Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 6, с. 378 – 386

Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с промежуточной степенью инверсии зон

М. В. Якунин[+1)], *В. Я. Алешкин*[*], *С. М. Подгорных*[+], *В. Н. Неверов*[+], *М. Р. Попов*[+], *Н. Н. Михайлов*[×], *С. А. Дворецкий*[×]

[+]*Институт физики металлов Уральского отделения РАН, 620219 Екатеринбург, Россия*

[*]*Институт физики микроструктур РАН, 607680 Н. Новгород, Россия*

[×]*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 1 августа 2022 г.
После переработки 12 августа 2022 г.
Принята к публикации 12 августа 2022 г.

В двойной квантовой яме, состоящей из двух слоев HgTe толщиной 8.5 нм, разделенных барьером 3 нм, обнаружена ступенеобразная структура холловского магнитосопротивления $\rho_{yx}(B)$ с почти вертикальным ростом вокруг нуля и дальнейшим ходом, близким к h/e^2. Особенностью зонного спектра данных двойной квантовой ямы является наличие острого максимума в центре зоны Бриллюэна, расположенного близко по энергии к боковому максимуму. Наблюдаемый резкий рост $\rho_{yx}(B)$ вблизи нуля согласуется с исчезающе малой концентрацией легких дырок в этом максимуме, однако выход на почти горизонтальный дальнейший ход не соответствует классическому описанию $\rho_{yx}(B)$ для большой концентрации малоподвижных дырок в боковом максимуме и предполагает квантовые эффекты. Обнаружена высокая чувствительность наблюдаемой структуры $\rho_{yx}(B)$ к воздействиям (перпендикулярное слоям электрическое поле, параллельное магнитное поле), что согласуется с изменением тонкого баланса положений центрального и бокового максимумов. Показано, что это свойство обусловлено наличием в двойной квантовой яме своеобразного дипольного момента, отличающего ее от одиночной ямы с похожими особенностями зонного спектра, поэтому реакция одиночной ямы должна быть несопоставимо слабее.

DOI: 10.31857/S1234567822180070, EDN: kgczue

1. Введение. Двойная квантовая яма (ДКЯ) в гетеросистеме HgTe/CdHgTe – это простейший вариант многослойной структуры, используемой для изготовления ИК-фотодетекторов. Поэтому ДКЯ удобны для исследования определенных свойств многослойных систем, например – межслойных взаимодействий. Для фундаментальной физики ДКЯ в этой системе интересны тем, что в них можно создавать различные неординарные варианты энергетического спектра из-за резкой зависимости взаимного положения уровней размерного квантования разного типа от ширины ямы в сочетании с эффектами туннелирования сквозь барьер. Так, при критической толщине слоев HgTe $d_w = d_c = 6.3 \div 6.5$ нм (когда в одиночной яме такой ширины реализуется дираковский конусообразный спектр) в ДКЯ формируется энергетический спектр, похожий на спектр двуслойного графена, но со своими особенностями [1]. Необычность зонной структуры здесь привела к обнаружению необычной возвратной структуры квантового эффекта Холла (КЭХ) [1, 2]. Было показано, что природа найденных особенностей обусловлена сочетанием следующих факторов: (i) наличие бокового максимума в валентной зоне с присущей ему высокой плотностью состояний дырок, который стабилизирует положение уровня Ферми; (ii) наложение этого максимума на спектр подзоны легких дырок и (iii) существование в КЯ HgTe аномальных уровней Ландау. Последний фактор приводит к существованию особых, топологических, состояний на периметре двумерного слоя [3, 4], интерес к которым весьма велик в последние годы в свете перспектив их использования в спинтронике. Особую привлекательность ДКЯ в этом аспекте создает предполагаемая возможность реализации состояния с “двойной инверсией” топологических фаз [5], что можно связать с состоянием топологического изолятора высокого порядка.

В настоящей работе описаны результаты магнитотранспортных исследований ДКЯ в той же системе, но со слоями HgTe несколько большей толщины: $d_w = 8.5$ нм. В одиночной КЯ при такой ши-

[1)]e-mail: yakunin@imp.uran.ru

рине имеет место пересечение наинизшего уровня в серии электроноподобных состояний, образованных преимущественно сферическими волновыми функциями s-симметрии, $E1$, со вторым уровнем в серии с преимущественным вкладом функций p-типа тяжелых дырок, $HH2$ (на вставке рис. 1 этому соответ-

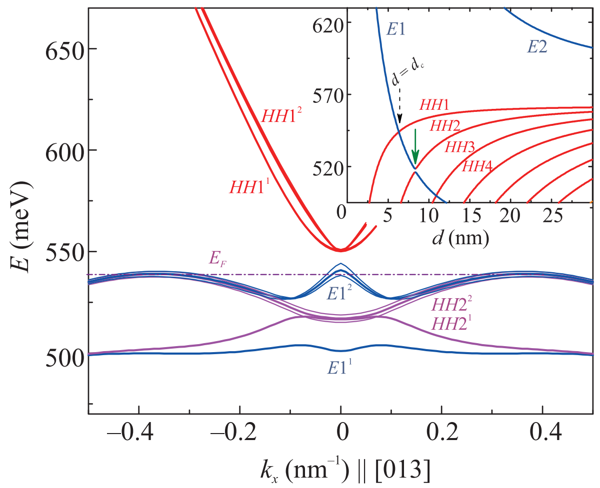

Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетический спектр исследуемой ДКЯ (утроенные кривые – для вариации толщины слоев в пределах погрешностей). На вставке: уровни в одиночной яме, их движение с ростом ширины ямы. В исследуемой ДКЯ ширина слоев HgTe соответствует правой зеленой стрелке. Состояния $E1$ при $k = 0$ в ДКЯ туннельно связаны сильно, расщепляясь на два уровня $E1^1$ и $E1^2$. Состояния $HH2$ практически не связаны, но с ростом k все четыре компоненты волновой функции перемешиваются и ветви $HH2^1$ и $HH2^2$ также расходятся

ствует правая стрелка, а левая – для d_c). Для данной величины d_w спектр и одиночной ямы и ДКЯ имеет инвертированный характер, где зоной проводимости является подзона $HH1$, а валентной – гибридизованные подзоны $E1$ и $HH2$ (рис. 1; расчеты уровней и спектра выполнены 8-зонным $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ методом [6]).

