

# Магнитооптика квантовых ям на основе HgTe/CdTe с гигантским расщеплением Рашбы в магнитных полях до 34 Тл

© Л.С. Бовкун<sup>1,2</sup>, К.В. Маремьянин<sup>1,3</sup>, А.В. Иконников<sup>4</sup>, К.Е. Спирин<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>1,3</sup>,  
М. Potemski<sup>2</sup>, В. Piot<sup>2</sup>, М. Orlita<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>5,6</sup>, С.А. Дворецкий<sup>5,7</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UJF-UPS-INSA,  
38042 Grenoble, France

<sup>3</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>4</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),  
119991 Москва, Россия

<sup>5</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>6</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>7</sup> Томский государственный университет,  
634050 Томск, Россия

E-mail: bovkun@ipmras.ru

(Получена 25 апреля 2018 г. Принята к печати 7 мая 2018 г.)

Исследованы спектры циклотронного резонанса электронов в классических и квантовых магнитных полях в асимметричных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с селективным легированием барьеров. Выполнены самосогласованные расчеты энергетических спектров (при  $B = 0$ ) и уровней Ландау в рамках 8-зонной модели Кейна в приближении Хартри. В слабых полях обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса ( $\sim 10\%$ ), связанное с эффектом Рашбы в образцах как с инвертированной, так и с нормальной зонной структурой. Эволюция линий поглощения с магнитным полем прослежена вплоть до 34 Тл, когда магнитное квантование уже превалирует над расщеплением Рашбы.

DOI: 10.21883/FTP.2018.11.46582.04

## 1. Введение

В последние годы наблюдается повышенный интерес к квантовым ямам (КЯ) HgTe/CdHgTe [1] с инвертированной зонной структурой — двумерным топологическим изолятором [2,3], в которых волновые функции состояний в зоне проводимости сформированы преимущественно блоховскими функциями  $p$ -типа. Инверсия зон имеет место в достаточно широких КЯ HgTe вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия в этом материале. В асимметричных структурах с инвертированным зонным спектром это приводит к гигантскому спиновому расщеплению Рашбы во встроенном электрическом поле [4–8], (см. также обзор [9]).

Одним из эффективных методов исследования зонной структуры полупроводников является метод циклотронного резонанса (ЦР). До настоящего времени ЦР в асимметричных КЯ с инвертированным зонным спектром исследовался лишь в работах [4,8], где наряду с биениями осцилляций Шубникова-де Гааза (ср. с [5–8]) было обнаружено расщепление линии ЦР. В работе [4] исследования проводились на образце с КЯ HgTe/CdTe шириной 11.5 нм с полупрозрачным затвором при концентрации электронов до  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  в магнитных полях до 8 Тл. Было обнаружено заметное, до 6–7%, расщепление линии ЦР, связываемое с расщеплением нижней

подзоны зоны проводимости при  $B = 0$ , однако интерпретация результатов давалась исходя из ошибочного представления о линейном по  $k$  расщеплении Рашбы в этой системе. В работе [8] исследовалась гетероструктура с КЯ шириной 15 нм с односторонним селективным легированием барьера в магнитных полях до 5 Тл. Было обнаружено сильное (до 12%) расщепление линии ЦР и на основе аналитических оценок сделан вывод о гигантском (до 30 мЭВ) спиновом расщеплении Рашбы (ср. с [6]). В настоящей работе исследовано магнитопоглощение в асимметричных КЯ HgCdTe/CdHgTe с односторонним селективным легированием барьеров как с инвертированной, так впервые и с нормальной зонной структурой в магнитных полях до 34 Тл, что позволило проследить переход от классических магнитных полей к квантовым. Для интерпретации результатов эксперимента выполнены самосогласованные расчеты энергетических спектров и уровней Ландау в приближении Хартри.

