

Поляризационно-чувствительная фурье-спектроскопия квантовых ям HgTe/CdHgTe в дальнем ИК диапазоне в магнитном поле

Л. С. Бовкун^{a,b}, А. В. Иконников^{a,c}, В. Я. Алешкин^a, С. С. Криштопенко^{a,d}, Н. Н. Михайлов^e,
С. А. Дворецкий^e, М. Потемски^{b1)}, Б. Пио^{b1)}, М. Орлита^{b1)}, В. И. Гавриленко^{a,f2)}

^aИнститут физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

^bLaboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France

^cМГУ им. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва, Россия

^dLaboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France

^eИнститут физики полупроводников им. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^fНижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 2018 г.

Методом Фурье-спектроскопии исследованы спектры магнитопоглощения и фарадеевского вращения в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с одиночной и двойной квантовыми ямами в сильных магнитных полях до 11 Тл. Исследование спектров фарадеевского вращения дает возможность определять знак резонансной круговой поляризации переходов между уровнями Ландау носителей, что позволило идентифицировать наблюдаемые внутризонные и межзонные переходы в дальнем и среднем инфракрасном диапазонах.

DOI: 10.1134/S0370274X18170095

1. Введение. В последние годы наблюдается большой интерес к квантовым ямам (КЯ) HgTe/CdHgTe. Было показано, что такие КЯ с инвертированной зонной структурой (с толщиной КЯ HgTe, превышающей $d_c \cong 6.3$ нм) являются двумерными (2D) топологическими изоляторами, что послужило толчком для развития новой области физики конденсированного состояния [1, 2]. При критической толщине КЯ d_c зонная структура является бесщелевой с линейными законами дисперсии электронов и дырок (безмассовые фермионы Дирака) подобно тому, как это имеет место в однослойном графене. Еще большее разнообразие фазовых состояний может быть реализовано в системе двойных КЯ HgTe/CdHgTe [3]. В частности, при толщинах каждой из КЯ, близких к d_c , в системе реализуется бесщелевое состояние с параболическими законами дисперсии электронов и дырок вблизи $k = 0$ (аналог двуслойного графена).

Данная бесщелевая фаза (фаза “двуслойного графена”) возникает в достаточно широкой области параметров ширина КЯ d – толщина разделительно-

го барьера t , когда барьер оказывается туннельно-прозрачным для электрон-подобных состояний и непрозрачным для дырочно-подобных состояний. В этом случае дно зоны проводимости и потолок валентной зоны сформированы дырочно-подобными состояниями и представляют собой две параболы, касающиеся в точке $k = 0$ [3]. При этом приложение вертикального электрического поля открывает щель в спектре [3], что может быть использовано для создания приборов “топологической электроники”, работающих не на краевых, а на “объемных” состояниях 2D топологических изоляторов.

Эффективным методом исследования зонной структуры 2D систем со сложным энергетическим спектром является спектроскопия разрешенных переходов между уровнями Ландау (см., например, [4–14]). Малые значения эффективных масс носителей заряда в КЯ HgTe/CdHgTe приводят к тому, что уже в умеренных магнитных полях энергия магнитного квантования оказывается сравнимой или превышает ширину запрещенной зоны. Поэтому в спектрах магнитопоглощения в дальнем и среднем инфракрасном (ИК) диапазонах присутствуют не только линии циклотронного резонанса (ЦР) в зоне проводимости [6, 8–10] или валентной зоне

¹⁾М. Potemski, В. Piot, М. Orlita.

²⁾e-mail: gavr@ipmras.ru

[6, 9, 15], но и большое число, как правило, более слабых межзонных переходов [15]. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов в рамках 8-зонной модели Кейна (см., например, [6, 8]) позволяет идентифицировать наблюдаемые переходы и восстанавливать зонную структуру материала. Такая интерпретация, однако, в ряде случаев затруднена вследствие перекрытия или близости энергий переходов, в первую очередь, это относится к ЦР дырок и к межзонным переходам вследствие большой “плотности” уровней Ландау в валентной зоне. Ситуация еще больше усугубляется при исследовании двойных КЯ [13], где “удваивается” число уровней Ландау и многократно возрастает число разрешенных переходов.

