Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 8, с. 535 – 543

Природа структурной асимметрии в двойных квантовых ямах HgTe[1)]

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

[a] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[b] *Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR 5221 CNRS-Université de Montpellier, F-34095 Montpellier, France*

[c] *LNCMI-EMFL, CNRS UPR3228, Université Grenoble Alpes, Université Toulouse, INSA-T, 38042 Grenoble and Toulouse, France*

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

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

[f] *Institute of Physics, Charles University in Prague, CZ-12116 Prague, Czech Republic*

Поступила в редакцию 5 сентября 2022 г.
После переработки 5 сентября 2022 г.
Принята к публикации 15 сентября 2022 г.

Исследованы концентрационные зависимости расщепления основных линий магнитопоглощения в нелегированных двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe p-типа. Анализ расщепления линий магнитопоглощения, выполненный на основе самосогласованных расчетов зонной структуры, позволил конкретизировать природу структурной асимметрии в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe, а также определить вклады, обусловленные встроенным электрическим полем, различием толщин квантовых ям и порядка их расположения в структуре. Различие экспериментальных величин расщепления "нулевых" уровней Ландау, извлеченных из анализа двух типов линий, указывает на влияние многочастичных эффектов на энергии переходов между уровнями Ландау.

DOI: 10.31857/S1234567822200071, EDN: komjtk

1. Введение. Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe обладают целым рядом замечательных физических свойств, которые меняются при изменении параметров КЯ, таких как ее толщина d_{QW} и состав барьеров. В частности, при толщинах, больших критической $d_c \sim 6.3$ нм, происходит инверсия зон (дырочноподобная подзона $H1$ оказывается выше по энергии, чем электроноподобная подзона $E1$), что приводит к возникновению краевых проводящих состояний и появлению фазы топологического изолятора в соответствии с Z_2-классификацией [1, 2]. При критической толщине КЯ наблюдается бесщелевая фаза: ширина запрещенной зоны обращается в нуль, а законы дисперсии электронов и дырок вблизи центра зоны Бриллюэна описываются безмассовым уравнением Дирака [3, 4], что позволяет рассматривать такие КЯ как "однодолинный" аналог графена [5, 6]. Переход между различными фазами может происходить не только при изменении параметров КЯ HgTe, но и за счет изменения давления [7], температуры [7–11], или даже степени беспорядка [12].

Двойные квантовые ямы (ДКЯ) HgTe/CdHgTe демонстрируют более богатую картину фазовых состояний, появление которой обусловлено туннельной непрозрачностью разделительного барьера для дырочноподобных состояний в подзонах $H1$ и $H2$ в центре зоны Бриллюэна и туннельной прозрачностью для электроноподобных подзон $E1$ и $E2$ [13]. В зависимости от ширины КЯ и туннельного барьера в центре зоны Бриллюэна могут реализовываться различные случаи расположения подзон. В частности, последовательность $E2 - E1 - H1 - H2$ (в сторону уменьшения энергии) соответствует нормальной зонной структуре и фазе тривиального изолятора, в то время, как последовательность $E2 - H1 - H2 - E1$ приводит в симметричной ДКЯ к бесщелевому спектру (рис. 1a), подобного спектру двуслойного графена. Наконец, в широких ДКЯ может ре-

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

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

[3)] B. A. Piot; M. Potemski; M. Orlita; F. Teppe.

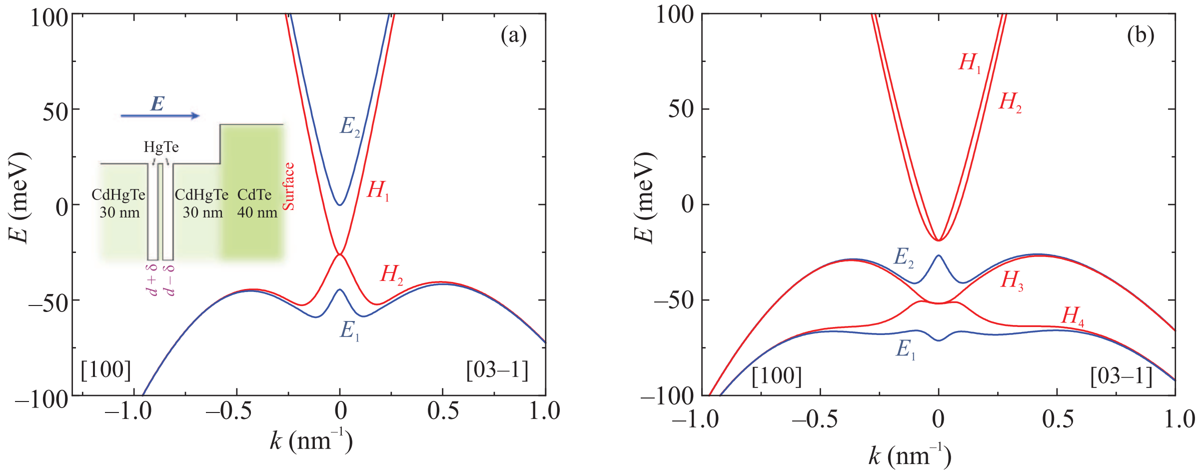

Рис. 1. (Цветной онлайн) Законы дисперсии для образцов A (a) и B (b) в отсутствие электрического и магнитного полей ($\mathbf{E} = 0$, $\mathbf{B} = 0$). На вставке: схематичное изображение двойной КЯ HgTe/CdHgTe с покровным слоем CdTe

