Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 3, с. 184 – 190

Магнитопоглощение в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe в наклонных магнитных полях[1)]

Л. С. Бовкун[a,b], *А. В. Иконников*[c 2)], *В. Я. Алешкин*[a,d], *М. Орлита*[b 3)], *М. Потемски*[b 3)], *Б. А. Пио*[b 3)], *С. А. Дворецкий*[e], *Н. Н. Михайлов*[e,f], *В. И. Гавриленко*[a,d]

[a]*Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[b]*Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France*

[c]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[d]*Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[e]*Институт физики полупроводников им. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[f]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 29 ноября 2018 г.
После переработки 29 ноября 2018 г.
Принята к публикации 6 декабря 2018 г.

Исследованы спектры поглощения в 30 нм квантовой яме $Hg_{0.075}Cd_{0.925}Te/Cd_{0.74}Hg_{0.26}Te$ в наклонных магнитных полях до 13 Тл. В рамках 8-зонной модели Кейна выполнены расчеты энергетических спектров в зоне проводимости (в отсутствие нормальной компоненты поля) и уровней Ландау электронов при наличии компоненты магнитного поля в плоскости квантовой ямы. В классических магнитных полях обнаружено уширение линии циклотронного резонанса, связываемое со снятием крамерсова вырождения нижней подзоны размерного квантования и различием циклотронных масс в расщепившихся подзонах. В квантующих магнитных полях продольная компонента поля приводит к гибридизации уровней Ландау, усиливающейся с ростом их энергии (в масштабе энергии размерного квантования), что проявляется в возникновении “запрещенных” переходов в спектрах магнитопоглощения.

DOI: 10.1134/S0370274X1903010X

1. Введение. Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe вызывают большой интерес исследователей, что обусловлено целым рядом их замечательных свойств. С увеличением ширины КЯ HgTe в системе последовательно реализуются нормальная зонная структура (ЗС) [1], бесщелевая ЗС с безмассовыми дираковскими фермионами [2–4], инвертированная ЗС – двумерный (2D) топологический изолятор [1, 5] и, наконец, 2D полуметалл [6–8]. Последний возникает из-за перекрытия бокового максимума валентной зоны и зоны проводимости. Инверсия зон приводит к пересечению “нулевых” уровней Ландау [9], точнее к их антипересечению, вызванному их взаимодействием [3, 10, 11]. Взаимодействие возникает из-за понижения симметрии системы, в частности, из-за отсутствия центра инверсии в элементарной ячейке кристалла (*Bulk Inversion Asymmetry* – BIA) или асимметрии химических связей на гетерограницах HgTe/CdHgTe (*Interface Inversion Asymmetry* – IIA) [12].

Магнитное поле в плоскости КЯ также приводит к понижению симметрии. Чаще всего исследования проводятся в наклонных магнитных полях, в которых присутствуют как продольная ($B_{\|}$), так и поперечная ($B_{\perp}$) компоненты поля. Подобные измерения использовались для подтверждения двумерного характера носителей заряда, поскольку орбитальное квантование определяется нормальной компонентой поля. Магнитотранспортные исследования в наклонных полях в 2D системах проводятся для определения эффективного g-фактора методом совпадений [13]. В КЯ HgTe/CdHgTe такие исследования выполнялись в работах [14–16]. В работе [15] при исследовании спиновых расщеплений в сильных магнитных полях в условиях квантового эффекта Холла были обнаружены свидетельства взаимодействия и антипересечения сближающихся при повороте магнитно-

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: antikon@physics.msu.ru

[3)]M. Orlita, M. Potemski, B. A. Piot.

го поля уровней Ландау. В то же время авторам не известны ни теоретические, ни экспериментальные исследования ЗС КЯ HgCdTe в наклонных магнитных полях.