Интерпретация сложных спектров магнитопоглощения могла бы существенно упроститься при проведении поляризационных измерений. В простейшей модели параболических зон циклотронные переходы электронов и дырок наблюдаются при противоположных направлениях круговой поляризации излучения, а межзонные переходы могут наблюдаться при обеих круговых поляризациях. В рамках аксиальной модели Кейна 8×8 (в которой все уровни Ландау получают “единую” нумерацию) разрешенным электродипольным переходам соответствуют естественные правила отбора $\Delta n = \pm 1$ при сохранении направления “спина” (см., например, [15]). Такие поляризационные измерения можно проводить при использовании монохроматических источников излучения при использовании четвертьволновых пластинок или их аналогов и развертке магнитного поля (применительно к КЯ HgTe/CdHgTe см., например, [16]). Однако при исследовании спектров магнитопоглощения более информативным оказывается метод Фурье-спектроскопии, позволяющий получать информацию сразу в широкой области спектра. В этом случае вместо круговой можно использовать линейную поляризацию излучения и регистрировать угол фарадеевского вращения, знак производной которого определяется знаком резонансной круговой поляризации (см., например, [17–20]).

При прохождении монохроматического линейно поляризованного излучения через гиротропную среду плоскость поляризации поворачивается на угол

$$\theta = \frac{l\omega(n_+ + n_-)}{2c}, \quad (1)$$

где l – длина пути, ω – круговая частота, c – скорость света, n_{\pm} – показатели преломления для право- и левополяризованного излучения. В простейшем случае ЦР носителей заряда одного знака в КЯ в модели

Друде выражение для угла поворота плоскости поляризации приобретает вид

$$\theta \sim n_s \left[\frac{\omega - \omega_c}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma^2} - \frac{\omega + \omega_c}{(\omega + \omega_c)^2 + \gamma^2} \right], \quad (2)$$

где ω_c – циклотронная частота, γ – частота столкновений. Если $\omega_c > 0$, то резонансным является первое слагаемое, которое обращается в нуль на циклотронной частоте (в максимуме линии поглощения на ЦР) и имеет два экстремума при $\omega = \omega_c \pm \gamma$: слева (минимум) и справа (максимум) от ω_c . Если же $\omega_c < 0$, то резонансным является второе слагаемое, но теперь слева от ω_c имеет место максимум θ , а справа, соответственно, минимум. В более общем случае, например, в квантующих магнитных полях в системах с непараболическим законом дисперсии подобные зависимости $\theta(\omega)$ будут наблюдаться вблизи резонансных частот всех наблюдаемых в спектре магнитопоглощения переходов между уровнями Ландау. Таким образом, измерения спектров угла поворота позволяют в простейшем случае определять знак носителей заряда, дающих вклад в циклотронное поглощение, а в более сложных системах – знак циркулярной поляризации излучения, соответствующей как внутризонным (ЦР), так и межзонным переходам между уровнями Ландау.

В работе использовалась методика измерений, предложенная в работе [17] (“быстрый” протокол). Наряду с измерениями спектров поглощения неполяризованного излучения теплового источника в магнитных полях методом Фурье-спектроскопии в дальнем и среднем ИК диапазонах, проводились измерения спектров пропускания исследуемых образцов с КЯ с использованием двух линейных поляризаторов. Первый из них, расположенный перед образцом, задавал линейную поляризацию падающего излучения, а второй располагался непосредственно за образцом и был развернут на угол $\pm 45^\circ$ (такой угол разворота поляризаторов обеспечивает максимальную чувствительность измерений). Проводились измерения четырех спектров пропускания $I_{\pm 45^\circ}(\omega, \pm B)$ (здесь I – интенсивность прошедшего сигнала, регистрируемого приемником). В случае малых значений углов поворота $\theta < 0.2$ рад этих измерений достаточно для определения угла поворота плоскости поляризации [17]

$$\theta(\omega, B) = \frac{1}{8} \left[\frac{I_{+45^\circ}(\omega, +B)}{I_{+45^\circ}(\omega, -B)} - \frac{I_{-45^\circ}(\omega, +B)}{I_{-45^\circ}(\omega, -B)} \right]. \quad (3)$$