## 2. Методика эксперимента

Исследовались две гетероструктуры с КЯ  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Hg}_y\text{Te}$  с односторонним селективным легированием барьеров индием, выращенные методом

**Таблица 1.** Ростовые параметры гетероструктур с КЯ, представленных в работе

Образец	А(0707040)		В(070704-1)	
	Толщина ( $d$ ), нм	Доля ( $x$ ) Cd	Толщина ( $d$ ), нм	Доля ( $x$ ) Cd
Покрывающий слой CdTe	40	1	37	1
Барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$	31.5	0.53	32	0.85
Квантовая яма $Cd_xHg_{1-x}Te$	15	0.05	13	0.15
Барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$	11.5	0.6	9.5	0.89
Легированный In слой $n = 3 \cdot 10^{18}$	13.5 нм		10 нм	
Барьерный слой $Cd_xHg_{1-x}Te$	5.5	0.6	5	0.89
Релаксирующий слой CdTe			5–6 мкм	
Релаксирующий слой ZnTe			30 нм	
Подложка GaAs (013)			400 мкм	

молекулярно-лучевой эпитаксии с эллипсоидальным контролем состава и толщины на релаксированных буферных слоях CdTe на полуизолирующей подложке GaAs (013) [10,11]. „Активная“ часть структуры 070704 (далее образец А), исследовавшаяся ранее в работе [8], состояла из КЯ  $Hg_{0.95}Cd_{0.05}Te$  шириной 15 нм, внутри слоя с повышенным содержанием кадмия, причем нижний барьерный слой  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$  содержал легированную с концентрацией  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  индием область. В образце 070704-1 (далее образец В) основным отличием является изменение ширины и состава КЯ, приводящей к перестройке зонного спектра от инвертированного к нормальному (по аналогии с объемным материалом [12]). Полные сведения о ростовых параметрах образцов представлены в табл. 1.

Магнитооптические исследования методом фурье-спектроскопии проводились в Национальной лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (Франция) в конфигурации Фарадея на образцах размером  $5 \times 5$  мм в магнитных полях до 11 Тл при  $T = 4.2$  К (с использованием сверхпроводящего соленоида) и в полях до 34 Тл при  $T = 1.6$  К (с использованием резистивного соленоида). Представленные в работе спектры записаны с разрешением в 0.5 мэВ и нормированы на измерения в нулевом магнитном поле с учетом изменения чувствительности болометра. Магнитотранспортные измерения проводились одновременно с оптическими в геометрии Ван-дер-Пау до 11 Тл при  $T = 4.2$  К. На токовые контакты подавался модулированный сигнал с синхродетектора на частоте  $\sim 17$  Гц. Величина тока подбиралась так, чтобы не приводить к разогреву носителей заряда. Проводилось измерение в нескольких конфигурациях контактов: как продольного, так и поперечного сопротивления.

Для интерпретации результатов экспериментов были выполнены расчеты зонной структуры  $E(k_x, k_y)$  в нулевом магнитном поле в рамках 8-зонной модели Кейна с учетом отсутствия симметрии инверсии в кристаллической решетке (Bulk Inversion Asymmetry, BIA) [13,14] и анизотропии химических связей на интерфейсах КЯ (Interface Inversion Asymmetry, IIA) [15,16]. Структурная асимметрия, обусловленная односторонним селектив-

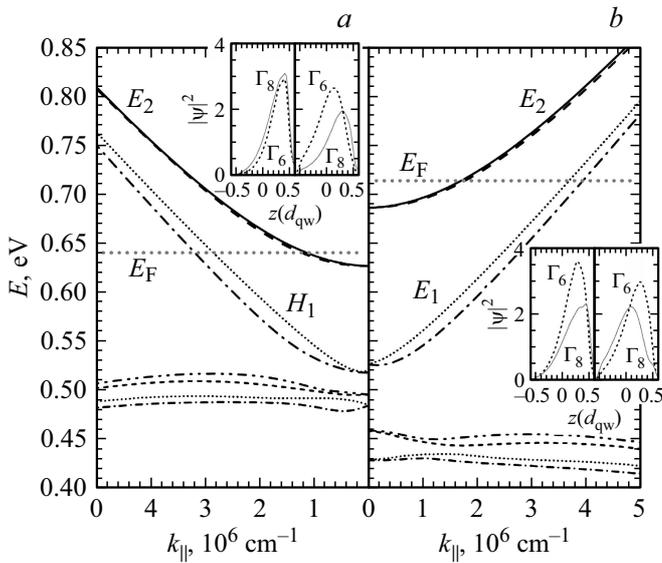
ным легированием (Structure Inversion Asymmetry, SIA), учитывалась в приближении Хартри [17]. Найденный таким образом профиль потенциала в КЯ использовался в дальнейшем при расчете уровней Ландау в рамках аксиальной 8-зонной модели (без учета BIA и IIA).