ализовываться фаза изолятора с "двойной инверсией" (рис. 1b), соответствующей упорядочению подзон $H1 - H2 - E2 - \ldots - E1$. Одновременная инверсия в парах подзон $H1 - E1$, $H2 - E2$ приводит к возникновению двух пар краевых состояний, в спектре которых открывается щель, обусловленная *спин-зависимым* туннелированием через разделительный барьер CdHgTe [13]. Недавно было предсказано, что фаза изолятора с "двойной инверсией" в ДКЯ HgTe/CdHgTe является топологическим изолятором второго порядка с нульмерными (0D) угловыми состояниями, возникающими при определенных кристаллических ориентациях двух смыкающихся краев образца [14].

Отличительной особенностью ДКЯ HgTe/CdHgTe является возможность управления фазовыми переходами с помощью изменения степени структурной асимметрии системы, вызванной наличием электрического поля [13] (например, вследствие одностороннего легирования барьеров [15]) или из-за неодинаковости КЯ [16]. Так, структурная асимметрия в фазе "двуслойного графена" приводит к открытию щели в спектре двумерных (2D) состояний и возникновению фазы топологического изолятора с парой бесщелевых состояний, возникающих на краях образца [1, 13]. Кроме этого, поскольку щель в спектре одномерных (1D) краевых состояний в фазе изолятора с "двойной инверсией" определяется туннелированием между двумя КЯ, которое, в свою очередь, зависит от внешнего электрического поля, изменение структурной асимметрии системы также открывает возможность перестройки спектра 1D краевых и 0D угловых состояний в ДКЯ HgTe/CdHgTe [14]. Отметим, что увеличивая степень структурной асимметрии, можно не только управлять шириной щелей в спектрах 1D и 2D состояний, но и изменять упорядочение подзон, осуществляя, таким образом, топологический фазовый переход, управляемый внешним электрическим полем.

Поскольку при росте реальных гетероструктур технически невозможно сохранить идеальную симметричность гетеропотенциала, ДКЯ HgTe/CdHgTe всегда обладают некоторой степенью структурной асимметрии, вызванной как различием профилей двух КЯ, так и наличием асимметричного "встроенного" электрического поля, обусловленного пространственным разделением носителей заряда в слоях HgTe и доноров/акцепторов в покрывающем слое и внешних барьерах. В недавних работах [16–18] было показано, что в гетероструктурах с ДКЯ HgTe/CdHgTe, с ориентацией поверхности [013], действительно, имеется встроенное электрическое поле, величина которого оценивалась в несколько кВ/см. В работе [17] экспериментально наблюдалось дополнительное расщепление основных линий магнитопоглощения, обусловленных переходами с "нулевых" уровней Ландау[4)] с номерами −2 (см. вставки на рис. 2), расщепленных за счет структурной асимметрии ДКЯ HgTe/CdHgTe. В работе [18] указанное разделение уровней Ландау с номерами −2 приводило к появлению "возвратного" квантового эффекта Холла (КЭХ), который становился "нормальным"

[4)] Понятие "нулевой" уровень Ландау" для уровня с номером −2 обусловлено классификацией уровней, принятой в рамках эффективной 2D модели Берневига–Хьюза–Чжана [1, 2] (см. также [19, 20]).

при подаче на затвор напряжения +3 В. Было показано, что это напряжение приводило к "нейтрализации" структурной асимметрии и слиянию уровней с номерами -2. Наконец, в работе [16] измерения температурных зависимостей локального сопротивления от напряжения на затворе в ДКЯ HgTe в фазе "двуслойного графена" демонстрировали поведение, характерное именно для фазы топологического изолятора с шириной запрещенной зоны 11 мэВ. По оценкам авторов работы [16], такая величина щели в спектре 2D состояний может быть объяснена присутствием встроенного электрического поля 13 кВ/см.

В настоящей работе проводится детальный анализ спектров магнитопоглощения ДКЯ HgTe/CdHgTe p-типа, измеренных в сильных магнитных полях при изменении концентрации носителей заряда за счет эффекта остаточной фотопроводимости. На основе анализа расщеплений основных линий магнитопоглощения в рамках самосогласованных расчетов зонной структуры конкретизируется природа структурной асимметрии ДКЯ HgTe/CdHgTe и оцениваются вклады, обусловленные встроенным электрическим полем, различием толщин КЯ и порядка их расположения в структуре. Различие экспериментальных величин расщепления "нулевых" уровней Ландау, извлеченных из анализа двух типов линий, указывает на значительное влияние многочастичных эффектов на энергии переходов между уровнями Ландау.

2. Методы исследований. Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013) [21]. На подложке выращивался буфер, состоящий из 30 нм слоя ZnTe и толстого (5 мкм) релаксированного слоя CdTe. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера $Hg_{1-x}Cd_xTe$ толщиной 30 нм, двух КЯ HgTe толщиной d, разделенных туннельно-прозрачным барьером $Hg_{1-x}Cd_xTe$ толщиной t, и верхнего барьера $Hg_{1-x}Cd_xTe$ толщиной 30 нм. Поверх всей структуры выращивался покровный слой CdTe толщиной 40 нм. Структуры специально не легировались. Параметры структур представлены в табл. 1. Типичные значения подвижности при низких температурах составляли около 5×10^4 см^2/В · с.