2. Эксперимент и метод расчета. Исследовались образцы с одиночной (# 160126) и двойной (# 150218) КЯ HgTe/CdHgTe, выращенными в ИФП

СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полужолирующих подложках GaAs (013) с эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев [21]. “Активная” часть структур выращивалась на толстом релаксированном буферном слое CdTe и состояла из нижнего и верхнего барьерных слоев $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 30 нм, между которыми выращивалась одиночная (шириной 5.0 нм) или двойная (две КЯ номинальной шириной 6.5 нм, разделенные туннельно-прозрачным для электронных состояний барьером $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 3.0 нм). Поверх выращивался покрывающий слой CdTe толщиной 40 нм. Структуры специально не легировались и имели p -тип проводимости.

Зонная структура и уровни Ландау исследуемых образцов рассчитывались с использованием 8-зонного гамильтониана Кейна в аксиальном приближении [6]. Такой подход позволяет корректным образом учитывать непараболичность подзон размерного квантования, спин-орбитальное взаимодействие и величину встроенных упругих деформаций, обусловленных различием постоянных решеток материалов в плоскости КЯ, для структур, выращенных на буфере CdTe. Экспериментальные исследования спектров магнитопоглощения и фарадеевского вращения проводились методом Фурье- спектроскопии с разрешением $4\text{--}8\text{ см}^{-1}$ в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (LNCMI-G) в полях до 11 Тл при $T = 4.2\text{ К}$ с использованием сверхпроводящего соленоида. Источником излучения являлся глобар, использовались светодетекторы KBr или Mylar Multilayer (на основе многослойного майлара). Образцы располагались в жидком гелии, прошедшее через образец излучение детектировалось композитным болометром. Спектр пропускания, измеренный в магнитном поле в геометрии Фарадея, нормировался на спектр, записанный в отсутствие поля. В качестве фильтров использовались ZnSe (при измерениях образца 160126) или белый полиэтилен (при измерениях образца 150218). Засветка образцов широкополосным излучением глобара приводила к уменьшению концентрации дырок в КЯ по сравнению с темновыми значениями практически до нуля в случае образца 160126 и до $6 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$ в случае образца 150218. При измерениях эффекта Фарадея использовались сеточные поляризаторы, представляющие собой сетку узких параллельных металлических полосок, напыленных на подложку из белого полиэтилена. Один из поляризаторов размещался за исследуемым образцом, а другой – непосредственно перед ним. Последний поляризатор мог вращаться, при

проведении измерений он был повернут относительно другого поляризатора на угол $+45^\circ$ или -45° .

3. Результаты и обсуждение. Спектры магнитопоглощения структуры 160126 с одиночной КЯ HgTe/CdHgTe подробно исследовались в работе [15]. На рисунке 1 представлены рассчитанные для этого образца уровни Ландау и стрелками показаны обсуждаемые в настоящей работе магнитооптические переходы. Видно, что образец имеет нормальную зонную структуру, на что указывает расположение так называемых “нулевых” уровней Ландау: уровень $n = 0$ является нижним уровнем Ландау в зоне проводимости, а уровень $n = -2$ – верхним в валентной зоне (ср. с [8]). При внутризонных (циклотронных) переходах знак резонансной круговой поляризации излучения является, за редким исключением, противоположным для электронов и дырок, что для КЯ HgTe/CdHgTe было продемонстрировано в экспериментах с монохроматическим излучением, например, в работе [16]. Межзонные же переходы, каковыми являются все представленные на рис. 1, как показыва-