### 3. Результаты и обсуждение

Исследования магнитообращения показали наличие выраженных биений осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ) в обоих образцах, свидетельствующих о наличии нескольких групп носителей заряда в КЯ. Фурье-анализ осцилляций ШдГ позволил выявить 3 группы носителей заряда, соответствующих подзонам размерного квантования  $E_2, H_1^+$  и  $H_1^-$  для образца А (рис. 1, а) или  $E_2, E_1^+$  и  $E_1^-$  для образца В (рис. 1, б), причем биение осцилляций обусловлено спиновым расщеплением подзоны  $H_1(E_1)$ , в то время как зоне  $E_2$  соответствует единственный пик (ср. с [5,8]). Суммарные двумерные концентрации электронного газа  $n_s = n_2 + n_{1+} + n_{1-}$  составили  $1.7$  и  $2.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , детальные результаты фурье-анализа осцилляций представлены в табл. 2. Отметим, что соотношения концентраций в зонах  $H_1^+(E_1^+)/H_1^-(E_1^-)$  составили 1.34 и 1.25 для образцов А и В соответственно, а доля носителей во второй подзоне — 23 и 18%, что иллюстрирует различия как в спиновом расщеплении, так и в положении уровней Ферми. Незначительные отличия результатов, представленных для образца А, по сравнению с аналогичным анализом, выполненным

**Таблица 2.** Суммарная концентрация и распределение носителей по подзонам, определенное из фурье-анализа осцилляций ШдГ в исследуемых образцах

Образец	Суммарная концентрация $n_s$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$n_2$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$	$n_{1+}$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$	$n_{1-}$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$
А	1.7	3.9	5.6	7.5
В	2.8	4.7	10.7	13.0



**Рис. 1.** Рассчитанный закон дисперсии  $E(k)$  с учетом эффектов понижения симметрии для образца А при концентрации  $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (слева) и образца В при концентрации  $n_s = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (справа). Для каждого из образцов толстой точечной горизонтальной линией показано положение уровня Ферми. На вставках приведены распределения по координате квантовой ямы суммы квадратов модулей волновых функций состояний  $s$ -типа ( $\Gamma_6$ ) и  $p$ -типа ( $\Gamma_8$ ) для нижней спин-расщепленной подзоны проводимости при  $k_{\parallel} = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

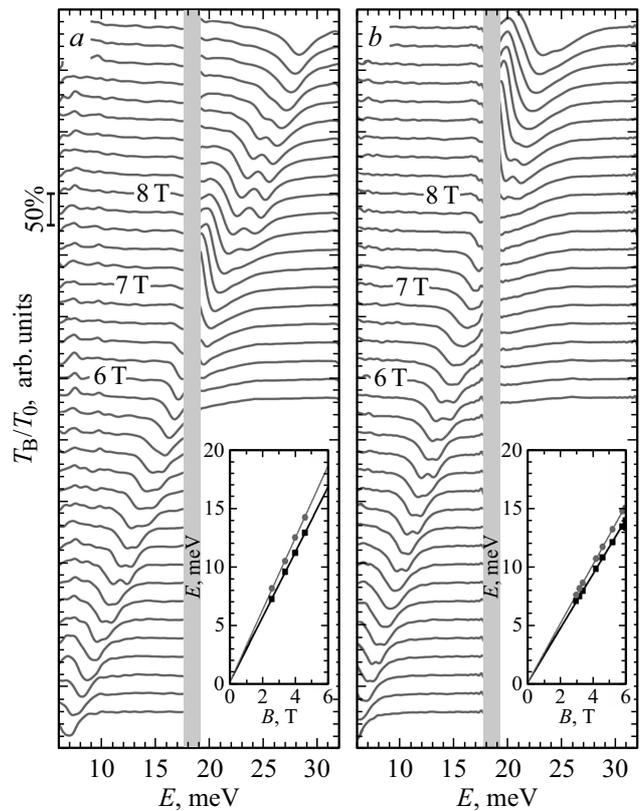
ранее в работе [8], связаны с тем, что исследовались физически разные участки одной и той же гетероструктуры.