Спектры магнитопоглощения были измерены в Национальной лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (Франция) с использованием фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в магнитных полях до 30 Тл. Часть измерений выполнялась с помощью резистивного соленоида, часть – с помощью сверхпроводящего соленоида. В последнем случае максимальное значение поля составляло 11 Тл. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве детектора – композитный кремниевый болометр. Измерения проводились со спектральным разрешением 8 см$^{-1}$ в геометрии Фарадея при температурах 1.6 и 4.2 К с использованием различных светоделителей и фильтров, что позволяло покрыть диапазон энергий квантов до 350 мэВ. Концентрация носителей в образце варьировалась либо с помощь подсветки синим светом за счет эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) [22, 23], либо при изменении условий эксперимента за счет фоновой подсветки образца излучением глобара. Более подробная информация о деталях эксперимента представлена в [17].

Таблица 1. Параметры исследованных структур. В скобках приведены параметры, скорректированные по данным предыдущих магнитооптических исследований [17]

Образец	d_{QW}, нм	t_{bar}, нм	x	p_{dark}, 10^{11} см$^{-2}$
A (150218)	6.5 (6.3)	3.0 (2.8)	0.71	1.3
B (150219)	8.4 (8.4)	3.0 (2.8)	0.67	2.2

Концентрация носителей заряда в структурах определялась при помощи магнитотранспортных измерений в тех же условиях, что и при измерениях спектров магнитопоглощения. Использовалась геометрия ван дер Пау. Поскольку исследуемые структуры имеют дырочный тип проводимости при низких температурах, т.е. уровень Ферми находится в валентной зоне, необходимо соблюдать осторожность при определении концентрации. В относительно слабых магнитных полях (<2 Тл), несмотря на то, что в них наблюдаются плато КЭХ, в том числе и плато, соответствующее фактору заполнения уровней Ландау $\nu = 1$, вклад в КЭХ дает только *часть* дырок в центре зоны Бриллюэна [18]. Это происходит из-за пиннинга уровня Ферми на боковом максимуме валентной зоны (рис. 1), дырки в котором не дают вклад в КЭХ [24]. В то же время в сильных магнитных полях, когда уровень Ферми "привязывается" к уровням Ландау, находящимся выше бокового максимума валентной зоны, *все* дырки дают вклад в КЭХ, что приводит, в частности, к возвратному КЭХ в системе ДКЯ HgTe [18]. Поэтому концентрации носителей заряда в исследуемых структурах определялись по положению плато КЭХ и минимумам продольного сопротивления в сильных магнитных полях. Значения "темновых" (максимальных) концентраций дырок указаны в табл. 1. Подсветка образцов синим светом приводила к уменьшению концентрации носителей заряда.

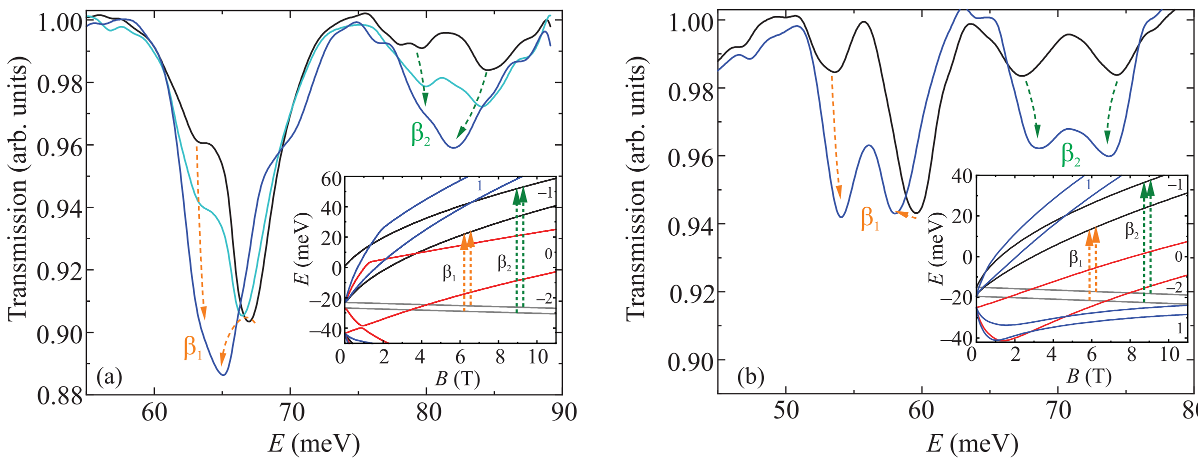

Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичные спектры магнитопоглощения при различных условиях подсветки в образце A в магнитном поле 8.5 Тл (a) и в образце B в магнитном поле 10.25 Тл (b). Стрелками показано изменение положения линий при уменьшении концентрации дырок. На вставках показаны уровни Ландау при наличии электрического поля 5 кВ/см, вертикальными стрелками обозначены переходы, соответствующие линиям β_1 и β_2. Детальная информация о классификации электродипольных переходов и спектральных линий, а также о нумерации уровней Ландау представлена в [17]