Влияние наклонного магнитного поля на ЗС было достаточно подробно изучено в гетеросистеме GaAs/AlGaAs (см., например, [17] и ссылки в ней). Последние известные авторам работы относятся к началу 2000-х гг. [18, 19]. Было продемонстрировано два ярких эффекта: увеличение циклотронной массы электронов с ростом продольной компоненты магнитного поля и расщепление линии ЦР в квантующих магнитных полях при "пересечении" уровней Ландау из первой подзоны размерного квантования с уровнем второй подзоны. Первый эффект связан с деформированием контуров постоянной энергии в продольном поле. В рамках простой модели параболического потенциала КЯ было показано, что циклотронная масса возрастает пропорционально квадрату продольного магнитного поля [20]. В квантующих магнитных полях эффект связан с замешиванием продольным полем состояний в первой и второй подзонах размерного квантования. В настоящей работе впервые теоретически и экспериментально исследовано влияние наклонного магнитного поля на структуру уровней Ландау и спектры магнитопоглощения в КЯ HgCdTe/CdHgTe. Проведенные нами ранее эксперименты с КЯ HgTe шириной 8 нм показали, что наклон магнитного поля не приводит к значительным изменениям в спектрах магнитопоглощения. Поэтому была выбрана КЯ шириной 30 нм, в которой расстояние от дна зоны проводимости до второй электронной подзоны попадает в исследуемую область спектра магнитопоглощения.

2. Методика эксперимента. Исследуемый образец (# 170208) был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) в ИФП СО РАН [21]. Последовательно выращивались буферный слой ZnTe, релаксированный буфер CdTe, нижний барьерный слой $Cd_{0.74}Hg_{0.26}Te$, КЯ $Hg_{0.075}Cd_{0.925}Te$ шириной 30 нм, верхний барьер $Cd_{0.74}Hg_{0.26}Te$ и покровный слой CdTe. В обоих барьерах на расстоянии 10 нм от КЯ проводилось легирование индием. Образец имел инвертированную зонную структуру и n-тип проводимости. Исследования магнитотранспорта проводились в ИФМ РАН в магнитных полях до 12 Тл. При гелиевых температурах концентрация электронов была $2.2 \cdot 10^{11}\,см^{-2}$ и возрастала до $4 \cdot 10^{11}\,см^{-2}$ при межзонной подсветке за счет эффекта остаточной фотопроводимости при подвижности $\sim 2 \cdot 10^{4}\,см^2/В{\cdot}с$. Исследования магнитопоглощения проводились в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (LNCMI-G) в постоянных магнитных полях до 11 Тл при $T = 4.2$ К и до 13 Тл при $T = 2$ К (для угла наклона поля 35°, см. ниже) с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Спектральное разрешение составляло 4 $см^{-1}$. Образцы размером $5 \times 5\,мм^2$ располагались в центре сверхпроводящего соленоида в жидком гелии. Исследования в перпендикулярных магнитных полях выполнялись в геометрии Фарадея. Для исследований в наклонных магнитных полях образец размещался под углом 35°, 50° или 60° относительно направления магнитного поля так, что продольная компонента магнитного поля находилась в направлении, близком к [100] (как показали расчеты, картина уровней Ландау слабо зависит от кристаллографической ориентации продольного магнитного поля). В качестве источника излучения использовался глобар. Использовался фильтр из белого полиэтилена, что приводило к межзонной засветке образца излучением глобара, в результате чего концентрация электронов в образце была близка к $4 \cdot 10^{11}\,см^{-2}$. Прошедшее через образец излучение регистрировалось кремниевым болометром. Полученные спектры пропускания нормировались на спектр пропускания образца в нулевом магнитном поле.

3. Метод расчета. Для интерпретации экспериментальных результатов были выполнены расчеты ЗС и циклотронных масс электронов в зависимости от продольного магнитного поля, а также уровней Ландау в произвольной ориентации магнитного поля относительно оси роста структуры. Использовался гамильтониан Кейна 8×8, включающего часть, связанную с деформацией, и зеемановское слагаемое (см., например, [3]). Параметры гамильтониана были взяты из работы [22]. Кроме того, было учтено замешивание легких и тяжелых дырок, обусловленное анизотропией химических связей на гетерограницах [23–26]. Координатные оси x, y, z были выбраны вдоль кристаллографических направлений [100], [03−1], [013] соответственно.

Гамильтониан разделялся на аксиально симметричную и анизотропную части (см. дополнительный материал). Сначала вычислялись энергии и волновые функции для аксиально симметричной части гамильтониана, используя метод решения, приведенный в работе [3]. Найденные волновые функции использовались в качестве базиса, по которому проводилось разложение волновых функций полного гамильтониана, а затем производилась численная диагонализация. Для ускорения расчетов учитывались только 10 подзон размерного квантования, по 20 уровней Ландау в каждой из подзон, а полное магнитное поле рассматривалось, начиная с 2 Тл. Отметим, что учет эффектов понижения симметрии, связанных с BIA и IIA, практически не сказывается на спектре уровней Ландау в зоне проводимости в отличие от валентной зоны [25].