2. Эксперимент и интерпретация. Квазидвумерные структуры HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te выращены молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) поверх нескольких буферных слоев ZnTe и CdTe [2]. Исследовались ДКЯ, вырезанные из одной пластины, в ней слои HgTe толщиной $d_w = 8.5 \pm 0.2$ нм разделены барьером Cd_xHg_{1-x}Te в 3 ± 0.1 нм, центральный и боковые барьеры имеют долю Cd $x = 0.67$. Толщины слоев определялись по ходу роста методом одноволновой эллипсометрии, они однородны в пределах указанных погрешностей. Структуры специально не легировались. Из исходной пленочной структуры вытравливались холловские мостики общим размером $3 \times 1\,\text{мм}^2$, на один из мостиков нанесен алюминиевый затвор поверх диэлектрического слоя парилена. Представлены результаты измерений продольного и холловского магнитосопротивления (МС), $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yx}(B)$, при температуре 1.8 К на двух образцах без затвора (образцы **b** и **c**) и одном с затвором (**d**).

В исследуемых ДКЯ при дырочном типе проводимости уровень Ферми E_F жестко привязан к вершинам боковых максимумов (БМ) валентной зоны из-за высокой плотности состояний в них (рис. 1). Уровни Ландау (УЛ) здесь формируют густую сетку со значительным перекрытием уровней [2], поэтому эффекты, связанные с квантованием в перпендикулярном магнитном поле, при проводимости по этим состояниям выражены слабо. На рисунке 2 приведены результаты для образца **b**; здесь кривые

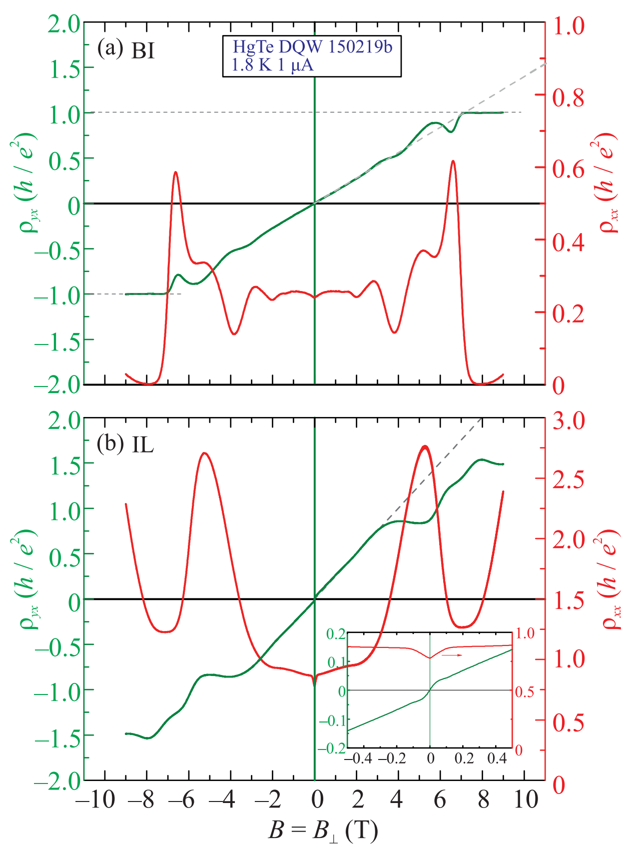

Рис. 2. (Цветной онлайн) МС в образце **b** до (a) и после (b) ИК-подсветки. Вставка на рис. (b) – увеличенная часть вблизи нуля. Она указывает на магнитотранспорт с участием двух типов дырок. Наклонные штриховые прямые соответствуют $p_s = (1.7\,\text{и}\,0.96) \times 10^{15}\,\text{м}^{-2}$

МС наиболее близки к традиционной структуре слабо выраженного квантового эффекта Холла (КЭХ). Представлены результаты для образца, охлажденного в темноте (a), и после ИК-подсветки (b). Кривые $\rho_{yx}(B)$ имеют искажения, характерные для КЭХ в валентной зоне с БМ [7]. Наличие хорошо выраженного линейного хода $\rho_{yx}(B)$ в полях умеренной величины позволяет оценить полную концентрацию дырок: $p_s = (1.7\,\text{и}\,0.96) \times 10^{15}\,\text{м}^{-2}$ до и после подсветки, соответственно. ИК-подсветка уменьшает концентрацию дырок.

В состоянии после подсветки в $\rho_{xx}(B)$ вблизи нуля имеется острый минимум, похожий на эффект слабой антилокализации. Но наличие изгиба на $\rho_{yx}(B)$ вокруг нуля в том же диапазоне полей указывает скорее на классический магнитотранспорт с участием двух типов дырок, поскольку для интерференционных поправок к проводимости зависимость $\rho_{yx}(B)$ должна оставаться линейной. В рассчитанном спектре (рис. 1) понятна природа этих дырок: это большая концентрация дырок в БМ (p_2) с низкой подвижностью (μ_2) и малая концентрация высокоподвижных дырок (p_1, μ_1) в центральном максимуме (ЦМ) $E1^2$, который при номинальных параметрах ДКЯ оказывается чуть выше БМ, но с учетом погрешностей толщин слоев балансирует на грани заполнения.