Для нахождения зонного спектра и уровней Ландау решались самосогласованные уравнения Пуассона и Шредингера с 8-зонным $k \cdot p$ гамильтонианом [7]. Гамильтониан позволяет корректным образом учитывать непараболичность зон, спин-орбитальное взаимодействие, а также встроенную упругую деформацию, связанную с отличием постоянных решеток HgTe и CdTe [4, 23]. Расчеты выполнялись в аксиальном приближении с учетом встроенного электрического поля. При нахождении последнего полагалось, что поставщиками носителей заряда в КЯ являются акцепторы, находящиеся на удаленных плоскостях на поверхности структуры, либо в глубине на достаточном удалении. На существенное влияние поверхностного слоя CdTe на концентрацию носителей заряда в КЯ HgTe/CdHgTe указывалось в работе [22], в которой изучался эффект ОФП. Использование аксиального приближения в данном случае оправдано, поскольку влияние возможных эффектов, связанных с отсутствием центра инверсии в кристалле и асимметрии химических связей на гетерограницах, оказывает сколь либо заметное влияние на разделение уровней Ландау -2 лишь в полях порядка 30 Тл [17]. И даже в этом случае величина этого разделения не превышает 1 мэВ.

3. Результаты и обсуждение. Типичные спектры магнитопоглощения в образцах A и B в области энергий, соответствующей "основным" переходам между уровнями Ландау с номерами -2 и -1, представлены на рис. 2. В спектрах наблюдаются две сильные линии β_1 и β_2, каждая из которых расщеплена дополнительно. Линия β_1 соответствует переходу с "нулевых" уровней -2 на нижний уровень -1 (см. вставки на рис. 2), линия β_2 – переходу на верхний уровень -1.

Дополнительное расщепление линий β_1 и β_2 связано со структурной асимметрией системы ДКЯ HgTe/CdHgTe, приводящей к снятию вырождения для уровней Ландау -2. Вырождение этих уровней напрямую связано с совпадением подзон $H1$ и $H2$ при $k = 0$ в симметричных ДКЯ (см. рис. 1), и разница энергий ΔE между "нулевыми" уровнями Ландау -2 есть не что иное, как разница энергий между подзонами $H1$ и $H2$ при $k = 0$ [13]. Как уже отмечалось во Введении, эта структурная асимметрия может быть вызвана как встроенным электрическим полем, так и неодинаковостью двух КЯ. Однако, как видно из рис. 2, расщепление линий β_1 и β_2 становится меньше с уменьшением концентрации носителей заряда. Это однозначно указывает на то, что главный вклад в структурную асимметрию связан именно со встроенным электрическим полем, меняющимся при изменении концентрация дырок в ДКЯ.

Изменение интенсивностей линий в спектрах магнитопоглощения при изменении концентрации носителей заряда связано, прежде всего, с изменением населенности уровней Ландау с номером -2. В ультраквантовом пределе ($\nu \le 1$), для которого получены спектры магнитопоглощения, приведенные на рис. 2, уровень Ферми находится на верхнем уровне -2. Уменьшение числа дырок на уровне Ландау эквивалентно увеличению концентрации электронов. По-

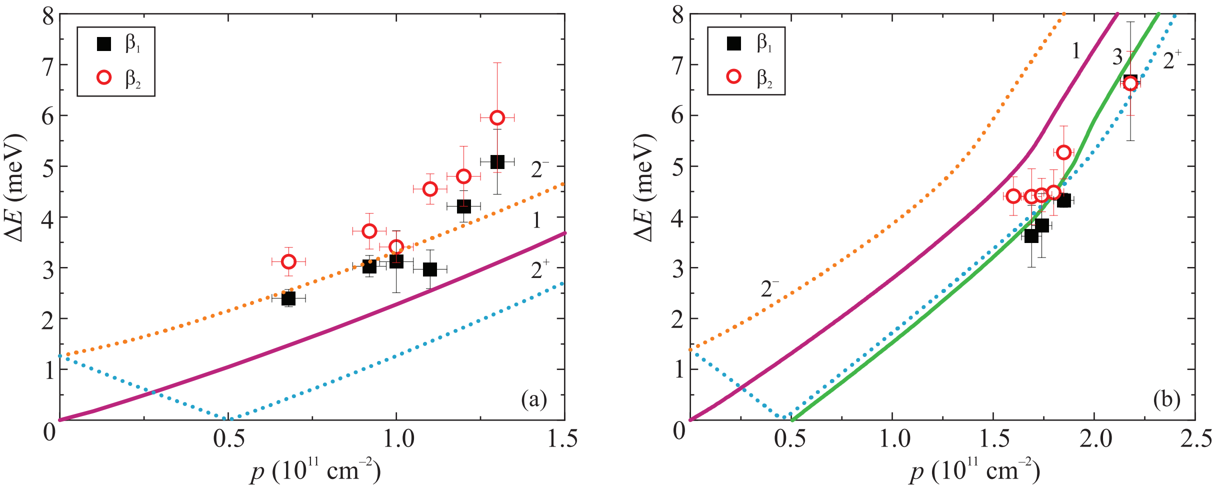

Рис. 3. (Цветной онлайн) Символы – зависимости среднего расщепления линий β_1 и β_2 от концентрации носителей заряда в ДКЯ HgTe/CdHgTe в образцах A (a) и B (b). Линии – рассчитанные зависимости расщепления ΔE между подзонами $H1$ и $H2$ при $k = 0$: *1* – КЯ одинаковой толщины, все дырки "пришли" с поверхности (справа от КЯ); 2^+, 2^- – КЯ различной ширины, все дырки "пришли" с поверхности. Величина "неодинаковости" КЯ HgTe δ (см. вставку на рис. 1a) для образца A составляет 0.13 нм, для образца B – 0.3 нм. "+" соответствует случаю, когда более узкая КЯ находится ближе к поверхности (см. вставку на рис. 1a); *3* – КЯ одинаковой толщины, но часть носителей ($2.5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$) "пришла" слева от КЯ[5)]