В случае, когда магнитное поле лежит в плоскости КЯ ($B_z = 0$) для калибровки $A_z = 0$ в гамильтониане Кейна, описывающего движение электрона в отсутствие магнитного поля [3] следует сделать замены $k_x \to k_x - \frac{ezB_y}{\hbar c}$, $k_y \to k_y - \frac{ezB_x}{\hbar c}$. Циклотронная масса в этом случае вычислялась с использованием квазиклассического приближения $m_c(\varepsilon) = \frac{\hbar^2}{2\pi}\frac{dS(\varepsilon)}{d\varepsilon}$, где ε – энергия электрона, S – площадь циклотронной орбиты в плоскости k_x, k_y. Отметим, что наличие продольного магнитного поля приводит к снятию крамерсова вырождения в точке $k = 0$. В [17–19] этот эффект не обсуждался, по-видимому, из-за незначительной величины такого расщепления вследствие относительно малой величины энергии спин-орбитального расщепления в GaAs.

4. Результаты и обсуждение. Результаты расчетов ЗС в исследуемом образце в нулевом магнитном поле и уровней Ландау в нормальном поле (в аксиальном приближении) представлены на рис. 1. ЗС является инвертированной и полуметаллической,

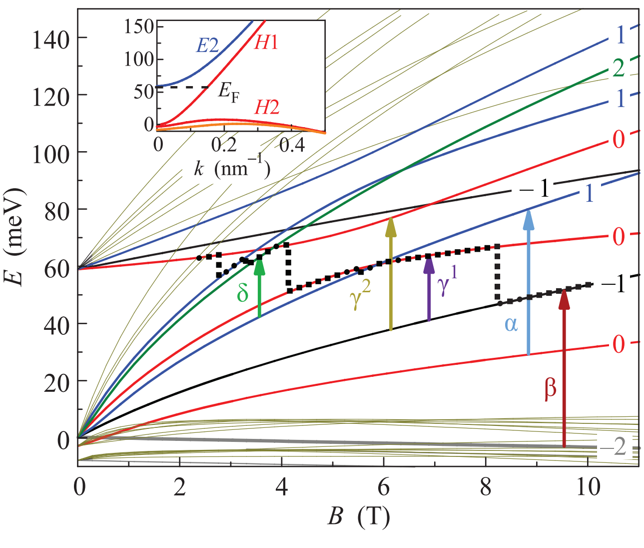

Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанные в аксиальном приближении уровни Ландау. Стрелками обозначены возможные наблюдаемые переходы (в обозначениях работы [9]). Точечной линией обозначено положение уровня Ферми для концентрации электронов $4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. На вставке: ЗС в отсутствии магнитного поля, направление волнового вектора выбрано вдоль [100]

что характерно для широких КЯ HgCdTe с малой долей Cd [6–8]. На рисунке 2 представлены в виде цветных карт спектры магнитопоглощения, полученные в нормальном магнитном поле (a) и при различных углах наклона магнитного полях (b)–(d). В первом случае в спектрах можно выделить три интенсивные линии поглощения. Низкочастотная линия 1, простирающаяся вплоть до полосы остаточных лучей в подложке GaAs, обусловлена классическим ЦР (в поле 1 Тл заполнено 16 уровней Ландау), переходящим с ростом магнитного поля в переходы между уровнями Ландау с невысокими номерами, последним из которых является переход δ ($1 \to 2$) (рис. 1). Этот переход становится разрешенным в поле 3.2 Тл, когда начинает опустошаться с ростом поля конечный для этого перехода уровень Ландау 2. Отклонение положения линии 1 от линейной зависимости от магнитного поля вблизи частоты CdTe-подобного LO-фонона (19 мэВ) может быть связано с электрон-фононным взаимодействием (ср. [27]) либо с особенностью диэлектрической проницаемости [28]. Наиболее высокочастотная линия поглощения 2, наблюдающаяся выше области остаточных лучей (27–38 мэВ) в подложке, связана с близкими по энергии переходами α ($0 \to 1$) и β ($-2 \to -1$), последний из которых должен возникать в полях свыше 8 Тл, когда начинает освобождаться уровень -1 (рис. 1).