Данный вариант мы пытались описать количественно в рамках классических уравнений (рис. 3):

$$\rho_{yx} = \frac{B}{|e|}\frac{(p_1+p_2)\mu_1^2\mu_2^2B^2 + (p_1\mu_1^2+p_2\mu_2^2)}{(p_1+p_2)^2\mu_1^2\mu_2^2B^2 + (p_1\mu_1+p_2\mu_2)^2},$$

$$\rho_{xx} = \frac{1}{|e|}\frac{(p_1\mu_2+p_2\mu_1)\mu_1\mu_2B^2 + (p_1\mu_1+p_2\mu_2)}{(p_1+p_2)^2\mu_1^2\mu_2^2B^2 + (p_1\mu_1+p_2\mu_2)^2}.$$

В результате удается добиться хорошего воспроизведения $\rho_{xx}(B)$, хотя при этом наблюдаются некоторые отклонения от эксперимента для $\rho_{yx}(B)$. Отклонения могут быть связаны со сложной структурой валентной зоны (что можно было бы описать введением третьего типа носителей [7]), некоторого участия электронов из близко расположенной подзоны проводимости, влиянием компоненты проводимости по топологическим состояниям на периметре образца и т.д.

Отметим на первый взгляд противоречивый результат: структура в МС вокруг нулевого поля после подсветки выражена сильнее (так, глубина минимума примерно в 5 раз больше после подсветки, чем до: см. рис. 3), тогда как сама эта структура обусловлена наличием легких дырок, но подсветка приводит к уменьшению концентрации дырок. На самом деле, как это следует из приведенных на рис. 3 полученных значений, эффект обусловлен игрой параметров. Действительно, концентрация легких дырок после подсветки падает на порядок, тяжелых – в 1.75 раз, но при этом подвижность легких дырок увеличивается в 5 раз (что можно объяснить непараболичностью), а подвижность тяжелых, наоборот, падает (из-за ослабления экранирования при уменьшении общей концентрации).

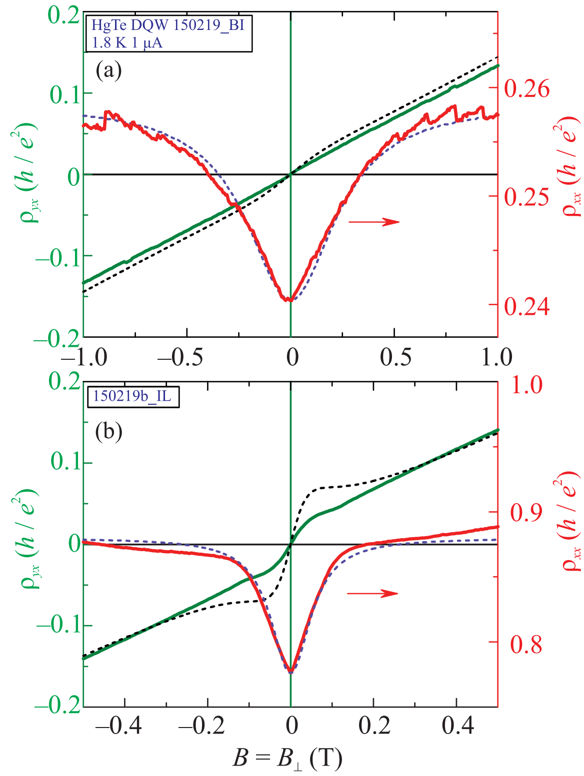

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты подгонки МС образца **b** до (a) и после подсветки (b) под классический магнетотранспорт с двумя типами дырок (штриховые кривые). Найденные параметры: (a) – p_1 и $p_2 = (0.022\,\text{и}\,1.7) \times 10^{15}\,\text{м}^{-2}$, μ_1 и $\mu_2 = (4.2\,\text{и}\,0.54)\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; (b) – p_1 и $p_2 = (0.002\,\text{и}\,0.97) \times 10^{15}\,\text{м}^{-2}$, μ_1 и $\mu_2 = (19\,\text{и}\,0.28)\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$

Неожиданным в настоящих экспериментах оказалось то, что при аналитических указаниях на хорошую однородность слоев в исследуемой пластине (и это подтверждалось в наших предыдущих экспериментах при работе на пластинах из того же источника), в этом случае картины МС с разных образцов из одной платины существенно различаются. На рисунке 4 представлены результаты на вырезанном из той же платины образце **c**, полученные в идентичных экспериментальных условиях. График $\rho_{yx}(B)$ здесь абсолютно нетрадиционный, наблюдается ярко выраженная ступенчатая структура с почти вертикальным ростом вокруг нуля. Амплитуда этой ступеньки еще вдвое увеличивается после ИК-подсветки (т.е. после уменьшения полной концентрации дырок), так

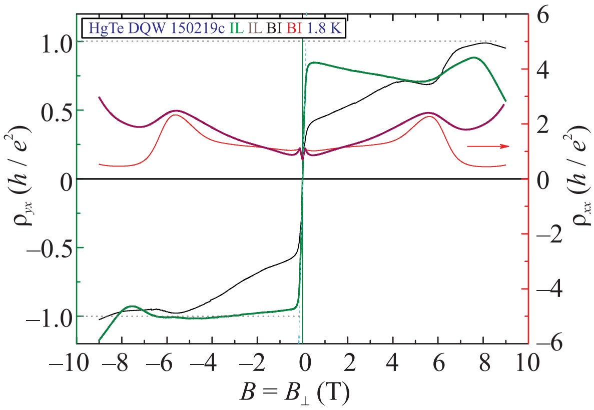

Рис. 4. (Цветной онлайн) МС в образце **c** до (BI) и после (IL) подсветки

что быстрый рост вблизи нуля выводит $\rho_{yx}(B)$ на искаженное плато, положение которого стремится к фундаментальной величине h/e^2 (особенно хорошо это видно при отрицательной полярности поля).

Результат подгонки под МС для этого образца после подсветки для классической модели двух типов дырок представлен на рис. 5. Полная концентрация бралась такая же, как для образца **b** после подсветки.