этому при уменьшении концентрации дырок интенсивность высокоэнергетического перехода $-2 \rightarrow -1$ с нижнего уровня -2 не должна заметно меняться, а интенсивность низкоэнергетического перехода с верхнего уровня -2 должна возрастать. Это хорошо соответствует поведению компонентов линии β_1 и низкоэнергетической компоненты линии β_2 (рис. 2). В то же время причина увеличения интенсивности высокоэнергетической компоненты линии β_2 остается неясной.

Каждый спектр магнитопоглощения был аппроксимирован с помощью суммы нескольких лоренцианов (см. Дополнительный материал). Были определены положения и параметры всех линий магнитопоглощения, в том числе и линий β_1 и β_2. Далее были определены величины расщеплений ΔE линий β_1 и β_2 и получена их зависимость от магнитного поля (см. Дополнительный материал). Поскольку никакой выраженной зависимости величин расщепления от магнитного поля не наблюдалось, было проведено усреднение всех указанных величин для заданной концентрации носителей заряда и рассматриваемого перехода.

На рисунке 3 показаны зависимости указанных средних величин расщепления от концентрации дырок. В качестве погрешности указана величина стандартного отклонения. Как видно из рис. 3, имеется очевидная связь между концентрацией носителей заряда и величиной расщепления – уменьшение концентрации приводит к уменьшению расщепления. Кроме того, обращает на себя внимание тот факт, что расщепление линии β_2 во всех случаях оказывается больше расщепления линии β_1, что особенно заметно для образца A (рис. 3a). Подобное различие в расщеплениях линий, также наблюдавшееся в работе [17], принципиально не может быть объяснено в рамках "одноэлектронного" приближения.

Для интерпретации полученных результатов были выполнены самосогласованные расчеты зонной структуры при различных значениях концентрации носителей заряда. В результате этих расчетов была получена зависимость характерной величины расщепления линий β от концентрации носителей заряда (рис. 3).

Начнем обсуждение с рассмотрения образца B (рис. 3b). Кривая *1* показывает рассчитанную зависимость величины расщепления от концентрации дырок в предположении, что все носители заряда в ДКЯ "пришли" с поверхности структуры или справа от ДКЯ (см. вставку на рис. 1a). В этом случае достигается максимальная величина встроенного электрического поля и, соответственно, максимальное расщепление при заданной концентрации для двух КЯ

[5)]Нулевое значение расщепления при ненулевой полной концентрации дырок $5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$ соответствует ситуации, когда одинаковое количество дырок "поставляется" слева и справа от КЯ. В этом случае возникающие электрические поля, направленные от КЯ в противоположные стороны, приводят к симметричному изменению профилей КЯ, и, соответственно, расщепления "нулевых" уровней Ландау -2 не возникает.

одинаковой толщины. Наблюдаемый на кривой *1* перегиб при значении концентрации дырок около $1.6 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ связан с заполнением бокового максимума в валентной зоне. Как видно из рис. 1b, для образца B с "двойной инверсией", первая валентная зона в Г-точке зоны Бриллюэна определяется только электроноподобными состояниями ($f_E = 1$), в то время как вклад дырочноподобных состояний равен нулю ($f_H = 0$). Именно этот факт позволяет классифицировать первую валентную подзону как подзону $E2$ [25]. При удалении от точки $k = 0$ доля электроноподобных состояний f_E в первой валентной подзоне уменьшается, а доля дырочноподобных состояний f_H, наоборот, непрерывно растет из-за гибридизации с дырочноподобными H_n уровнями ($n = 1, 2, \ldots$) при ненулевом квазиимпульсе. В результате с увеличением k вклад дырочноподобных состояний f_H начинает превышать вклад от электроноподобных состояний f_E, и изначально электроноподобная валентная подзона плавно трансформируется в дырочноподобную. При этом при любых значениях k выполняется условие $f_E + f_H = 1$ [25]. Поскольку в самосогласованный электростатический потенциал вносят вклад волновые функции всех заполненных состояний, то при увеличении концентрации вклад дырочноподобных состояний во "встроенное" электрическое поле также растет. Эта ситуация имеет место до тех пор, пока уровень Ферми не "касается" бокового максимума валентной подзоны, вклад электроноподобных состояний в который является доминирующим ($f_E > 0.5$) [25]. Начиная с этого момента, тенденция начинает меняться – вклад дырочноподобных состояний в электростатический потенциал начинает уменьшаться, что, в свою очередь, приводит к изменению зависимости ΔE как функции концентрации. Отметим, что подобный расчет ΔE от концентрации электронов в зоне проводимости (где нет боковых максимумов) демонстрирует плавную зависимость (см. Дополнительный материал).

Из рисунка 3b видно, что для образца B кривая *1* проходит выше экспериментальных точек. В то же время наклоны теоретической и экспериментальной зависимостей достаточно близки. Поэтому можно предположить, что основной вклад в расщепление вносит электрическое поле, вызванное разделением зарядов на поверхности и в КЯ, но существуют еще некоторые "компенсирующие" механизмы, уменьшающие расщепление. В качестве таких механизмов для образца B можно предложить неодинаковость КЯ (кривая 2^+) и наличие "поставщиков" дырок также и слева от КЯ (кривая 3) (см. вставку на рис. 1a).