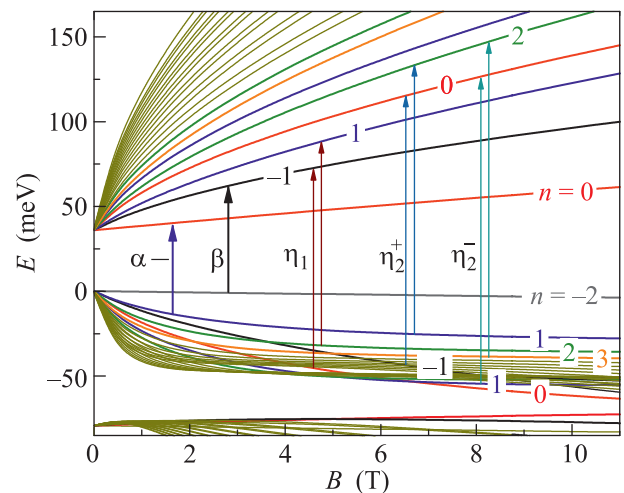


Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанные уровни Ландау в образце 160126 и наблюдаемые магнитооптические переходы (β , α^- , η_1 , η_2^+ и η_2^-)

ет теоретический анализ [15], могут происходить как при электронной ($\Delta n = +1$), так и при дырочной ($\Delta n = -1$) круговой поляризации. Для экспериментального определения знака поляризации наблюдаемых переходов записывались спектры фарадеевского вращения.

На рисунках 2а, 3а представлены спектры магнитопоглощения в образце 160126 в магнитных полях 4 и 10 Тл, а на рис. 2б, 3б – соответствующие им спектры фарадеевского вращения. Линия β является хорошо известным переходом $-2 \rightarrow -1$, впервые

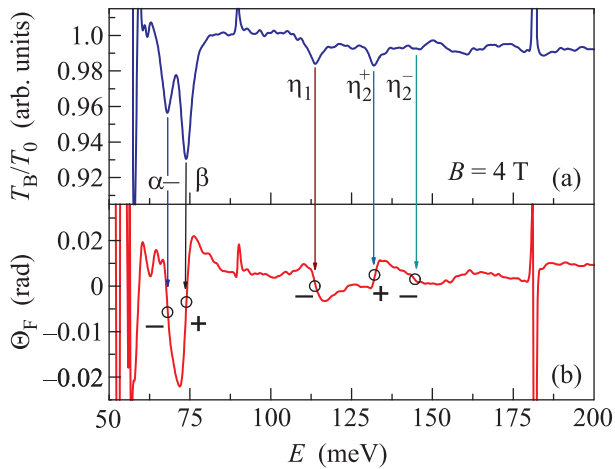


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры магнитопоглощения (a) и фарадеевского вращения (b) в образце 160126, измеренные в магнитном поле $B = 4$ Тл

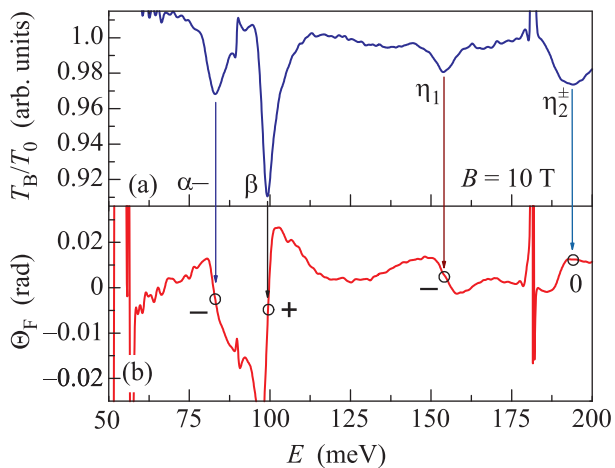


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры магнитопоглощения (a) и фарадеевского вращения (b) в образце 160126, измеренные в магнитном поле $B = 10$ Тл