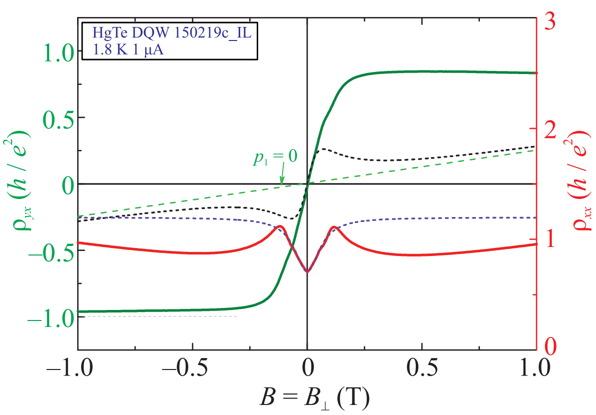

Рис. 5. (Цветной онлайн) МС в слабых полях в образце **c** после подсветки (толстые кривые) и попытка его анализа для классического двухкомпонентного дырочного газа (штриховые кривые). Найденные параметры: (a) – p_1 и p_2 = $(0.0055\,\text{и}\,0.96)\times 10^{15}$ м$^{-2}$, μ_1 и $\mu_2 = (26\,\text{и}\,0.24)$ м^2/В · с

Эволюцию МС и представленные на рис. 5 отклонения от расчетов можно объяснить следующим образом. В самых слабых магнитных полях классическое описание работает. Но с ростом поля в энергетическом спектре проявляются щели между УЛ, и когда E_F попадает в такую щель, то $\rho_{xx}(B)$ устремляется к нулю, а $\rho_{yx}(B)$ – к выходу на плато КЭХ. Необычность картины МС здесь в том, что $\rho_{yx}(B)$ сразу стремится к выходу на плато $i = 1$ с самых малых полей. Естественно, в классическом анализе такое поведение не смоделировать. Для сравнения на рис. 5 приведена расчетная прямая $\rho_{yx}(B)$ при отсутствии легких дырок ($p_1 = 0$, зеленая штриховая). Видно, что присутствие легких дырок, несмотря на их мизерную концентрацию, радикально меняет картину МС.

В образце **d** (с затвором) картина МС, так же как в образце **c**, имеет ступенчатый характер $\rho_{yx}(B)$ (рис. 6). В отсутствие напряжения затвора, $V_g = 0$,

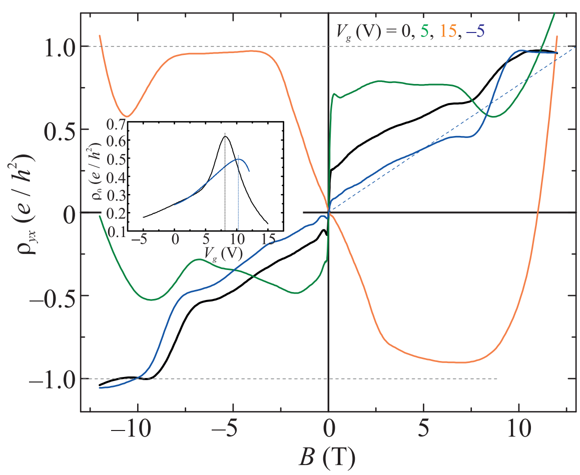

Рис. 6. (Цветной онлайн) МС в образце **d** с приложением напряжения затвора V_g (величина отмечена цветом). На вставке: сопротивление в нулевом поле как функция V_g одного образца ДКЯ в разных циклах охлаждения

кривая $\rho_{yx}(B)$ почти точно воспроизводит таковую в неосвещенном образце **c**. При положительном V_g, т.е. с уменьшением полной концентрации дырок, ступенька растет и переходит в структуру в виде искаженного плато, однако при дальнейшем росте V_g плато, не достигнув фундаментальной величины h/e^2, начинает двигаться вниз из-за того, что уровень Ферми достигает участка картины УЛ, где начинают заполняться электронные уровни [7]. При предельных положительных V_g характер проводимости сменяется на электронный. При отрицательных V_g ступенька вокруг нуля уменьшается, и общий ход кривой $\rho_{yx}(B)$ все больше похож на тот,что в образце **b**.

Отсюда видно, что наблюдаемая специфическая структура МС чувствительна к перпендикулярному электрическому полю F. Роль поля F двояка. Во-первых оно меняет концентрацию носителей (как в полевом транзисторе), вплоть до замены дырок электронами. Но в квазидвумерных структурах, имеющих некую протяженность вдоль оси роста z, каковыми являются ДКЯ, важен и другой фактор воздействия поля F – создание градиента потенциала вдоль z, т.е. перекос потенциального профиля ДКЯ, нарушение ее симметрии.

На рисунке 7a приведен рассчитанный спектр ДКЯ в перпендикулярном слоям электрическом поле пробной величины $F = 1 \times 10^4$ В/см (вполне реальной для нашей структуры). Важное следствие наклона профиля ДКЯ в поле F состоит в том, что центральная часть спектра опускается ниже БМ (сравните с рис. 1), в результате ЦМ опустошается, опускаясь ниже уровня Ферми, дырки из него переходят в БМ. При этом, наоборот, приближается зона проводимости, и могут появиться электроны, даже если бы полная концентрация носителей в образце не менялась. Таким образом легкие дырки выводятся из игры, а вместо них приходят другие легкие носители – электроны. Также из расчетов видно, что в результате перекоса ДКЯ появляется спиновое расщепление (в нулевом магнитном поле) – эффект Рашбы.