Для выявления влияния первого механизма были выполнены дополнительные расчеты величины расщепления в зависимости от "неодинаковости" КЯ δ (см. вставку на рис. 1a) при различных концентрациях дырок в предположении, что все они "пришли" справа от КЯ (рис. 4b). Видно, что "неодинаковость" КЯ в случае ненулевой концентрации носителей заряда может как усиливать расщепление, так и ослаблять его. Важную роль здесь играет расположение КЯ относительно направления встроенного электрического поля. В рамках нашего предположения о том, что роль "поставщика" дырок в КЯ играет поверхность, поле направлено от КЯ к поверхности (см. вставку на рис. 1a). Это отчасти подтверждается данными работы [18], в которой приложенное к затвору положительное напряжение приводило к уменьшению расщепления. Если в такой конфигурации более широкая КЯ оказывается ближе к поверхностному слою, то при ненулевой концентрации дырок расщепление будет меньше, чем в случае нулевой концентрации, поскольку вклады от встроенного электрического поля и "неодинаковости" КЯ в структурную асимметрию будут частично компенсировать друг друга.

На рисунке 3b линиями 2^+ и 2^- показаны зависимости величины расщепления линий β от концентрации дырок с учетом "неодинаковости" КЯ $\delta = \pm 0.3$ нм в предположении, что все дырки "пришли" с поверхности. Указанная величина является максимальной неточностью используемой технологии молекулярно-пучковой эпитаксии и методов эллипсометрии, используемых для контроля роста структур [26, 27]. Видно, что экспериментальные значения хорошо описываются кривой 2^+, соответствующей случаю, когда КЯ меньшей толщины находится ближе к поверхности (см. вставку на рис. 1).

Другой возможностью добиться согласия между экспериментальными данными и расчетами является предположение о том, что часть дырок в КЯ "приходит" не с поверхности, а с противоположной стороны. В этом случае отличного согласия удается добиться при концентрации дырок, пришедших слева от КЯ, равной $2.5 \cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$ (кривая 3 на рис. 3b).

Несколько другая ситуация имеет место для образца A (рис. 3a). В этом случае даже максимально асимметричный профиль распределения акцепторов оказывается недостаточным для достижения согласия с экспериментальными значениями ΔE. Более того, сопоставление данных для обоих образцов показывает, что величины расщеплений, наблюдаемые в образце A, сравнимы с величинами для образца B, несмотря на то, что концентрации дырок отлича-

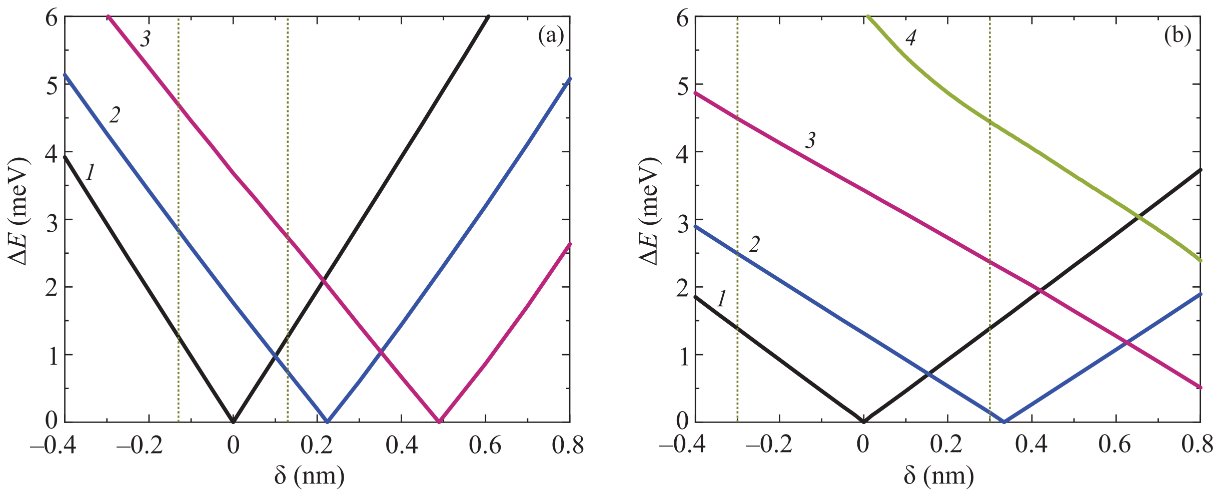

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости величины расщепления линий β от "неодинаковости" КЯ в образцах A (a) и B (b) при различных концентрациях дырок в предположении, что все дырки "пришли" с поверхности. Положительные значения δ соответствуют случаю, когда ближе к поверхности находится более узкая КЯ (см. вставку на рис. 1a). Значения концентрации дырок в КЯ для образца A: *1* – 0 см$^{-2}$; *2* – $0.8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$; *3* – $1.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, для образца B: *1* – 0 см$^{-2}$; *2* – $0.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$; *3* – $1.2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$; *4* – $1.8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Вертикальные линии указывают значения $\delta = \pm 0.13$ нм для образца A и $\delta = \pm 0.3$ нм для образца B