Полученные значения суммарных концентраций были использованы для самосогласованных (в приближении Хартри) расчетов зонной структуры исследованных образцов (см. рис. 1). Расчет показал, что зонная структура в образце А является инвертированной и нижняя подзона  $H_1$  в зоне проводимости сформирована преимущественно состояниями тяжелых дырок  $\Gamma_8$  в противоположность образцу В, который имеет нормальную зонную структуру, где нижняя подзона в зоне проводимости  $E_1$  сформирована преимущественно электронными состояниями  $\Gamma_6$  (см. вставки на рис. 1, *a, b*).

Как видно из рис. 1, для обоих образцов расчет предсказывает значительное спиновое расщепление нижней подзоны в зоне проводимости, достигающее 21 мэВ для образца А и 17 мэВ для образца В. Такое „гигантское“ спиновое расщепление в случае инвертированной зонной структуры в работе [5,6] связывалось с „дырочным“ характером состояний подзоны  $H_1$ , приводящей к большей величине спин-орбитального взаимодействия по сравнению, скажем, с электроноподобной подзоной  $E_2$ , состояния которой сформированы преимущественно волновыми функциями  $s$ -типа. Действительно, как видно из вставки на рис. 1 *a*, „вклад“ состояний  $p$ -типа в 8-компонентной волновой функции в подзоне  $H_1$  достигает 50%. В то же время оказывается, что и в образце с нормальной зонной структурой и сравни-

тельно большой шириной запрещенной зоны  $\sim 65$  мэВ (рис. 1, *b*) состояния подзоны  $E_1$  содержат заметную долю волновых функций  $p$ -типа (см. вставку на рис. 1, *b*), что и приводит к ее заметному спиновому расщеплению, кратно превышающему расщепление второй подзоны  $E_2$ . Отметим, что учет эффектов ВИА и ПА дает дополнительную поправку к величине спинового расщепления. Например, в зоне  $H_1$  спиновое расщепление увеличивается на 1–2 мэВ, что теряется на фоне расщепления Рашбы  $\propto k_{\parallel}^3$ , однако в подзоне  $E_2$  расщепление вследствие ВИА и ПА достигает 2–3 мэВ и превышает незначительное расщепление Рашбы  $\propto k_{\parallel}$ .

На рис. 2 представлены измеренные спектры пропускания в магнитных полях до 9.8 Тл, ввиду большой концентрации носителей величина нормированного поглощения магнитным полем на ЦР составляет десятки процентов (в работе [4] достигает 30%, но при меньшей концентрации). В настоящей работе мы обнаружили, что величина расщепления осциллирует с магнитным полем, что указывает на важность эффектов магнитного квантования. В первую очередь это относится к подзоне  $E_2$  с меньшей концентрацией электронов, в которой уже в поле 4 Тл оказывается заполненными всего 4–5 уровней



**Рис. 2.** Характерные спектры пропускания в магнитных полях от 2.4 до 9.8 Тл с шагом в 0.2 Тл для образца А (слева) и образца В (справа). Спектры, соответствующие магнитным полям 6, 7 и 8 Тл, подписаны на графике. Величина нормированного пропускания достигает 50%; характерный масштаб отмечен на левой оси. На вставках символами показаны положения максимумов поглощения.

Ландау. Расчетное значение классической циклотронной массы в подзоне  $E_2$  на уровне Ферми в обоих образцах оказывается чуть меньше, чем эффективные массы в нижней расщепленной подзоне. С ростом магнитного поля меняется заселенность уровней Ферми, между которыми происходят циклотронные переходы, что в условиях непараболической дисперсии  $E(k)$  [18] и приводит, по-видимому, к наблюдаемым осцилляциям расщепления линии ЦР, являющейся суперпозицией поглощения на циклотронных переходах в обеих подзонах размерного квантования. В более ранних работах с экспериментами в наклонных полях [4,5] показано, что поправка Зеемана незначительна, кроме того исключается механизм межподзонного рассеяния [19].