Большая ширина КЯ и связанная с этим “близость” второй подзоны размерного квантования приводят к яркой особенности в спектре уровней Ландау – сильному взаимодействию и выраженному антипересечению уровней 0 из первой и второй подзон (см. рис. 1). Соответственно, разрешенный циклотронный переход γ ($-1 \to 0$) [3, 9] в первой подзоне должен расщепляться на два: γ^1 и γ^2 вследствие замешивания состояний уровней 0 в двух подзонах. Ниже области остаточных лучей в подложке переход γ^1 дает вклад в линию магнитопоглощения 1, а выше – переход γ^2 дает наблюдаемую линию 3.

Наклон магнитного поля приводит к кардинальным изменениям в спектрах магнитопоглощения (рис. 2). Линия 1 смещается в область меньших энергий в слабых магнитных полях $B_\perp \leq 3$ Тл. В сильных магнитных полях при угле наклона поля 35° выше области остаточных лучей резко падает интенсивность линий поглощения: практически исчезает линия 3, а линия 2 смещается вверх по энергии, ее интенсивность падает и нарастает с полем. В области энергий ниже полосы остаточных лучей в подложке в поле ~ 6 Тл от линии 1 отщепляется “горизонтальная” линия $1'$. При дальнейшем увеличении угла наклона до 50–60° проследить изменения в высокочас-