ются примерно в 2 раза. Таким образом можно сделать вывод, что в отличие от образца B, в образце A вклады в структурную асимметрию от встроенного электрического поля и "неодинаковости" КЯ должны усиливать друг друга. При этом особенности зонной структуры образца A, в котором подзоны $H1$ и $H2$ являются зоной проводимости и валентной зоной, соответственно, приводят к существенно большей чувствительности величины расщепления ΔE от величины δ, чем для образца B. Действительно, кривые на рис. 4a имеют заметно большую крутизну, чем на рис. 4b. Поэтому для достижения количественного соответствия между теоретическими расчетами и экспериментальной зависимостью расщепления от концентрации дырок достаточно выбрать значение $\delta = -0.13$ нм, укладывающееся в технологическую точность используемой ростовой технологии.

Таким образом, структурная асимметрия в исследуемых образцах с ДКЯ HgTe/CdHgTe обусловлена вкладом сразу двух факторов одновременно. При этом можно сделать ряд заключений:

1. Доминирующим фактором, вызывающим расщепление линий β в спектрах магнитопоглощения, является наличие встроенного электрического поля. Указанное поле связано с пространственным разделением носителей заряда в ДКЯ и акцепторов в покрывающем слое CdTe и барьерах CdHgTe. При этом источником подавляющей части носителей является именно акцепторы покрывающего слоя CdTe. На это указывают, во-первых, существенная зависимость величины расщепления от концентрации носителей и, во-вторых, близкие значения измеренных и рассчитанных величин расщеплений для максимально асимметричного профиля распределения акцепторов. Кроме того, ранее отмечалась доминирующая роль покрывающего слоя CdTe для эффекта остаточной фотопроводимости в ДКЯ HgTe/CdHgTe [22], за счет использования которого происходило изменение концентрации дырок в наших экспериментах.

2. Часть носителей заряда в ДКЯ может быть обусловлена наличием акцепторов в нижнем (ближайшим к подложке) барьере CdHgTe. Однако доля таких носителей заряда не может превышать 25 %. Действительно, подобное распределение акцепторов должно приводить к уменьшению величины расщепления линий β при заданном значении концентрации дырок. Даже если предположить, что в образце B две КЯ максимально неодинаковы ($\delta = -0.3$ нм) и эта неодинаковость увеличивает расщепление, то для получения хорошего согласия между экспериментальными данными и расчетами необходимо положить концентрацию носителей, пришедших слева от КЯ, равной 5×10^{10} см$^{-2}$, что составляет 25 % от характерной концентрации дырок $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$.

3. Неодинаковость двух КЯ может как увеличивать, так и уменьшать расщепление линий β при заданной концентрации в зависимости от расположения КЯ относительно поверхности. Для образца А взаимное расположение КЯ можно указать однозначно (более узкая яма находится дальше от поверхности), поскольку для него даже максимального разделения зарядов между КЯ и поверхностью не позволяет достичь наблюдаемого расщепления без учета "неодинаковости".

4. Поскольку обе рассматриваемые структуры были выращены последовательно в одном ростовом цикле, можно предположить, что степени "неодинаковости" КЯ в этих образцах должны быть сравнимы. Тогда, исходя из данных для обоих образцов, можно сделать осторожную оценку "неодинаковости" КЯ δ от -0.13 нм до $+0.3$ нм. И в этом случае доля носителей, "пришедших" в КЯ с противоположной стороны от поверхности не будет превышать 18–25 %.

Представленный выше анализ основан на самосогласованных расчетах зонной структуры, в рамках которых расщепление линий магнитопоглощения β_1 и β_2 однозначно связано с расщеплением "нулевых" уровней Ландау вследствие структурной асимметрии ДКЯ HgTe/CdHgTe. Несмотря на количественное согласие между экспериментальной и теоретической зависимостью ΔE от концентрации дырок в ДКЯ, подобные расчеты, однако, не объясняют различий в величинах расщеплений линий магнитопоглощения β_1 и β_2, особенно ярко выраженных для образца А с более узкими квантовыми ямами. Мы полагаем, что в данном случае разница в расщеплениях линий может быть связана с проявлением коллективных эффектов в магнитопоглощении (ср. с [20, 28]). Действительно, поскольку каждый переход между уровнями Ландау соответствует длинноволновой энергии магнитоплазменного возбуждения (магнитоэкситона [29, 30]), то непараболичность закона дисперсии в подзонах размерного квантования, типичная для КЯ HgTe/CdHgTe, приводит к взаимодействию магнитоплазменных мод с близкими энергиями даже в длинноволновом пределе [31–34]. Особенно выражено эффекты взаимодействия магнитоплазменных мод, связанные с многочастичным взаимодействием между носителями заряда, должны проявляться для переходов с близкими значениями энергий [20, 28]. В нашем случае это пары переходов между уровнями Ландау, отвечающих за расщепление каждой из линий β_1 и β_2 (см. рис. 2).

