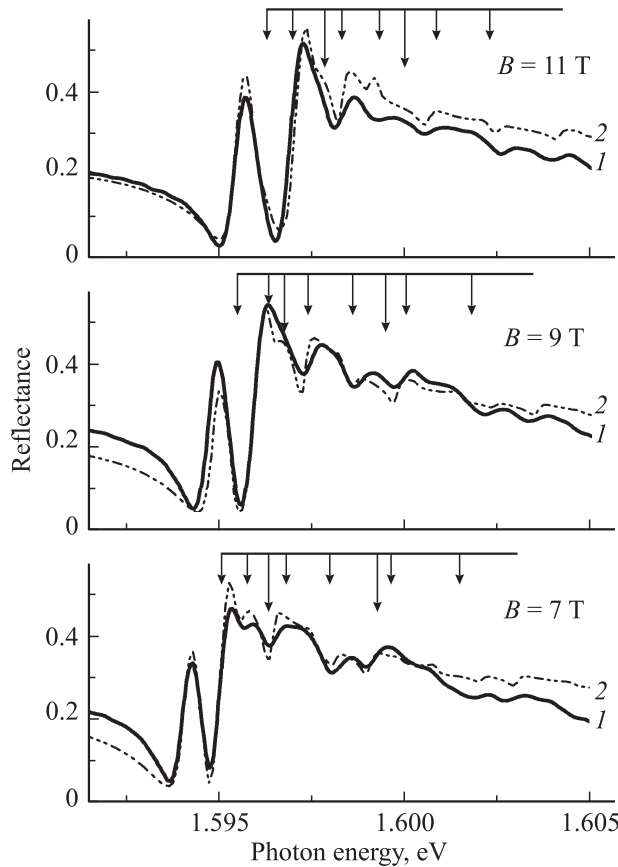


**Рис. 3.** Подгонка экспериментальных (1) и расчетных (2) спектров отражения в магнитных полях 2, 4, 6 Т. Длинные стрелки соответствуют оптически активным состояниям экситона, короткие стрелки — оптически запрещенным состояниям.

На этом же рисунке сплошными кривыми показаны расчетные зависимости. В результате сопоставления расчетных и экспериментальных зависимостей мы определили



**Рис. 4.** Расщепление состояний оптически активного и оптически запрещенного экситонов в магнитном поле в геометрии Фогта.



**Рис. 5.** Подгонка экспериментальных (1) и расчетных (2) спектров отражения в магнитных полях 7, 9, 11 Т. Длинные стрелки соответствуют оптически активным состояниям экситона, короткие стрелки — оптически запрещенным состояниям.

константу обменного взаимодействия  $\Delta = 0.03 \text{ meV}$  и величину  $g$ -фактора электрона  $g_e = 1.5$ . Полученные нами значения удовлетворительно совпадают с данными, полученными ранее в независимых исследованиях [20,21].

В полях 6.5 Т и выше такой простой расчет начинает расходиться с экспериментом. Осцилляции отражения в расчетных спектрах смещены в область более высоких энергий по сравнению с соответствующими осцилляциями в экспериментальных спектрах. Экспериментальный спектр как бы „сжат“ по сравнению с расчетным по оси энергий.

Это эквивалентно увеличению трансляционной массы экситона  $M_{\text{exc}}$  с ростом магнитного поля. Для лучшего совпадения расчетных и экспериментальных спектров мы подгоняли расчетные спектры отражения к экспериментальным, используя величину эффективной трансляционной массы экситона  $M_{\text{exc}}$  как подгоночный параметр.

На рис. 5 произведено сопоставление экспериментальных и теоретических спектров отражения в магнитном поле 7, 9 и 11 Т. Величина эффективной массы при этом была выбрана в ходе такой феноменологической подгонки в интервале  $M_{\text{exc}} = 0.82, 0.85$  и  $0.87m_0$  соответственно.