наблюдавшемся в работе [4] в образце с инвертированной зонной структурой (где она является переходом внутри зоны проводимости), линия $\alpha-$ наблюдалась, по-видимому, лишь в недавней работе [14] в КЯ с нормальной зонной структурой (где она обозначена как α_1), линии η_1 и η_2 обнаружены в нашей работе [15]. Как видно из рис. 2b, 3b, линиям β и $\alpha-$ соответствуют участки с положительной и отрицательной производной на зависимостях $\theta(\omega)$, отвечающих изменениям номера уровня Ландау на $+1$ и -1 , как это предсказывалось теорией (см. рис. 1). Высоочастотные линии η_1 и η_2 в работе [15] связывались с группами слабых (с точки зрения квадрата матричного элемента координаты) межзонных переходов с близкими энергиями, которые могут “усиливаться” из-за

наложения. Так линия η_1 приписывалась двум переходам $0 \rightarrow -1$ и $2 \rightarrow 1$, идущим с понижением номера уровней Ландау. И действительно, на рис. 2b, 3b хорошо видно, что на частотах, соответствующих максимумам поглощения, зависимость $\theta(\omega)$ демонстрирует выраженную отрицательную производную, соответствующую $\Delta n = -1$. Столь же выраженная положительная производная $\theta(\omega)$ наблюдается на частотах, соответствующих максимумам поглощения в линии η_2^+ (рис. 2b), что явно указывает на переходы с повышением номера уровней Ландау $\Delta n = +1$. В работе [15] отмечалось, что в этой области спектра имеются 4 перехода с близкими энергиями, которым соответствуют и близкие значения квадратов матричных элементов. Два из них, идущих с повышением номера уровней Ландау: $-1 \rightarrow 0$ и $1 \rightarrow 2$ (см. рис. 1), очевидно, и дают вклад в линию и η_2^+ . Что касается двух других переходов: $1 \rightarrow 0$ и $3 \rightarrow 2$, то они, по-видимому, дают вклад в слабую линию поглощения η_2^- , наблюдавшуюся в настоящей работе в магнитном поле 4 Тл – см. рис. 2a (в работе [15] эту линию удалось проследить в полях 3–5 Тл). Как видно из рис. 2b, при энергии 145 мэВ, соответствующей максимуму поглощения в линии η_2^- , зависимость $\theta(\omega)$ демонстрирует отрицательную производную, соответствующую $\Delta n = -1$. В более сильных магнитных полях происходит “замешивание” переходов, отвечающих за линии η_2^+ и η_2^- (т.е. переходов с $\Delta n = +1$ и $\Delta n = -1$, см. [15]), что приводит к близкой к нулю производной в спектре фарадеевского вращения (рис. 3b). Таким образом, исследование спектров фарадеевского вращения помогает идентифицировать конкретные межзонные переходы, которые могут идти как с повышением, так и с понижением номера уровней Ландау.

Как уже отмечалось во введении, при исследовании двойных КЯ общая картина линий поглощения становится еще более сложной по сравнению с одиночными КЯ. Наличие туннельно-прозрачного барьера приводит к “удвоению” основных линий поглощения, что значительно усложняет интерпретацию. В работе [13], в которой впервые изучалось магнитопоглощение в двойных КЯ HgTe/CdHgTe, одним из рассматриваемых образцов как раз был образец 150218, соответствующий фазе “двуслойного графена”. Однако согласие между расчетными энергиями переходов и положениями наблюдаемых линий для данного образца в работе [13] можно назвать лишь качественным. Поэтому в настоящей работе мы провели повторные исследования магнитопоглощения совместно с эффектом Фарадея на другом образце той же гетероструктуры.