Необходимым условием наблюдения многочастичных эффектов во "взаимодействии" двух переходов является малость разницы их энергий по сравнению с характерным масштабом кулоновского взаимодействия в заданном магнитном поле $E_c \sim e^2/(\varepsilon a_B)$, где e – заряд электрона, a_B – магнитная длина ($a_B^2 = \hbar/eB$, B – напряженность магнитного поля) и $\varepsilon \sim 21$ – статическая диэлектрическая проницаемость HgTe. Очевидно, что это условие заведомо выполняется для переходов, соответствующих расщеплению каждой из линий β_1 и β_2. Действительно, в диапазоне магнитных полей 4–30 Тл, в котором наблюдаются эти линии магнитопоглощения (см. Дополнительный материал), E_c составляет 4–11 мэВ. Отметим, что сама величина "взаимодействия" двух конкретных переходов значительно меньше E_c, поскольку также зависит от заселенностей начальных и конечных уровней, а также "перекрестных" матричных элементов кулоновского взаимодействия, рассчитанных на четырех волновых функциях уровней Ландау, определяющих рассматриваемую пару переходов [31–34]. Последний фактор является не только причиной различного вклада от многочастичного взаимодействия в расщепление двух разных линий β_1 и β_2, но также и объясняет то, что различие в расщеплениях оказывается более выраженным в образце А с меньшими размерами КЯ.

4. Заключение. В настоящей работе были проанализированы концентрационные зависимости величин расщеплений ΔE основных линий магнитопоглощения линий β_1 и β_2. Предложена модель структурной асимметрии в двух образцах, учитывающая асимметричное распределение акцепторов и неодинаковость ям в ДКЯ HgTe/CdHgTe, которая объясняет наблюдаемые зависимости. Анализ экспериментальных расщеплений линий, проведенный в рамках этой модели, свидетельствует, что как минимум 75 % дырок в ДКЯ связано с акцепторами покрывающего слоя CdTe. Различие экспериментальных величин расщепления "нулевых" уровней Ландау, извлеченных из анализа расщепления двух линий β_1 и β_2, указывает на влияние многочастичных эффектов на энергии переходов между уровнями Ландау.

Работа поддержана НЦМУ "Центр фотоники", при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение # 075-15-2022-316.

---

1. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
2. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.L. Qi, and S.C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).

3. 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).
4. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wrobel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretskii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, and W. Knap, Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
5. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, Nature (London) **438**, 197 (2005).
6. M. Orlita and M. Potemski, Semicond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2010).
7. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, Phys. Rev. B **94**, 245402 (2016).
8. S. Wiedmann, A. Jost, C. Thienel, C. Brüne, P. Leubner, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. C. Maan, and U. Zeitler, Phys. Rev. B **91**, 205311 (2015).
9. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **94**, 155421 (2016).
10. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **96**, 035405 (2017).
11. A. M. Kadykov, S. S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, W. Knap, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, S. V. Morozov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and F. Teppe, Phys. Rev. Lett. **120**, 086401 (2018).
12. S. S. Krishtopenko, M. Antezza, and F. Teppe, Phys. Rev. B **101**, 205424 (2020).
13. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, Sci. Rep. **6**, 30755 (2016).
14. S. S. Krishtopenko, Sci. Rep. **11**, 21060 (2021).
15. D. B. Topalović, V. V. Arsoski, M. Ž. Tadić, and F. M. Peeters, J. Appl. Phys. **128**, 064301 (2020).
16. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **101**, 241302(R) (2020).
17. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Ya. Aleshkin, K. V. Maremyanin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, S. S. Krishtopenko, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, and V. I. Gavrilenko, Opto-Electronics Review **27**, 213 (2019).
18. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, S. A. Dvoretsky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, and B. Jouault, Phys. Rev. B **102**, 165305 (2020).
19. 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).
20. S. S. Krishtopenko, A. M. Kadykov, S. Gebert, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, C. Avogadri, B. Jouault, W. Knap, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and F. Teppe, Phys. Rev. B **102**, 041404(R) (2020).
21. S. Dvoretsky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, J. Electron. Mater. **39**, 918 (2010).
22. К. Е. Спирин, Д. М. Гапонова, К. В. Маремьянин, В. В. Румянцев, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, ФТП **52**, 1482 (2018).
23. L. S. Bovkun, A. V. Ikonnikov, V. Yaю Aleshkin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, F. Teppe, B. A. Piot, M. Potemski, and M. Orlita, J. Phys. Condens. Matter **31**, 145501 (2019).
24. I. Yahniuk, S. S. Krishtopenko, G. Grabecki et al. (Collaboration), npj Quantum Mater. **4**, 13 (2019).
25. S. S. Krishtopenko and F. Teppe, Phys. Rev. B **97**, 165408 (2018).
26. В. А. Швец, Н. Н. Михайлов, Д. Г. Икусов, И. Н. Ужаков, С. А. Дворецкий, Оптика и спектроскопия **127**, 318 (2019).
27. V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, L. S. Bovkun et al. (Collaboration), Nanomaterials **11**, 1855 (2021).
28. Л. С. Бовкун, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, В. Я. Алешкин, М. С. Жолудев, С. Руффенах, К. Консежо, Ф. Тепп, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. Потемски, М. Орлита, В. И. Гавриленко, Письма в ЖЭТФ **112**, 541 (2020).
29. Ю. А. Бычков, С. В. Иорданский, Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
30. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
31. A. H. MacDonald and C. Kallin, Phys. Rev. B **40**, 5795 (1989).
32. S. S. Krishtopenko, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 365602 (2013).
33. S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu. G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, and V. I. Gavrilenko, J. Appl. Phys. **117**, 112813 (2015).
34. Y. A. Bychkov and G. Martinez, Phys. Rev. B **66**, 193312 (2002).