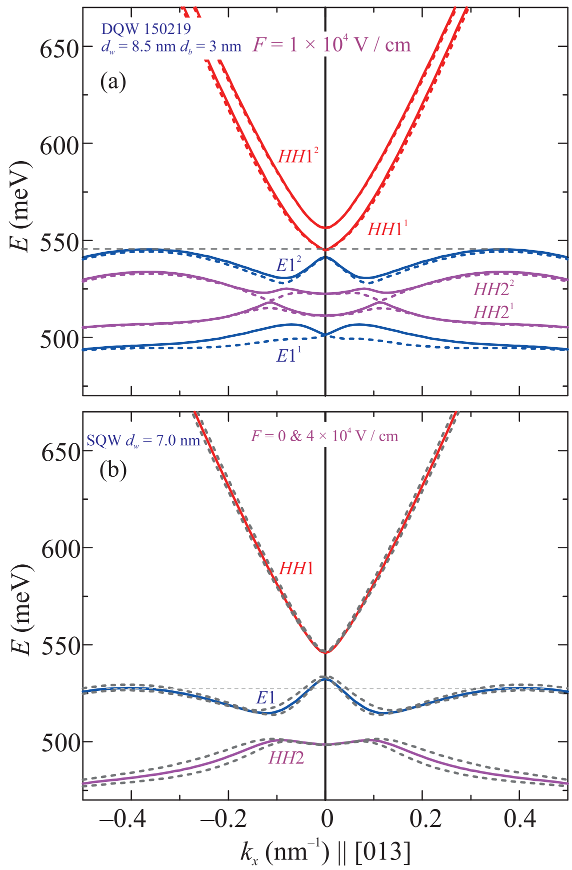

Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Спектр ДКЯ в перпендикулярном электрическом поле $F = 1 \times 10^4$ В/см. Сплошные и штриховые линии для разных ориентаций спина. (b) – В спектре одиночной квантовой ямы шириной 7 нм также имеется тонкий баланс между ЦМ и БМ. Но поле F на него практически не влияет. Здесь сплошные линии без поля, а штриховые – спектр в поле $F = 4 \times 10^4$ В/см. Изменения проявляются только в виде слабо выраженного эффекта Рашбы – в небольшом расщеплении по спину вследствие перекоса ямы

Поле F присутствует в образцах и без приложения V_g. На это указывает то, что напряжение зарядовой нейтральности существенно отличается от $V_g = 0$: см. на вставке рис. 6 сильно сдвинутое от нуля положение максимума сопротивления. Более того, это встроенное поле даже может меняться в разных циклах охлаждения одного образца (две кривых на вставке рис. 6). Природа этого поля может быть связана с локальными зарядами на поверхности или гетерограницах, а также с неравномерным распределением заряженных дефектов по глубине структуры [8].

Таким образом, наблюдаемую специфическую структуру картины МС можно связать с наличием ЦМ, расположенного на уровне БМ, притом что баланс между этими максимумами легко (и спонтанно) меняется, приводя к существенному различию структуры кривых МС в разных образцах из одной пластины, и даже к некоторому невоспроизведению их на одном образце в разных циклах охлаждения.

Примечательно, что такой же баланс между ЦМ и БМ можно получить и в одиночной квантовой яме при ее ширине в 7 нм. Но в этом случае влияние поля F на спектр несравнимо слабее, чем в ДКЯ: рис. 7b. Причина в том, что ДКЯ – это своего рода диполь, и абсолютные величины смещения по энергии, накапливающиеся на длине плеча диполя, не сопоставимо больше, чем в пределах одной квантовой ямы.

Энергетический спектр традиционных ДКЯ высокочувствителен к (параллельному) магнитному полю, сориентированному в плоскости слоев, $B_\parallel \equiv B_y$: см. работу [9] и ссылки в ней. Связано это с тем, что спектры отдельных слоев ДКЯ в параллельном поле сдвигаются в k-пространстве относительно друг друга на величину $\Delta k_x = eB_y d/\hbar$ (d – эффективное расстояние между центрами слоев ДКЯ). При этом коллективный спектр ДКЯ содержит модификации, обусловленные наличием туннельной щели [10], и МС в параллельном поле может содержать связанные с этим особенности.

Интересно посмотреть, как проявится инвертированный характер спектра слоев HgTe в эволюции спектра ДКЯ с параллельным полем и как это скажется на найденных здесь особенностях МС.

Экспериментально эволюция МС с добавкой компоненты $B_\parallel$ была получена в серии вращений образца относительно магнитного поля фиксированной величины, $\rho_{yx,xx}(\theta)[B]$ (рис. 8), где θ – угол поля относительно нормали к слоям образца. В малой окрестности ориентаций поля вдоль слоев, $B_\perp \ll B$, параллельную компоненту можно считать постоянной: $B_\parallel \approx B$. Главный результат этого эксперимента в том, что резкий положительный рост $\rho_{yx}(B)$ вокруг нуля в чисто перпендикулярном поле с добавлением компоненты $B_\parallel$ переворачивается, становится отрицательным. Вероятнее всего это означает, что существовавшая изначально малая концентрация высокоподвижных легких дырок с ростом $B_\parallel$ снижается и заменяется на малую концентрацию высокоподвижных электронов. По этому признаку воздействие параллельного магнитного поля оказалось в некоторой степени аналогично воздействию перпендикулярного электрического.