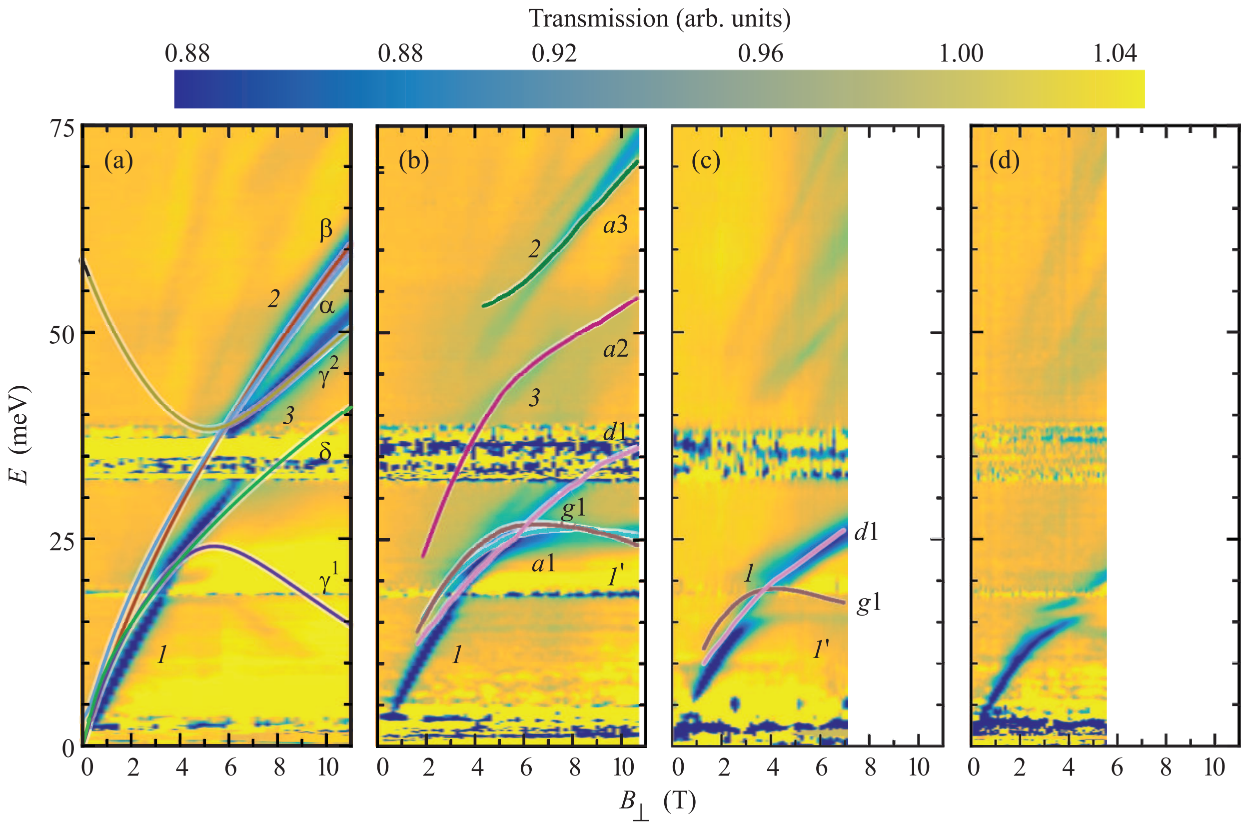

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры магнитопоглощения для различных углов наклона магнитного поля, представленные в виде цветных карт: (a) – 0°, (b) – 35°, (c) – 50°, (d) – 60°. Линиями обозначены рассчитанные переходы

тотной области в сильных нормальных магнитных полях не представляется возможным из-за ограничения полного поля величиной 11 Тл, но сравнивая между собой рис. 2b–d в доступной области полей, можно заключить, что увеличение угла наклона приводит к дальнейшему размытию резонансного поглощения. В низкочастотной области увеличение угла наклона приводит к уменьшению магнитного поля, в котором происходит отщепление "горизонтальной" линии $1'$. Отметим также, что при 60° заметно падает интенсивность линии 1 в полях свыше 4 Тл.

Продольное магнитное поле также оказывает влияние на классический ЦР. Как уже отмечалось, в квазидвумерном электронном газе на гетеропереходе GaAs/AlGaAs приложение продольного поля приводит к деформации линий постоянной энергии и к квадратичному по полю росту циклотронной массы [20]. В случае КЯ HgCdTe/CdHgTe приложение поля приводит также к значительному крамерсову расщеплению подзон в зоне проводимости, каждая из которых характеризуется своей зависимостью циклотронной массы от энергии (или от концентрации) (см. вставку на рис. 3). Данный вывод подтверждается экспериментально – эффект возрастания циклотронной массы при увеличении угла наклона поля виден уже на цветных картах (рис. 2). На рисунке 3 приведены собственно спектры ЦР в исследуемом образце, измеренные при постоянных значениях нормального магнитного поля 2.0 и 2.4 Тл при различных значениях продольного поля (при различных углах наклона). Видно, что с ростом продольного поля происходит смещение линии поглощения в область меньших энергий (рост циклотронной массы), причем эффект носит выраженный нелинейный характер, что качественно соответствует предсказанию теории. Более того, при углах наклона поля 50° и 60° отчетливо видно уширение линии ЦР, что естественно связать с различием циклотронных масс в двух расщепившихся подзонах.

Отметим, что расчетные и определенные из эксперимента значения циклотронных масс в нормальном поле несколько отличаются – для концентрации электронов $n_s = 4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ расчет дает значение циклотронной массы $m_c = 0.0215 m_0$, в то время как наблюдаемым положениям линии ЦР соответствует величина $(0.0200–0.0204) m_0$ (рис. 3). Такое расхож-

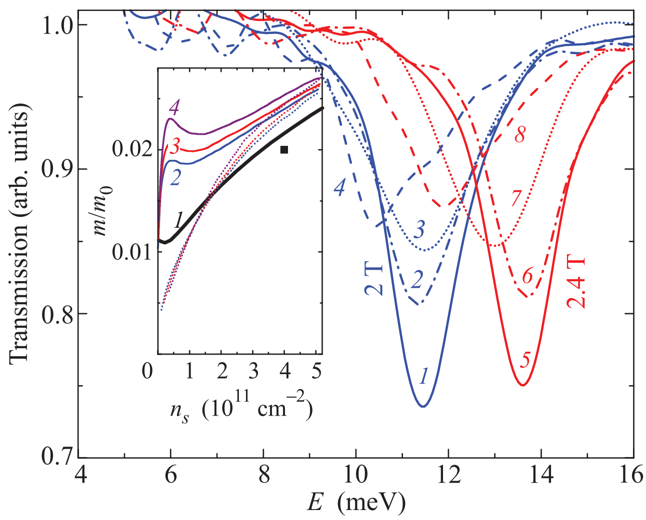

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры ЦР электронов для двух значений поперечного магнитного поля 2 Тл и 2.4 Тл и различных значениях продольного поля (Тл): *1* – 0, *2* – 1.38, *3* – 2.45, *4* – 3.46, *5* – 0, *6* – 1.72, *7* – 2.91, *8* – 4.16. На вставке: зависимости циклотронных масс от концентрации электронов при различных значениях продольного магнитного поля (Тл): *1* – 0, *2* – 3, *3* – 3.46, *4* – 4.17. Сплошные и пунктирные линии – массы в разных подзонах, связанных с крамерсовым расщеплением. Точка – экспериментально определенное значение массы в отсутствии продольного поля