На вставках к рис. 2 показаны положения максимумов поглощения для спектров, где наблюдается выраженное расщепление линии ЦР ( $\Delta E/E_{\text{res}} \approx 8-10\%$ ) и проведены прямые линии, соответствующие эффективным массам 0.0376 и 0.0417 $m_0$  (разница 9.9%) для образца А и 0.0459 и 0.498 $m_0$  (разница 7.8%) для образца В ( $m_0$  — масса свободного электрона). В работе [4] это расщепление связывалось с различием циклотронных масс электронов на уровне Ферми в двух ветвях расщепленной по спину подзоны  $H_1$ . Выполненные в настоящей работе расчеты закона дисперсии в рамках приближения Хартри позволяют оценить эффективные массы по классической формуле

$$m^* = \hbar^2 k \, dE/dk, \quad (1)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $E(\mathbf{k})$  — рассчитанный закон дисперсии. Выполненные расчеты закона дисперсии для различных направлений вектора  $\mathbf{k}$  в плоскости  $xu$  (плоскость КЯ) показали, что на уровне Ферми закон дисперсии с хорошей точностью является аксиально-симметричным. Поэтому с учетом спинового расщепления значения  $k$  на уровне Ферми для каждой из подзон можно вычислить по формуле

$$k_F = \sqrt{4\pi n}, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация носителей в подзоне, определенная из анализа осцилляций ШдГ. Полученные результаты вместе с приведенными выше экспериментальными значениями представлены в табл. 3. Видно, что абсолютные значения рассчитанных эффективных масс удовлетворительно согласуются с экспериментом, однако рассчитанная разница масс в расщепленной по спину нижней подзоне зоны проводимости в обоих исследованных образцах оказалась значительно меньше наблюдаемой в эксперименте. Причина этого расхождения в классических магнитных полях неясна, оно не укладывается в рамки одноэлектронного рассмотрения и возможно связано с коллективными эффектами. Отметим, что значительное расщепление линии ЦР в асимметричных КЯ с инвертированным зонным спектром наблюдалось также в работе [8], где оно составляло  $\sim 10\%$  в поле 1 Тл при концентрации электронов  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , и в

**Таблица 3.** Экспериментально определенные и рассчитанные значения циклотронных масс в расщепленной по спину нижней подзоне

Образец		$m_1^*$	$m_2^*$	$1 - m_1^*/m_2^*$
А	Эксперимент	0.0376	0.0417	9.9%
	Расчет	0.0397	0.0414	4.1%
В	Эксперимент	0.0459	0.0498	7.8%
	Расчет	0.0448	0.0463	3.2%

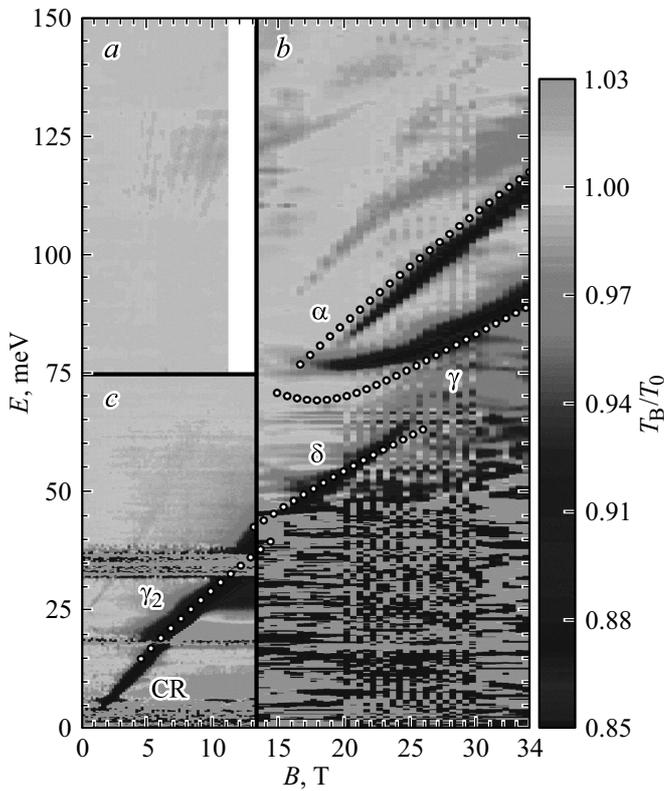
работе [4], где оно составляло  $\sim 7\%$  в поле 3 Тл при концентрации электронов  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

В магнитных полях свыше 6 Тл зависимость положения линии ЦР от поля становится сублинейной (см. рис. 2). В этой области квантующих магнитных полей обсуждение результатов на языке эффективной массы теряет смысл. Действительно, в образце А магнитное поле 7 Тл соответствует фактору заполнения уровней Ландау  $\nu \approx 10$  (при этом во второй подзоне  $E_2$  заполнено лишь два уровня), а в образце В  $\nu \approx 16$ . В дальнейшем тексте статьи обсуждаются переходы между уровнями Ландау только для образца А, исследование которого проводилось в магнитных полях до 34 Тл (рис. 3).