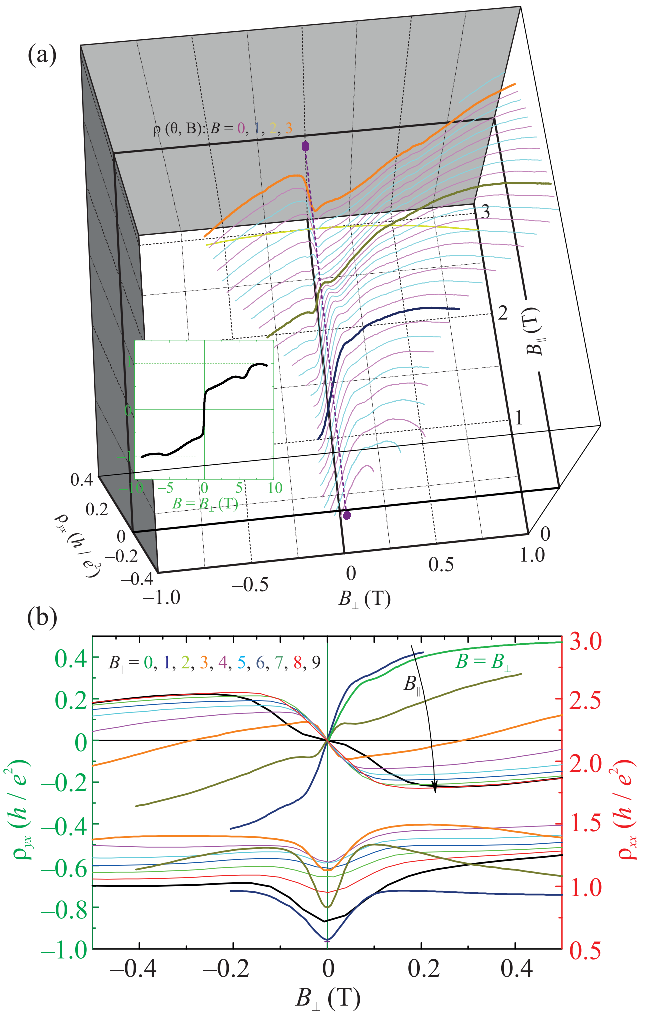

Рис. 8. (Цветной онлайн) Изменение наклона холловского МС $\rho_{yx}(B_\perp)$ вокруг нуля при добавлении компоненты поля $B_\parallel$, параллельной слоям: (a) – в виде объемного графика со вставкой для чисто перпендикулярного поля в широком диапазоне; (b) – проекции этих кривых, а также $\rho_{xx}(B_\perp)$, на плоский график в широком диапазоне $B_\parallel$

Расчет спектра ДКЯ в параллельном поле был проведен по аналогии с работой [11], где потенциал одиночной ямы HgTe заменен на потенциал ДКЯ: см. рис. 9a. Как видно из результатов расчета, влияние параллельного поля B_y сводится как к характерному для традиционных ДКЯ сдвигу парабол по k_x – в зоне проводимости, – так и к более сложным трансформациям. Для описанного здесь эксперимента важно то, что центральная структура в валентной подзоне в параллельном поле опускается ниже БМ (сравните с рис. 1), следовательно, изначально присутствовавшие в ЦМ легкие дырки исчезают. При

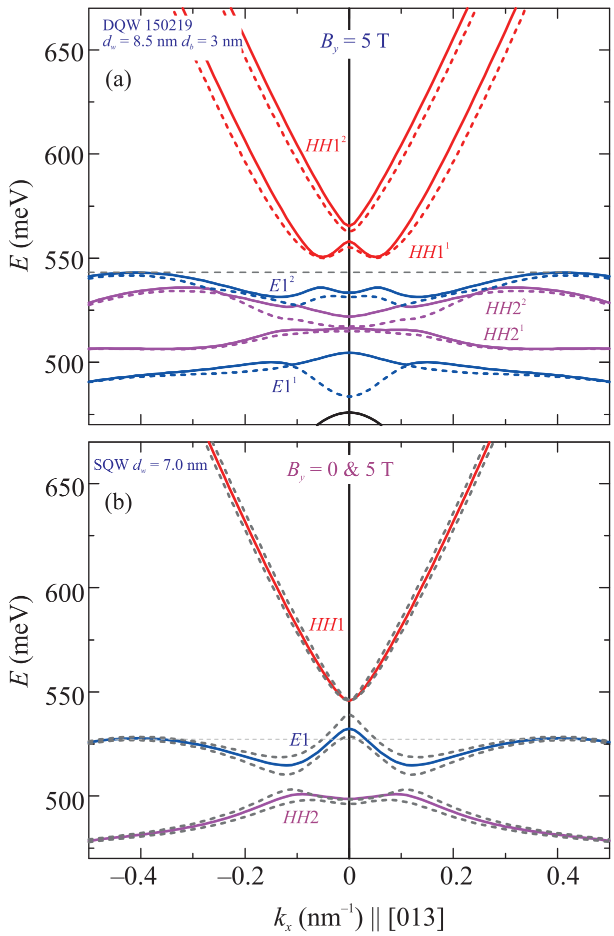

Рис. 9. (Цветной онлайн) (a) – Спектр ДКЯ в параллельном поле 5 Тл. Сплошные и пунктирные – подзоны с разной ориентацией спина. (b) – Воздействие параллельного поля в 5 Тл на спектр одиночной ямы шириной 7 нм. Сплошные – без поля, штриховые – в параллельном поле