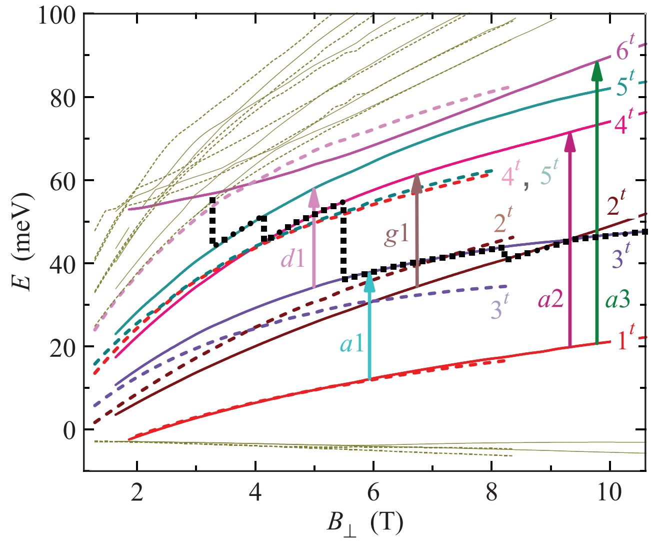

Рис. 4. (Цветной онлайн) Уровни Ландау в исследуемом образце при углах наклона 35° (сплошные) и 50° (пунктирные). Стрелками обозначены возможные переходы. Точечной линией показано положение уровня Ферми для концентрации электронов $4\cdot10^{11}$ см$^{-2}$

дение отмечалось еще в нашей работе [29], где оно связывалось с недостаточно точным определением материальных параметров, используемых в расчетах. Поэтому мы будем сравнивать отношения масс в наклонном и нормальном полях (т.е. относительный рост циклотронной массы при "включении" продольного поля). Так, из данных на вставке на рис. 3 следует, что при $n_s = 4\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ среднее (по двум ветвям) значение циклотронной массы должно возрастать на 9 % при $B_\parallel = 3$ Тл, на 12 % при 3.5 Тл и на 16 % при 4.2 Тл. В то же время, как следует из представленных на рис. 3 спектров, рост составляет 5 % при $B_\parallel = 2.9$ Тл, 7 % при 3.5 Тл и 14 % при 4.2 Тл. Причины такого количественного расхождения пока не ясны.

В квантующих магнитных полях "включение" продольного магнитного поля приводит к качественной перестройке картины уровней Ландау (рис. 4, ср. с рис. 1) вследствие замешивания состояний. Поэтому мы используем сплошную нумерацию уровней в наклонных полях, добавляя к номеру индекс t. Анализ структуры волновых функций уровней Ландау (рис. 5) показывает, что только первые два уровня Ландау 1^t и 2^t имеют подавляющую долю состояний аксиальных уровней Ландау 0 и -1 соответственно (рис. 5a, b). Уровень 3^t, который (как показывает анализ при последовательном увеличении угла наклона магнитного поля) "генетически" происходит из аксиального уровня 0, взаимодействующего со второй подзоной (рис. 1), при угле наклона 35° имеет 40–70 % состояний аксиального уровня 1. При концентрации электронов $4\cdot10^{11}$ см$^{-2}$ этот уровень начинает опустошаться в поле 5.3 Тл, что должно приводить к возникновению разрешенного перехода $a1$ ($1^t\to3^t$), соответствующему переходу $0\to1$ в аксиальной модели. Этот переход проявляется в спектрах магнитопоглощения в виде почти горизонтальной линии $1'$ (рис. 2b). Практически такую же "горизонтальную" зависимость энергии от поля имеет переход $g1$ $2^t\to4^t$ (переход γ в аксиальной модели, рис. 2b), который помимо разрешенной компоненты $-1\to0$ содержит еще и $0\to1$, поскольку 10–15 % волновой функции уровня 2^t сформировано состоянием 0. Что же касается "продолжения" линии 1 классического ЦР в области 6–8 Тл (рис. 2b), то, по-видимому, оно обусловлено переходом $3^t\to5^t$, содержащим две разрешенные компоненты $0\to1$ и $1\to2$. Выше области остаточных лучей при наклоне поля 35° можно выделить 2 линии поглощения 2 и 3 (рис. 2b). Этому диапазону частот среди рассматриваемых уровней могут соответствовать только переходы с нижнего уровня Ландау 1^t, волновая функция которого сформирована, преимущественно, состояниями аксиального уровня 0. Анализ структуры