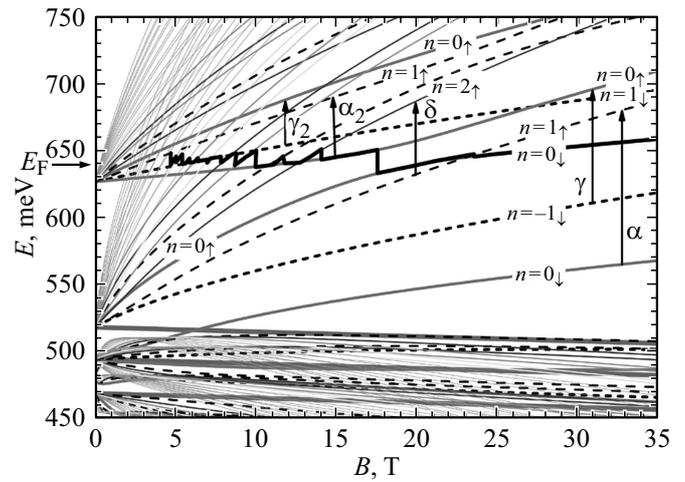
На рис. 4 представлены рассчитанные в образце А в аксиальном приближении уровни Ландау. Вертикальными стрелками показаны некоторые из разрешенных в электродипольном приближении переходов ( $\Delta n = 1$  при сохранении спина), обозначенные греческими буквами в соответствии с общепринятым порядком, установленным впервые в работе [20]. Ломаной линией показано рассчитанное положение уровня Ферми  $E_F \approx 641$  мэВ. Как видно из рис. 2, а, в интервале магнитных полей 7.8–9.2 Тл отчетливо наблюдаются две линии поглощения, которые не разрешаются на рис. 3 ввиду их слабого контраста на фоне мощного поглощения. Более низкочастотная линия связана, по-видимому, с переходом  $\gamma_2$  внутри подзоны  $E_2$ , и ее затухание в полях свыше 9.2 Тл связывается с опустошением начального для этого перехода уровня Ландау  $n = -1_1$ . Более высокочастотная линия является „продолжением“ классического ЦР в подзоне  $H_1$ , на который накладывается близкий по энергии переход  $\alpha_2$  в подзоне  $E_2$ .

Спектры магнитопоглощения в более сильных магнитных полях до 34 Тл, когда эффекты магнитного квантования доминируют над спиновым расщеплением Рашбы, иллюстрируют переход от классического к квантовому ЦР и в первой подзоне размерного квантования  $H_1$ . Как видно из рис. 3, в полях свыше 15 Тл наблюдаются три интенсивные линии поглощения, связываемые с оптическими переходами с трех нижних уровней Ландау в зоне проводимости  $H_1$  (см. рис. 4). Переходы  $\gamma$  и  $\alpha$  являются „квантовым пределом“ циклотронных переходов в классических магнитных полях в двух лестницах уровней Ландау в расщепленных по спину подзонах  $H_1^-$

и  $H_1^+$ . Линия  $\delta$ , которая является „продолжением“ классического ЦР, соответствует переходу с уровня  $n = 1_\uparrow$  на уровень  $n = 2_\uparrow$  в зоне проводимости  $H_1^-$ . Магнитные поля, в которых возникают линии  $\alpha$  и  $\gamma$  и затухает линия  $\delta$ , соответствуют в первом случае депопуляции конечных для рассматриваемых переходов уровней Ландау  $n = 1_\uparrow$  и  $n = 0$ , а во втором случае — депопуляции „начального“ для перехода  $\delta$  уровня Ландау  $n = 1_\uparrow$ . Таким образом, затухание линии  $\delta$  обуславливает возникновение линии  $\alpha$ . Необычный „загиб“ линии  $\gamma$  в интервале полей 15–20 Тл (рис. 3) отражает происходящее в этих полях антипересечение взаимодействующих уровней Ландау  $n = 0$  из подзон  $H_1$  и  $E_2$  (рис. 4). Отметим, что согласно расчетам вероятности переходов с уровня  $n = -1_\downarrow$  в поле 20 Тл на уровни  $n = 0_\downarrow$  и  $n = 0_\uparrow$  сравнимы по величине вследствие замешивания