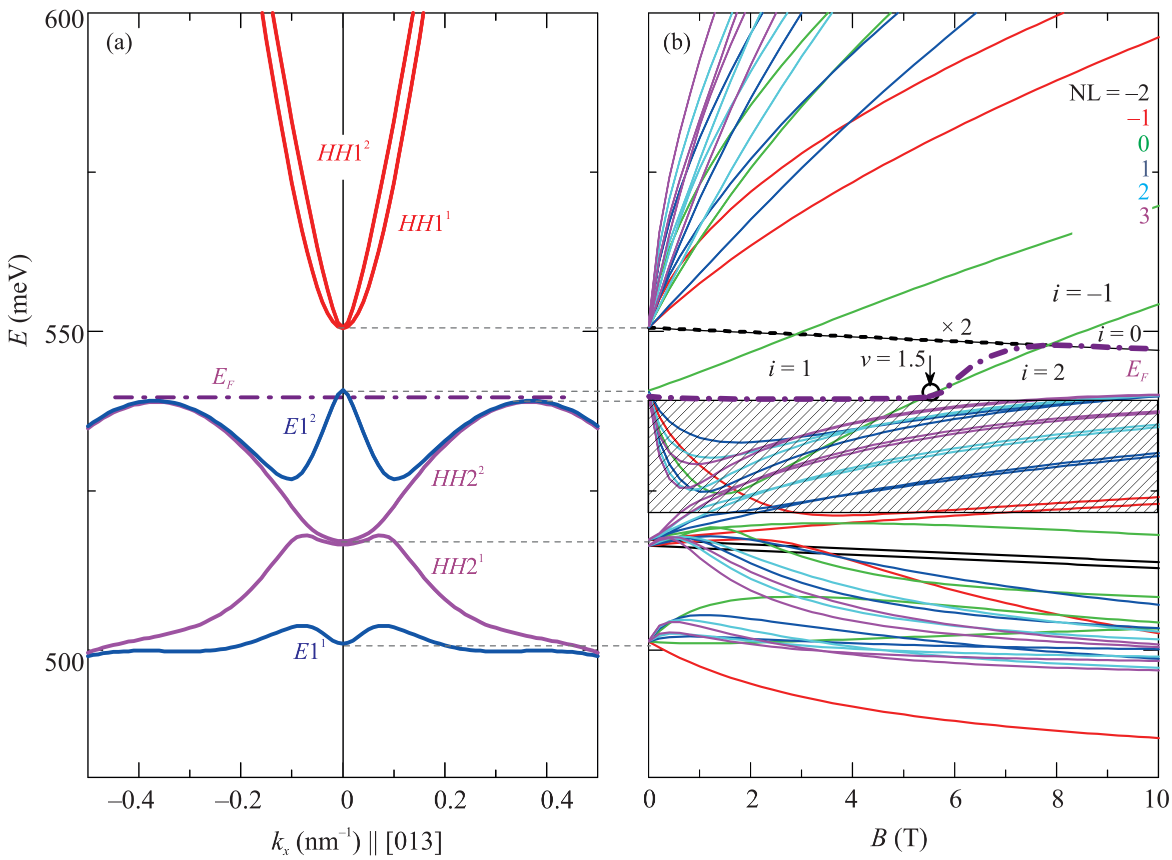

Рис. 10. (Цветной онлайн) Спектр ДКЯ симметричного профиля (a) и результат его квантования в УЛ (b). E_F привязан к вершинам БМ, отсекая острый центральный максимум. Расставленные номера i в щелях спектра УЛ должны соответствовать номерам плато КЭХ, когда E_F проходит через данную щель. Фактор заполнения $\nu = 1.5$ должен соответствовать переходу плато-плато 1–2 и положению соответствующего пика в $\rho_{xx}(B)$. Заштрихованный сектор соответствует всей сетке УЛ, связанных с БМ (если бы расчет шел для бесконечного числа уровней) [2]. Толстая штрихпунктирная кривая – движение уровня Ферми. Толстая штриховая линия, наложенная на сплошную для $NL = -2$ и знак "×2" – чтобы выделить, что здесь наложено два уровня

этом к БМ (а следовательно, и к уровню Ферми) приближается дно подзоны проводимости и появляются электроны.

Как и при анализе влияния перпендикулярного электрического поля, сравним с воздействием параллельного магнитного поля на одиночную яму шириной 7 нм, у которой изначально слегка заселен легкими дырками ЦМ валентной подзоны: рис. 9b. И в этом случае влияние на спектр одиночной ямы значительно слабее, чем для ДКЯ. Изменения в параллельном магнитном поле сводятся только к спиновым расщеплениям зон, без смещения по энергии их центра тяжести. Поэтому уменьшения концентрации легких дырок в этом варианте не ожидается. Причина более сильного влияния параллельного магнитного поля на ДКЯ, чем на одиночную яму, такая же, как и при анализе перпендикулярного электрического поля – протяженность структуры ДКЯ вдоль оси z. В ДКЯ воздействие параллельного магнитного поля, в простейшем случае сводящаяся к смещению парабол по k_x, пропорционально расстоянию между ямами. Этого фактора нет в одиночной яме.

3. Обсуждение. Выход $\rho_{yx}(B)$ на плато $i = 1$ в столь слабом магнитном поле ~ 0.2 Тл (рис. 4) выглядит необычно, как некий переключатель фазы. Хотя в некоторой степени похожая ситуация наблюдалась и в ДКЯ со слоями HgTe критической толщины 6.5 нм, только наклон зависимости $\rho_{yx}(B)$ в слабых полях там был много меньше [1, 2]. Мы полагаем, что общую специфику здесь создает та особенность энергетического спектра, что центральный максимум валентной зоны располагается на фоне чуть ниже расположенного БМ с высокой плотностью состояний. При толщине слоя в 6.5 нм привязанный к БМ E_F отсекает от центрального максимума фрагмент высотой 15–20 мэВ, и это соответствует концентрации легких дырок около 0.4×10^{15} м$^{-2}$. Данной концентрации было достаточно, чтобы в массиве УЛ легких дырок разрешить серию из нескольких плато, которые и формировали в слабых полях фрагмент традиционной картины КЭХ. В больших магнитных полях электронная система переходила в другой режим, где E_F движется в определенной фиксированной щели в широком интервале полей. В ДКЯ со слоями HgTe в 6.5 нм это была щель $i = 2$, соответственно, наблюдалось аномально широкое плато $i = 2$. В рассматриваемой здесь ДКЯ отсекаемый фрагмент ЦМ значительно меньше и концентрации легких дырок в нем меньше более чем на порядок. В таком варианте E_F проходит весь массив УЛ легких дырок в очень слабых полях, где реализуется только классический эффект Холла.