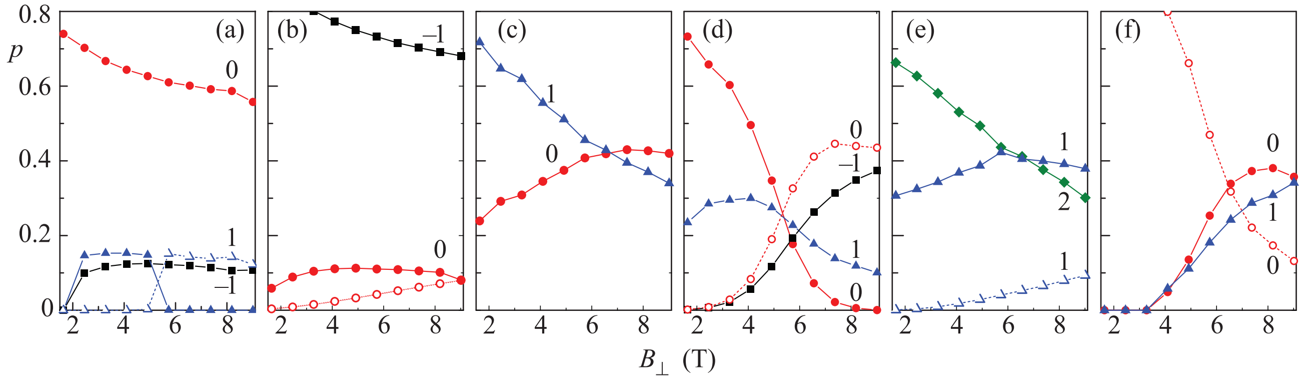

Рис. 5. (Цветной онлайн) Разложение квадратов модулей волновых функций уровней Ландау 1^t–6^t на рис. 4 по аксиальным состояниям при угле наклона магнитного поля 35°. Приведены нормированные на 1 квадраты коэффициентов разложения

волновых функций уровней Ландау 4–6 (рис. 5d–f) показывает, что все из них содержат значительные доли состояний аксиального уровня 1. Однако удалось наблюдать только переходы $a2$ ($1^t \to 4^t$) и $a3$ ($1^t \to 6^t$) (рис. 2b).

Как видно из рис. 4, при увеличении угла наклона до 50° происходит дальнейшая деформация и "разнонаправленный" сдвиг уровней Ландау. Уровень 3^t заметно опускается вниз и в полях свыше 4 Тл оказывается ниже уровня 2^t и остается полностью заполненным электронами вплоть до $B_\perp \approx 8$ Тл. Соответственно, должен "выключиться" переход $a1$ ($1^t \to 3^t$). Слабая "горизонтальная" линия магнитопоглощения на частоте ~ 15 мэВ, сдвинувшаяся вниз относительно своего положения, теперь обусловлена только переходом $g1$ между уровнями Ландау 2^t (сместившимся вверх) и 4^t (сместившимся вниз). Линия поглощения, являющаяся "продолжением" классического ЦР в полях 4–7 Тл, которая при угле наклона 35° связывалась с переходом $d1$ ($3^t \to 5^t$), стала более интенсивной, что, естественно, объясняется опусканием уровня 3 ниже уровня 2 (и, таким образом, ниже уровня Ферми в этом интервале полей). Выше области остаточных лучей интенсивность линий поглощения заметно снизилась, что, очевидно, связано с ростом гибридизации уровней Ландау с высокими номерами и падением уменьшением в их волновой функции доли аксиальных состояний, на которые разрешены переходы с нижнего уровня 1^t. Эта же тенденция прослеживается при дальнейшем увеличении угла наклона магнитного поля до 60° (рис. 2d). Ниже области остаточных лучей это проявляется в падении интенсивности перехода $d1$.