**Рис. 3.** Зависимость пропускания в образце А от частоты и магнитного поля при  $T = 1.6$  К. Темный цвет означает более сильное поглощение, согласно шкале справа. Представленные результаты получены в трех экспериментах в различных оптических конфигурациях: *a* — фильтр ZnSe и светоделитель KBr, *b* — фильтр Ge и светоделитель KBr, *c* — фильтр из черного полиэтилена и светоделитель T222 на основе майлара. На панели (*b*) символами показаны рассчитанные энергии переходов  $\gamma_2$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$  между уровнями Ландау, обсуждаемые далее в тексте. В области энергий менее 50 мэВ используемый здесь светоделитель KBr является непрозрачным. На панели (*c*) также присутствуют две области „непрозрачности“: в районе 20 мэВ, связанная с фоновым поглощением в CdHgTe и в районе 35 мэВ, связанная с областью остаточных лучей в подложке GaAs.



**Рис. 4.** Рассчитанные уровни Ландау для образца А, ломаная линия указывает примерное положение уровня Ферми в магнитном поле. Вертикальными стрелками показаны разрешенные магнитооптические переходы  $\gamma_2$ ,  $\alpha_2$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  (см. в тексте) с возрастанием номера уровня Ландау на единицу.

состояний на этих уровнях[21]. С последним переходом может быть связана слаборазличимая на уровне шума (что обусловлено близостью края поглощения в светоделителе KBr) „горизонтальная“ линия поглощения с энергией 52 мэВ в интервале магнитных полей 15–20 Тл.

### 4. Заключение

В работе исследованы спектры поглощения и магнитотранспорт в асимметричных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe (с селективным легированием барьеров) с большой концентрацией электронов ( $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) в образцах как с инвертированным, так и, впервые, с нормальным зонным спектром. Из фурье-анализа осцилляций Шубникова-де Гааза определены концентрации электронов в двух заселенных подзонах размерного квантования в зоне проводимости. Для интерпретации результатов экспериментов выполнены самосогласованные расчеты энергетических спектров (при  $B = 0$ , с учетом отсутствия центра инверсии в кристаллической решетке и анизотропии химических связей на гетероинтерфейсах) и уровней Ландау в рамках 8-зонной модели Кейна в приближении Хартри. В слабых полях наблюдалось сильное расщепление линии циклотронного резонанса, связанное с эффектом Рашбы, достигавшее  $\sim 10\%$  в образце с инвертированной и  $8\%$  в образце с нормальной зонной структурой. Показано, что в обоих случаях в состояниях нижней подзоны зоны проводимости присутствует большая доля (от  $50\%$  и более) „дырочных“ волновых функций (*p*-типа), приводящее к гигантскому (свыше  $20\%$ ) спиновому расщеплению нижней подзоны на уровне Ферми. Обнаружены осцилляции величины расщепления линии ЦР с полем, связываемые с магнитным квантованием в

верхней подзоне с меньшим числом заполненных уровней Ландау. Эволюция линий поглощения с магнитным полем прослежена вплоть до 34 Тл, когда магнитное квантование уже превалирует над расщеплением Рашбы. В магнитных полях 15–50 Тл в спектрах поглощения обнаружено проявление антикроссинга уровней Ландау из первой и второй подзон размерного квантования.

Работа частично выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН, тема 0035-2014-0201 и при частичной поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00309 и № 18-52-16004\_НЦНИЛ, № 18-52-16007 и № 18-52-16008\_НЦНИЛ\_а).

В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН. Л.С. Бовкун благодарит правительство Франции за финансирование в рамках стипендии В.И. Вернадского для аспирантов.

