

Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

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

⁺Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620108 Екатеринбург, Россия

*Институт физики микроструктур РАН, 603087 д. Афонино, Нижегородская обл., Россия

[×]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2023 г.

После переработки 13 ноября 2023 г.

Принята к публикации 13 ноября 2023 г.

Для традиционных полупроводников, в спектре зоны проводимости двойной квантовой ямы параллельное слоям магнитное поле приводит к относительному смещению спектров составляющих слоев по волновому вектору перпендикулярно полю. При наличии туннельного взаимодействия между состояниями слоев возникающая при этом туннельная щель располагается в месте пересечения однослойных спектров и с ростом поля движется вверх. Это приводит к ярким особенностям в магнитосопротивлении, обусловленным пересечениями уровня Ферми краями туннельной щели. Мы представляем аналогичные исследования трансформаций спектра двойной квантовой ямы в гетеросистеме HgTe/CdHgTe *p*-типа проводимости, содержащей слой HgTe с бесщелевым инверсным энергетическим спектром. Из наших экспериментов и соответствующих расчетов в 8-зонном *kr*-подходе следует, что здесь эволюция магнитосопротивления с параллельным полем имеет значительно более сложный и разнообразный характер, качественно завися от толщины слоев.

DOI: 10.31857/S1234567823240059, EDN: nlqizc

1. Введение. Современные квантовые полупроводниковые принимающие и излучающие фотоприборы в ряде случаев делают многослойными, либо исходя из принципа их работы, как в квантовом каскадном лазере, либо для повышения их эффективности. Для конструирования и анализа таких устройств необходимо знать их энергетический спектр, и в случае многослойности учитывать межслойные взаимодействия. Наиболее простой вариант для изучения многослойной системы – двойная квантовая яма (ДКЯ), т.е. два двумерных слоя, разделенные тонким барьером. Полезным инструментом исследования межслойных взаимодействий в ДКЯ является магнитное поле, направленное строго параллельно слоям – $B_{\parallel}$. В этом случае, в отличие от исследований в перпендикулярном поле, энергетический спектр не квантуется в уровни Ландау и проявляются иные закономерности.

В одиночном двумерном слое традиционных полупроводников эффекты параллельного поля приводят, как правило, к относительно слабо выраженным экспериментальным проявлениям: в магнитосопротивлении (МС) это эффекты слабой (ан-

ти)локализации [1, 2], диамагнитный сдвиг уровней размерного квантования [3] (этот эффект особенно нагляден при заполнении нескольких уровней размерного квантования), эффекты спиновой поляризации электронной системы, приводящие к изменению функциональной зависимости МС от поля [4]. В двумерном слое HgTe с инвертированным энергетическим спектром наблюдалось сильное падение МС в параллельном поле [5–7] из-за того, что диамагнитный сдвиг зон валентной и проводимости здесь происходит навстречу друг другу, в результате имеющаяся щель закрывается.

В ДКЯ проявления параллельного поля более богатые в связи с тем, что энергетические дисперсии двух слоев смещаются относительно друг друга в *k*-пространстве. Как показано в работе [8], в простейшем варианте ДКЯ в зоне проводимости традиционных полупроводников с параболическим энергетическим спектром $E(k_{\parallel})$ и туннельно-непрозрачным барьером параллельное поле B_y приведет к сдвигу законов дисперсии отдельных слоев $E_{1,2}(k_{\parallel})$ по k_x относительно друг друга на величину

$$\Delta k_x = eB_y d / \hbar, \quad (1)$$

где d – эффективное расстояние между центрами тяжести слоев, примерно, между их серединами.

¹⁾e-mail: yakunin@imp.uran.ru

Если же между слоями существует туннельная связь, приводящая к существованию щели Δ_{SAS} между симметричным и антисимметричным состояниями, то согласно [8], в поле B_y эта щель будет располагаться в месте пересечения этих двух смещенных парабол (см., например, рис. 2 в работе [9]). С ростом поля, по мере того как параболы раздвигаются по k_x , щель будет смещаться вверх по энергии. Если в отсутствие поля концентрации электронов было достаточно для заселения второй подзоны, то с ростом поля через уровень Ферми E_F будут последовательно проходить сначала верхний, а потом нижний края туннельной щели. Притом надо учесть, что с верхним краем щели связан глобальный минимум, а с нижним – седловая точка, которой соответствует существенно больший всплеск плотности состояний. В МС первому полю соответствует минимум, обусловленный падением плотности состояний на уровне Ферми и выключением межподзонного упругого рассеяния, а второй точке – более ярко выраженный максимум. Примеры экспериментального наблюдения этих особенностей см. в работах [9, 10]. По разности положений этих экстремумов можно определить величину туннельной щели.