Таким образом, в данной работе исследовано влияние продольного магнитного поля на зону проводимости КЯ $Hg_{0.075}Cd_{0.925}Te/Cd_{0.74}Hg_{0.26}Te$ шириной 30 нм. Показано, что наличие компоненты магнитного поля в плоскости КЯ приводит не только к росту циклотронной массы носителей заряда, но и к снятию крамерсова вырождения нижней подзоны размерного квантования, что проявляется в уширении линии ЦР из-за различия циклотронных масс в расщепившихся подзонах. В квантующих магнитных полях продольная компонента поля приводит к гибридизации уровней Ландау, степень которой увеличивается по мере их приближения к второй подзоне размерного квантования (с ростом номера уровня, нормальной компоненты магнитного поля), и к возникновению "запрещенных" магнитооптических переходов.

Авторы признательны А.В. Антонову за помощь в проведении магнитотранспортных измерений. Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 16-12-10317). Л.С. Бовкун признателен за поддержку в рамках стипендии Вернадского Правительства Франции. Авторы благодарят за поддержку лабораторию LNCMI-G, члена Европейской магнитной лаборатории (EMFL).

1. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
2. B. Büttner, 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. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
4. J. Ludwig, Y. B. Vasilyev, N. N. Mikhailov, J. M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, and D. Smirnov, Phys. Rev. B **89**, 241406 (2014).
5. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).

6. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
7. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretskiy, and N. N. Mihailov, Nanoscale Res. Lett. **7**, 534 (2012).
8. А. А. Грешнов, Ю. Б. Васильев, Н. Н. Михайлов, Г. Ю. Васильева, Д. Смирнов, Письма в ЖЭТФ **97**, 108 (2013).
9. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Løvold, Phys. Rev. B **57**, 14772 (1998).
10. M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E. G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **83**, 115307 (2011).
11. М. С. Жолудев, Ф. Теп, С. В. Морозов, М. Орлита, К. Консейон, С. Руфенах, В. Кнап, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **100**, 895 (2014).
12. M. V. Durnev and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **93**, 075434 (2016).
13. F. F. Fang and P. J. Stiles, Phys. Rev. **174**, 823 (1968).
14. X. C. Zhang, K. Ortner, A. Pfeuffer-Jeschke, C. R. Becker, and G. Landwehr, Phys. Rev. B **69**, 115340 (2004).
15. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, S. M. Podgornykh, S. A. Dvoretsky, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **85**, 245321 (2012).
16. Г. М. Миньков, О. Э. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **104**, 241 (2016).
17. A. D. Wieck, F. Thiele, U. Merkt, K. Ploog, G. Weimann, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **39**, 3785 (1989).
18. H. Aikawa, S. Takaoka, K. Oto, K. Murase, T. Saku, Y. Hirayama, S. Shimomura, and S. Hiyamizu, Physica E **12**, 578 (2002).
19. Y. Sugimoto, S. Takaoka, and K. Oto, Physica E **22**, 867 (2004).
20. L. Smrčka and T. Jungwirth, J. Phys.: Condens. Matter **6**, 55 (1994).
21. S. Dvoretsky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
22. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **72**, 035321 (2005).
23. E. L. Ivchenko, A. Yu. Kaminski, and U. Rössler, Phys. Rev. B **54**, 5852 (1996).
24. S. A. Tarasenko, M. V. Durnev, M. O. Nestoklon, E. L. Ivchenko, J.-W. Luo, and A. Zunger, Phys. Rev. B **91**, 081302(R) (2015).
25. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, arXiv:1711.08783; DOI: 10.1088/1361-648X/aafdf0.
26. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretski, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **96**, 035310 (2017).
27. A. Ikonnikov, S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, Yu. Sadofyev, Yu. Vasilyev, M. Orlita, and W. Knap, J. Low Temp. Phys. **159**, 197 (2010).
28. S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **97**, 245419 (2018).
29. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спирин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма ЖЭТФ **95**, 452 (2012).