На рисунке 4 показаны рассчитанные для образца 150218 уровни Ландау, а на рис. 5а, б представ-

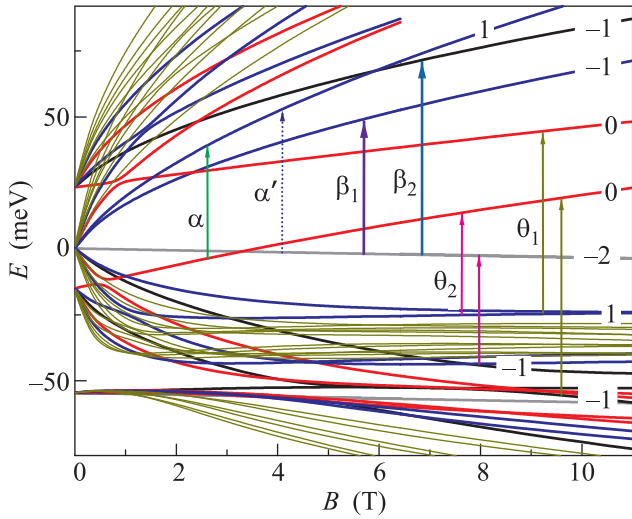


Рис. 4. (Цветной онлайн). Рассчитанные уровни Ландау в образце 150218 и наблюдаемые наиболее сильные магнитооптические переходы (β_1 , β_2 , θ_1 и θ_2)

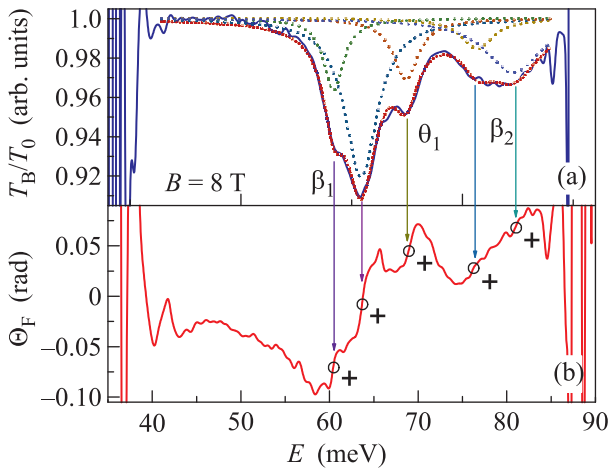


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектры магнитопоглощения (а) и фарадеевского вращения (б) в образце 150218, измеренные в магнитном поле $B = 8$ Тл. Точечными линиями показано разложение на лоренцианы

лены спектры магнитопоглощения и фарадеевского вращения в этом образце в магнитном поле 8 Тл. Как видно из рис. 5, всем наблюдаемым особенностям в спектре поглощения соответствуют положительные производные в спектре фарадеевского вращения, что отвечает изменению номера уровня Ландау $\Delta n = +1$. Отметим, что форма линии поглощения β_2 явно указывает на то, что она содержит в себе несколько пиков. Поэтому при дальнейшем ана-

лизе спектры магнитопоглощения аппроксимировались суммой лоренцианов, что позволило определять не только положение каждого пика, но и его ширину и площадь.

Результаты детального анализа спектров магнитопоглощения для всех магнитных полей показаны на рис. 6. Каждый кружок соответствует пику по-

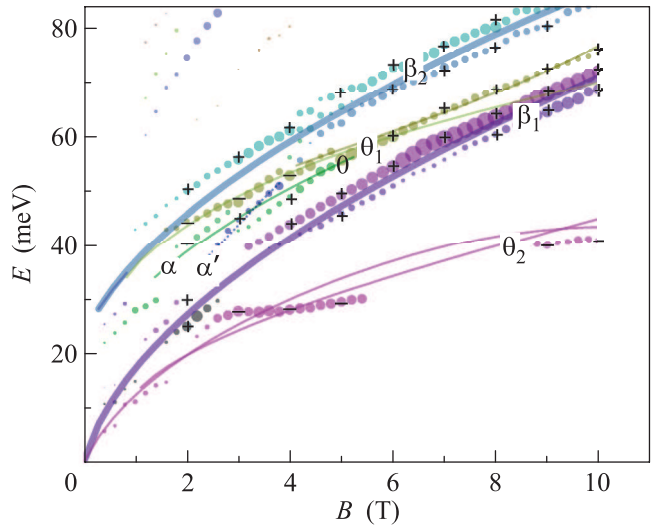


Рис. 6. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий магнитопоглощения (кружки). Площадь кружков пропорциональна интегральным интенсивностям линий поглощения. Знаки “+”, “-” или “0” указывают знак производной в спектре фарадеевского вращения, соответствующей указанной линии магнитопоглощения