## Список литературы

- [1] C.R. Becker. Phys. Status Solidi B, **251**, 1125 (2014).
- [2] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. Science, **314**, 1757 (2006).
- [3] M. König, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.L. Qi, S.C. Zhang. Science, **318**, 766 (2007).
- [4] M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt, T. Colin, T. Skauli, Løvold. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1168 (1996).
- [5] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **63**, 245305 (2001).
- [6] Y.S. Gui, C.R. Becker, N. Dai, J. Liu, Z.J. Qiu, E.G. Novik, M. Schäfer, X.Z. Shu, J.H. Chu, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **70**, 115328 (2004).
- [7] J. Hinz, H. Buhmann, M. Schäfer, V. Hock, C.R. Becker, L.W. Molenkamp. Semicond. Sci. Technol., **21**, 501 (2006).
- [8] K.E. Spirin, A.V. Ikonnikov, A.A. Lastovkin, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkii, N.N. Mikhailov. JETP Lett., **92**, 63 (2010).
- [9] W. Zawadzki, P. Pfeffer. Semicond. Sci. Technol., **19**, R1 (2004).
- [10] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliitski. Int. J. Nanotechnol., **3**, 120 (2006).
- [11] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. Nanoscale Res. Lett., **39**, 918 (2010).
- [12] A. Rogalski. Rep. Prog. Phys., **68**, 2267 (2005).
- [13] R. Winkler. *Inversion-Asymmetry-Induced Spin Splitting* (Springer, Berlin Heidelberg, Berlin–Heidelberg, 2003) p. 69.
- [14] M.S. Zholudev, F. Teppe, S.V. Morozov, M. Orlita, C. Consejo, S. Ruffenach, W. Knap, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkii, N.N. Mikhailov. JETP Lett., **100**, 790 (2015).
- [15] G.M. Minkov, V.Y. Aleshkin, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.V. Germanenko, S.A. Dvoretzki, N.N. Mikhailov. Phys. Rev. B, **96**, 035310 (2017).
- [16] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, A. Zunger. Phys. Rev. B, **91**, 081302(R) (2015).
- [17] K.P. Kalinin, S.S. Krishtopenko, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, A.A. Biryukov, N.V. Baidus, B.N. Zvonkov. Semiconductors, **47**, 1485 (2013).
- [18] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. Semicond. Sci. Technol., **26**, 125011 (2011).
- [19] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, C.R. Becker, G. Landwehr. Phys. Rev. B, **65**, 045324 (2002).
- [20] M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rössler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, S. Løvold. Phys. Rev. B, **57**, 14772 (1998).
- [21] L.S. Bovkun, A.V. Ikonnikov, V.Y. Aleshkin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, F. Teppe, B. Piot, M. Potemski, M. Orlita. <https://arxiv.org/abs/1711.08783> (2018).

Редактор Г.А. Оганесян

## Magneto-optics in HgTe/CdTe quantum wells with giant Rashba splitting in magnetic fields up to 34 T

L.S. Bovkun<sup>1,2</sup>, K.V. Maremyanin<sup>1,3</sup>, A.V. Ikonnikov<sup>4</sup>, K.E. Spirin<sup>1</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>1,3</sup>, M. Potemski<sup>2</sup>, B. Piot<sup>2</sup>, M. Orlita<sup>2</sup>, N.N. Mikhailov<sup>5,6</sup>, S.A. Dvoretzkii<sup>5,7</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Laboratoire National des Champs Magnétiques  
Intenses,  
CNRS-UJF-UPS-INSA,  
38042 Grenoble, France

<sup>3</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>4</sup> Lomonosov Moscow State University,  
119991 Moscow, Russia

<sup>5</sup> Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>6</sup> Novosibirsk State University,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>7</sup> Tomsk State University,  
634050 Tomsk, Russia

**Abstract** Cyclotron resonance spectra are studied both in classical and quantizing magnetic fields in asymmetric heterostructures with HgCdTe/CdHgTe quantum wells with selective barrier doping. Self-consistent calculations of the energy spectra (for  $B = 0$ ) and Landau levels in the framework of the 8-band Kane model in the Hartree approximation are performed. The strong splitting of the cyclotron resonance line ( $\sim 10\%$ ) is observed in low fields, which is related to the Rashba effect in samples with both an inverted and a normal band structure. The evolution of the absorption lines with a magnetic field is followed up to 34 T when the magnetic quantization already prevails over the Rashba splitting.