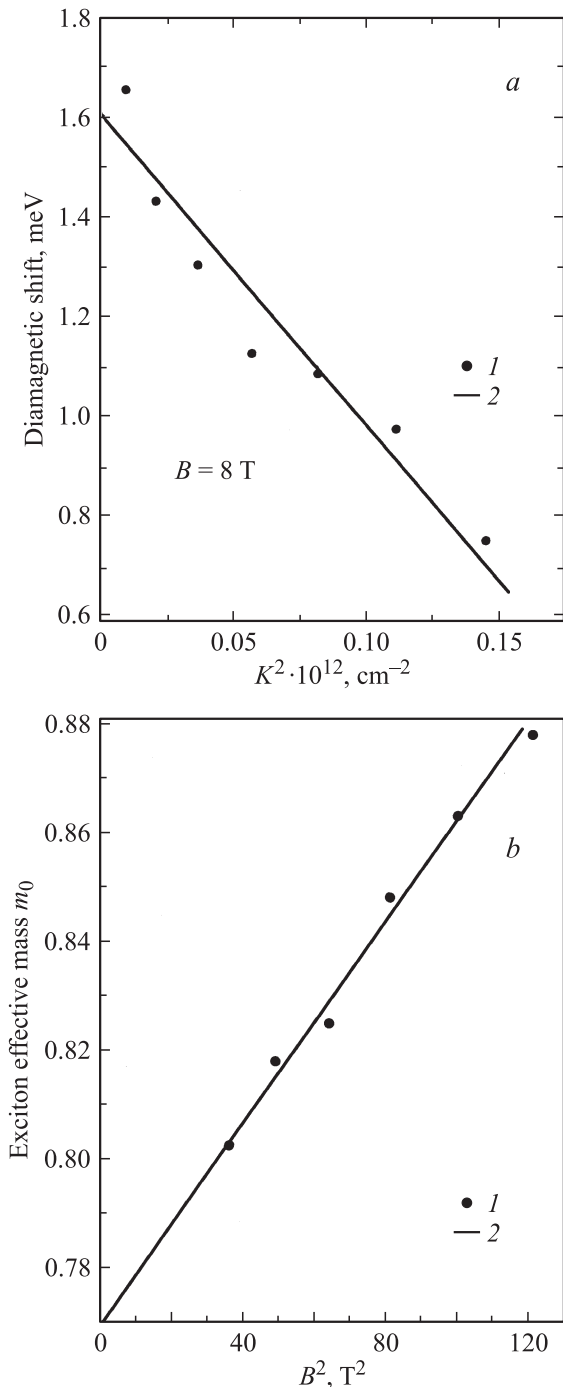
В результате мы получили набор значений измененной эффективной массы экситона при всех значениях индукции магнитного поля. По полученным нами данным был построен график зависимости величины трансляционной массы экситона от квадрата магнитного поля, представленной на рис. 6, b точками.

На рис. 6, a представлена также зависимость величины диамагнитного сдвига от квадрата волнового вектора экситона. Экспериментальные значения константы диамагнитного сдвига получены из обработки рис. 2. Эта зависимость дополняет зависимость трансляционной массы от магнитного поля рис. 6, b. Как уже отмечалось, из эксперимента следует, что энергия экситона в магнитном поле  $E_{\text{exc}}$  складывается из кинетической энергии  $\frac{\hbar^2 Q^2}{2M}$ , энергии диамагнитного сдвига  $D_0 B^2$  и поправки, пропорциональной квадрату магнитного поля и квадрату волнового вектора:  $-D_1 Q^2 B^2$ . Эта поправка имеет отрицательный знак и таким образом приводит к некоторому понижению энергии экситона:  $E_{\text{exc}} = \frac{\hbar^2 Q^2}{2M} + D_0 B^2 - D_1 Q^2 B^2$ . Таким образом, как изменение эффективной массы в магнитном поле, так и изменение величины диамагнитного сдвига с ростом волнового вектора центра масс экситона описывается одной и той же константой  $D_1$ .

Константа  $D_0$  описывает обычный диамагнитный сдвиг

$$D_0 = \left( \frac{1}{2m_e} + \frac{1}{2M_{HH}} \right) \left( \frac{e}{c} \right)^2 \frac{a_B^2}{4}, \quad (12)$$

где  $M_{HH}$  — эффективная масса тяжелой дырки,  $\frac{1}{M_{HH}} = \frac{(\gamma_1 - 2\tilde{\gamma})}{m_0}$ .



**Рис. 6.** Зависимости величины диамагнитного сдвига экситона от квадрата волнового вектора его центра масс в магнитном поле 8 Т (а) и трансляционной массы экситона от квадрата магнитного поля (б). 1 — эксперимент, 2 — расчет по формулам (12)–(14).

Константа  $D_1$  может быть выражена через  $D_0$

$$D_1 Q^2 = 4D_0 \frac{m_e}{M_{HH}} \left( \frac{\hbar^2 Q^2}{2M_{HH}} / R_y \right) F, \quad (13)$$

где величина  $F = \frac{1}{4} \sum_n \frac{|\langle 1S | y/a_B | nP_y \rangle|^2}{1 - 1/n^2} = 0.844$  была рассчитана в работах [14,15]. Используя формулы (12),

(13), мы вычислили величину  $D_1/D_0$ . Параметры  $m_e = 0.1m_0$ ,  $M_{HH} = 0.68m_0$ ,  $R_y = 11 \text{ meV}$ , входящие в (12), (13), взяты из таблиц [22]. В результате расчета  $D_1/D_0 = 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ .

Для изменения трансляционной массы экситона при его движении в магнитном поле получим

$$\frac{M_{\text{exc}}(H)}{M_{HH}} = \frac{1}{(1 - B_1 H^2 \frac{2M_{HH}}{\hbar^2})}, \quad (14)$$

где

$$M_{\text{exc}}/M_{HH} = 0.0168T^{-2}.$$

Сплошными прямыми на рис. 6, а и б представлены зависимости, полученные с помощью формул (12)–(14) без использования каких-либо подгоночных параметров.

## 5. Заключение

Исследованы спектры отражения экситонных поляритонов в широких квантовых ямах CdTe/CdZnTe (ширина ямы много больше боровского радиуса экситона) в магнитном поле в геометрии Фогта. Для каждого уровня квантования экситона наблюдалось возгорание линий запрещенного экситона, индуцированное магнитным полем. С ростом номера уровня размерного квантования наблюдалось заметное уменьшение константы диамагнитного сдвига экситона. Показано, что возгорание дополнительных осцилляций в спектрах отражения гетероструктур с КЯ в магнитном поле обусловлено смешиванием оптически активных и оптически неактивных экситонных состояний. При сравнении расчетных и экспериментальных спектров обнаружен рост трансляционной массы экситона с ростом магнитного поля. Показано, что как рост массы, так и уменьшение диамагнитного сдвига связаны со смешиванием состояний внутреннего движения в экситоне и его трансляционного движения.

Авторы выражают благодарность А.В. Селькину за полезные замечания.

## Список литературы

- [1] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. Phys. Rev. **122**, 35 (1961).
- [2] Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **53**, 717 (1967).
- [3] M. Altarelli, N.O. Lipari. Phys. Rev. B **7**, 3798 (1973).
- [4] S. Suga, K. Cho, Y. Niji, J.C. Merle, T. Sauder. Phys. Rev. B **22**, 4931 (1980).
- [5] V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, G.V. Mikhailov, J.J. Davies, D. Wolverson, R.T. Cox, J. Cibert, H. Mariette, D.K. Loginov, E.V. Ubyivovk, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev. Int. J. Modern Phys. B **21**, 1350 (2007).
- [6] J.J. Davies, D. Wolverson, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, R.T. Cox, J. Cibert, H. Mariette, C. Bodin, C. Gourgon, E.V. Ubyivovk, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev. Phys. Rev. Lett. **97**, 187 403 (2006).
- [7] Y. Merle d'Aubigné, Le Si Dang, A. Wasiela, F. d'Albo, A. Million. J. Phys. Paris Colloq. **48**, 363 (1987).

- [8] В.А. Киселев, И.В. Макаренко, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. ФТТ **19**, 1348 (1977).
- [9] С.А. Марков, Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин. ФТП **38**, 230 (2004).
- [10] H. Azucena-Coyotecatl, N.R. Grigorieva, V.A. Kazennov, J. Madrigal-Melchor, B.V. Novikov, F.L. Perez-Rodriguez, A.V. Sel'kin. Thin Solid Films **373**, 227 (2000).
- [11] Y. Chen, A. Tredicucci, F. Bassani. Phys. Rev. B **52**, 1800 (1995).
- [12] Д.К. Логинов, Е.В. Убийвовк, Ю.П. Ефимов, В.В. Петров, С.А. Елисеев, Ю.К. Долгих, И.В. Игнатьев, В.П. Кочерешко, А.В. Селькин. ФТТ **48**, 1979 (2006).
- [13] E.L. Ivchenko, G. Pikus. Superlattices and other microstructures. Springer-Verlag, Berlin (1995). 382 p.
- [14] О.В. Гоголин, В.А. Цветков, Е.Г. Цицишвили. ЖЭТФ **87**, 1038 (1984).
- [15] K. Cho, S. Suga, W. Dreybrodt, F. Willmann. Phys. Rev. B **11**, 1512 (1975).
- [16] A. Baldereschi, N. Lipari. Phys. Rev. B **3**, 439 (1971).
- [17] L.C. Smith, J.J. Davies, D. Wolverson, S. Crampin, R.T. Cox, J. Cibert, H. Mariette, V.P. Kochereshko, M. Wiater, G. Karczewski, T. Wojtowics. Phys. Rev. B **78**, 085 204 (2008).
- [18] В.П. Кочерешко, Г.В. Михайлов, И.Н. Уральцев. ФТТ **24**, 2697 (1982).
- [19] С.И. Пекар. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Наук. думка, Киев (1982). 295 с.
- [20] Ch. Neumann, A. Nöthe, N.O. Lipari. Phys. Rev. B **37**, 922 (1988).
- [21] Le Si Dang, G. Neu, R. Romestain. Solid State Commun. **44**, 1187 (1982).
- [22] Numerical data and functional relationships in science and technology / Eds O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz. Landolt-Börnstein. New Ser. Springer-Verlag, Berlin (1999). Group III. V. 41 B.