глощения, площадь символа пропорциональна площади пика. Знак “+” или “-” при целых значениях магнитных полей указывает на знак производной в спектре фарадеевского вращения (и, соответственно, Δn) для некоторых линий поглощения. “0” означает, что производная в данном участке спектра близка к нулю. Сплошными линиями на рис. 6 показаны рассчитанные в рамках аксиального приближения переходы. Наилучшее согласие между экспериментальными и теоретическими данными было достигнуто при незначительном уменьшении толщин обеих КЯ до 6.3 нм.

Наиболее сильными линиями в спектрах магнитопоглощения являются линии β_1 и β_2 , которые соответствуют известному переходу $-2 \rightarrow -1$ (рис. 4). Наличие двух туннельно-связанных ям приводит к удвоению уровней -1 и появлению двух переходов $-2 \rightarrow -1$. Эти переходы происходят с увеличением номера уровня Ландау на 1, что и наблюдается

в спектрах фарадеевского вращения во всем диапазоне магнитных полей. Однако, как можно видеть из рис. 6, фактически одному и тому же переходу $-2 \rightarrow -1$ соответствуют 2 линии в спектрах магнитопоглощения, каждая из которых соответствует положительной производной в спектрах фарадеевского вращения (см. рис. 5). Такое поведение наблюдалось также и в работе [13]. Очевидно, это связано с расщеплением уровня -2 , который, в случае симметричных КЯ, является двукратно вырожденным. При наличии некоторой асимметрии, которая может быть вызвана неодинаковостью КЯ или же встроенным электрическим полем, вырождение уровня -2 снимается, что и приводит к наблюдаемому расщеплению линий β_1 и β_2 . На снятие данного вырождения указывалось также в работе [22], в которой именно этим обстоятельством объяснялось необычное поведение квантового эффекта Холла.

Значительно более широкая линия θ_2 , лежащая в области энергий 30–40 мэВ соответствует двум переходам: межзонному $1 \rightarrow 0$ и внутризонному $-1 \rightarrow -2$ (рис. 4). Оба этих перехода идут с понижением номера уровня Ландау на -1 , что подтверждается отрицательной производной в спектрах фарадеевского вращения.

Наконец, линия θ_1 , наблюдающаяся в широком диапазоне магнитных полей между линиями β_1 и β_2 (рис. 6), по всей видимости, имеет более сложную природу, чем это предполагалось в работе [13]. В области полей 2–4.5 Тл в спектрах фарадеевского вращения ей соответствует отрицательная производная. В этой же области ее положение хорошо описывается переходом $1 \rightarrow 0$ (рис. 4) так же, как это предполагалось в [13]. Однако при дальнейшем увеличении поля вплоть до 5.5 Тл знак производной уверенно не определяется (производная в спектрах фарадеевского вращения близка к нулю), а при больших полях знак производной становится положительным (рис. 5b). Все это указывает на то, что данная линия поглощения обусловлена разными переходами в различных магнитных полях. И действительно, в полях, больших 4 Тл близким по энергии оказывается переход $-1 \rightarrow 0$ с $\Delta n = +1$. В переходной области 4.5–5.5 Тл “работают” оба перехода $1 \rightarrow 0$ и $-1 \rightarrow 0$ (рис. 4), а начиная с 5.5 Тл, основной вклад в линию θ_1 дает переход $-1 \rightarrow 0$.