Особенностью картины УЛ здесь является то, что E_F, выходя из веера легких дырок в очень слабых полях, сразу попадает в щель $i = 1$: рис. 10. Здесь для определения номера щели берется алгебраическая сумма дырочных УЛ выше щели минус электронные УЛ ниже щели. Для реализации состояния КЭХ E_F должен проходить по щели $i = 1$ выше края густой сетки УЛ из БМ, где он движется по локализованным состояниям в хвостах уровней сетки, как это схематически представлено на рис. 11a. Если же в несимметричной ДКЯ или по другим причинам ЦМ находится ниже БМ, то $E_F(B)$ уже с нулевого поля идет по состояниям густой сетки УЛ БМ (рис. 11b), т.е. по густому набору делокализованных состояний, когда проявления КЭХ невозможны, и только в сильных магнитных полях E_F поднимается в щель $i = 1$ [2], в результате в эксперименте появляется соответствующее плато (рис. 2). В рассматриваемой версии именно это различие приводит к полученным качественно разным картинам КЭХ. Хотя, конечно же, все это требует более глубокого теоретического анализа и не исключено, что специфика геликоидальных токов на периметре образцов, связанных с высокоподвижными дырками из ЦМ валентной подзоны, вносит свой дополнительный вклад в формирование картины КЭХ.

Для количественных оценок учтем, что в образцах ДКЯ со слоями HgTe толщиной 6.5 нм переход в квантовые поля, где начинаются осцилляции Шубникова–де Гааза и изгибы на $\rho_{yx}(B)$, имел место с полей 0.17 Тл [1, 2]. В исследуемом здесь образце перегиб зависимости $\rho_{yx}(B)$ находится в сопоставимых полях 0.2–0.3 Тл, значит УЛ здесь уже достаточно разрешены для проявления квантовых эффектов, что дает аргументы в пользу нашей интерпретации эксперимента.

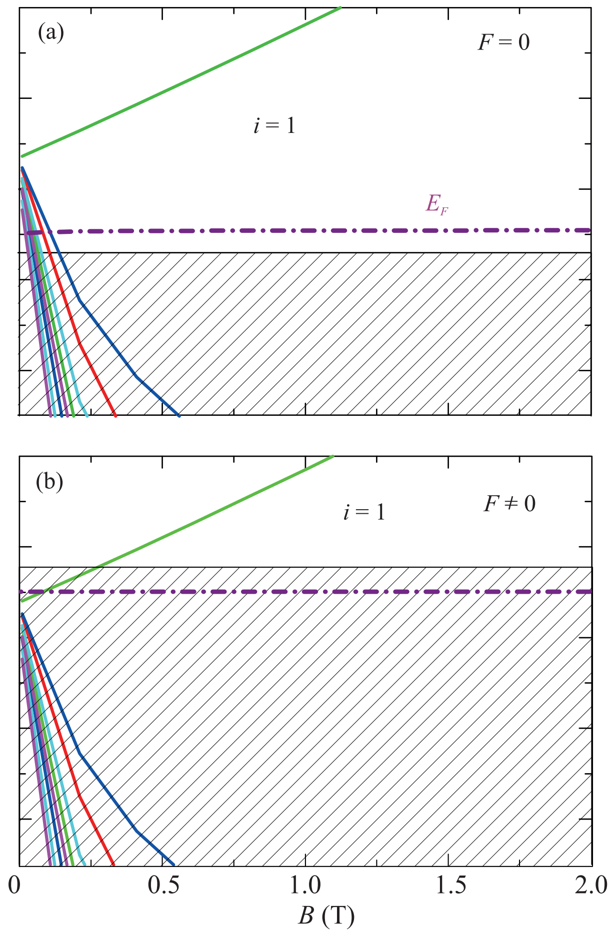

Рис. 11. (Цветной онлайн) Схематически,различные варианты движения траектории $E_F(B)$ относительно верхнего края густой сетки УЛ в БМ в слабых магнитных полях. (a) – В симметричной ДКЯ $E_F(B)$ в самых слабых полях проходит по состояниям легких дырок ЦМ и сразу выходит в щель $i = 1$. (b) – В несимметричной ДКЯ (например, в перпендикулярном поле F) ЦМ опускается ниже БМ и $E_F(B)$ сразу попадает в состояния густой сетки УЛ БМ, где уровни не разрешены, поэтому квантовый магнитотранспорт не проявляется

Резюмируя, в ДКЯ с промежуточной толщиной слоев HgTe в 8.5 нм обнаружена необычная ступенеобразная форма холловского МС с почти вертикальным ростом вокруг нулевого поля и резким выходом на близкий к горизонтальному участок, положение которого стремится к h/e^2. Предлагается объяснение на основе имеющегося в этих ДКЯ тонкого баланса между положениями бокового и центрального максимумов и переходом уровня Ферми уже в слабых магнитных полях из состояний центрального максимума в локализованные состояния в щели между уровнями Ландау для фазы КЭХ $i = 1$. Показано, что в ДКЯ данный баланс высокочувствителен к воздействиям, в частности, из-за встроенного неконтролируемого перпендикулярного слоям электрического поля картина КЭХ получается качественно разной в образцах, вырезанных из одной пластины, при хорошей геометрической однородности слоев. Этим ДКЯ отличаются от одиночного слоя HgTe толщиной 7 нм, где также положения центрального и бокового максимумов близки, но баланс между ними мало чувствителен к воздействиям.

Авторы благодарят Г. М. Минькова за нанесение затвора на исследуемый образец. Часть измерений выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, JETP Lett. **104**, 403 (2016).
2. 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).
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
4. E. Y. Ma, M. R. Calvo, J. Wang et al. (Collaboration), Nat. Commun. **6**, 7252 (2015).
5. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, Sci. Rep. **6**, 30755 (2016).
6. 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).
7. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, E. G. Novik, S. A. Dvoretsky, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **93**, 085308 (2016).
8. T. Ihn, *Semiconductor nanostructures*, Oxford university press, Oxford (2010), ch. 7.
9. M. V. Yakunin, G. A. Alshanskii, Yu. G. Arapov, V. N. Neverov, G. I. Kharus, N. G. Shelushinina, B. N. Zvonkov, E. A. Uskova, A. de Visser, and L. Ponomarenko, Semiconductors **39**, 107 (2005).
10. G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **43**, 12673 (1991).
11. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**, 045310 (2012).