В области магнитных полей 3–4 Тл под линией θ_1 наблюдается целая группа линий (рис. 6). В этих же магнитных полях происходит пересечение “нулевых” уровней 0 и -2 (рис. 4) (ср. с [4, 7, 8]). Известно, что фактически имеет место не пересечение, а антипересечение этих уровней, что приводит к возникно-

ванию перехода $-2 \rightarrow 1$ [7, 8]. Наиболее вероятно, что рассматриваемая группа линий как раз связана с проявлением данного антикроссинга (т.е. вклад будут давать переходы $0 \rightarrow 1$ (α) и $-2 \rightarrow 1$ (α')). Однако, в нашем случае дополнительную “запутанность” вносит расщепление уровня -2 , что должно приводить к двойному антикроссингу. Поскольку величина расщепления уровня -2 не слишком велика (~ 4 мэВ), детально изучить проявления двойного антикроссинга в данных измерениях в этом образце не представляется возможным.

Таким образом, в работе выполнены исследования спектров фарадеевского вращения в квантующих магнитных полях в одиночных и двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe. Показано, что поляризационные измерения дают дополнительную информацию существенно упрощающую интерпретацию наблюдаемых в спектрах магнитопоглощения переходов между уровнями Ландау, что особенно актуально при исследованиях двойных квантовых ям, а также межзонных переходов.

Л.С. Бовкун признателен И. Красси (I. Crassee) за помощь при проведении измерений. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 16-12-10317). Измерения в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле также проводились в рамках проекта “Dirac 3D” Национального агентства исследований (ANR).

1. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
2. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, *Nat. Phys.* **7**, 418 (2011).
3. S. S. Krishtopenko, W. Knap, F. Terpe, *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
4. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Lovold, *Phys. Rev. B* **57**, 14772 (1998).
5. А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, К. Е. Спирин, М. С. Жолудев, В. В. Румянцев, К. В. Маремьянин, А. В. Антонов, В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Садофьев, N. Samal, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 837 (2010).
6. A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al. (Collaboration), *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 125011 (2011).
7. M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **83**, 115307 (2011).

8. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **86**, 205420 (2012).
9. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Кнар, S. A. Dvoretzkiy, and N. N. Mikhailov, *Nanoscale Research Lett.* **7**, 534 (2012).
10. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спириин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 452 (2012).
11. J. Ludwig, Y. B. Vasilyev, N. N. Mikhailov, J. M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, and D. Smirnov, *Phys. Rev. B* **89**, 241406 (2014).
12. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), *Phys. Rev. B* **94**, 155421 (2016).
13. Л. С. Бовкун, С. С. Криштопенко, А. В. Иконников, В. Я. Алешкин, А. М. Кадьков, S. Ruffenach, C. Consejo, F. Терре, W. Кнар, M. Orlita, B. Piot, M. Potemski, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, *ФТП* **50**, 1554 (2016).
14. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko, A. M. Kadykov, C. Consejo, D. B. But, W. Desrat, W. Кнар, J. Torres, A. V. Ikonnikov, K. E. Spirin, S. V. Morozov, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkiy, and F. Teppe, *Phys. Rev. B* **96**, 035405 (2017).
15. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkiy, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, arXiv:1711.08783.
16. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V. V. Bel'kov, M. A. Semina, M. M. Glazov, L. E. Golub, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkiy, and S. D. Ganichev, *Phys. Rev. B* **90**, 205415 (2014).
17. J. Levallois, I. O. Nedoliuk, I. Crassee, and A. B. Kuzmenko, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 033906 (2015).
18. Y. Shao, K. W. Post, J.-Sh. Wu, S. Dai, A. J. Frenzel, A. R. Richardella, J. S. Lee, N. Samarth, M. M. Fogler, A. V. Balatsky, D. E. Kharzeev, and D. N. Basov, *Nano Lett.* **17**, 980 (2017).
19. A. Shuvaev, V. Dziom, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and A. Pimenov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 117401 (2016).
20. I. Crassee, J. Levallois, A. L. Walter, M. Ostler, A. Bostwick, E. Rotenberg, T. Seyller, D. van der Marel, and A. B. Kuzmenko, *Nature Phys.* **7**, 48 (2011).
21. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzkiy, Y. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhliitski, *Int. J. Nanotechnol.* **3**, 120 (2006).
22. М. В. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, В. Н. Неверов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 415 (2016).