Нам не известны работы, в которых описанные эффекты параллельного поля исследовались бы в иных системах, кроме как в описанном простейшем варианте зоны проводимости традиционных полупроводников. Поэтому представляется чрезвычайно интересным посмотреть, как проявится специфика поведения в параллельном поле особого, инверсного, зонного спектра HgTe в ДКЯ на основе этого материала (учитывая также актуальность многослойных систем на основе HgTe для фотоприборов в области ИК и терагерцового излучения). Здесь могут принимать участие в магнито-транспорте одновременно электроны и дырки [11], могут одновременно присутствовать два типа дырок с подвижностями, различающимися на два порядка [12], характер зонного спектра радикально меняется с ростом ширины квантовых ям [13], с отклонениями потенциального профиля ДКЯ от симметричного [4, 14–16], также могут присутствовать топологически нетривиальные состояния [17, 18], притом в ДКЯ это могут быть топологические состояния высокого порядка [19]. Особые свойства ДКЯ с имеющими инверсный спектр слоями HgTe и открывающиеся здесь перспективы создания новых фаз и поиска новых состояний, теоретически проанализированы в работе [20].

Из выполненных ранее экспериментальных исследований квантовых эффектов в перпендикуляр-

ном поле в таких ДКЯ выявлен ряд нетрадиционных явлений и свойств: наличие усиленного перекрытия зон и возможность его регулировать с помощью затворного напряжения; переход в состояние с нулевым фактором заполнения [4]; проявление возвратных состояний квантового эффекта Холла (КЭХ) и одновременное проявление серий плато КЭХ как легких дырок, так и тяжелых из боковых максимумов [14, 15] и др.

2. Эксперимент и интерпретация. Эксперименты выполнены на двух структурах ДКЯ, отличающихся в основном толщиной слоев HgTe d_w : в структуре 150218 $d_w = 6.5$ нм, в структуре 150219 $d_w = 8.5$ нм. В 150218 толщина слоев HgTe близка к критической, при которой в одиночном слое встречаются крайние уровни электронной серии уровней размерного квантования и дырочной [13]. В 150219 при большей ширине слоев HgTe крайний электронный уровень уходит вглубь дырочной серии, что называют инверсной конфигурацией.

Толщина барьерного слоя примерно 3 нм, материал барьера внутри и снаружи ДКЯ – $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, в структуре 150218 $x = 0.7$, в 150219 $x = 0.67$. Структуры выращены молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs ориентацией (013) с системой буферных слоев CdTe и ZnTe для снятия рассогласования решеток. Однородность толщины слоев определялась по ходу роста методом одноволновой эллипсометрии. Структуры специально не легировались, проводимость получается дырочная из-за наличия вакансий ртути. Из исходной пленочной структуры вытравливались холловские мостики общим размером примерно $3 \times 1 \text{ мм}^2$. Представлены результаты измерений продольного МС, $\rho_{xx}(B)$, при температуре 1.8 К. Образцы устанавливались строго параллельно магнитному полю, что контролировалось в управляемом вращателе по установке нуля холловского напряжения. Ориентация тока – перпендикулярно магнитному полю.

В МС ДКЯ 150218 (рис. 1) наблюдается четкий пик при $B_{\parallel} = 6.8$ Тл. Отметим, что его форма существенно отличается от структуры особенностей, наблюдавшихся в традиционных ДКЯ, где они представляли собой сочетание локального минимума со стороны слабых полей и максимума в большем поле [9, 10].

Расчеты энергетического спектра выполнены 8-зонным k_p -методом [21] с добавлением вектор-потенциала параллельного магнитного поля, как это описано в работе [22]. Для ДКЯ 150218 рассчитанный спектр представлен на рис. 2. Происхождение спектра ДКЯ можно понять, анализируя расположе-

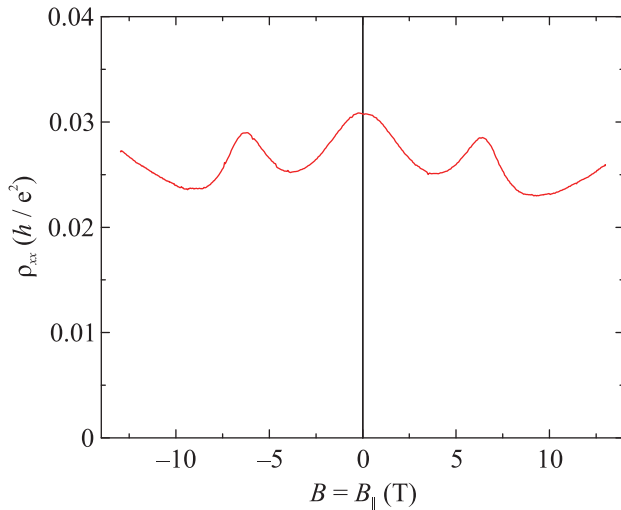


Рис. 1. (Цветной онлайн) МС в ДКЯ 150218

ние уровней размерного квантования в одиночном слое той же ширины – см. вставку на рис. 2а. В одиночном слое HgTe в гетеросистеме HgTe/CdHgTe располагаются как квантовая яма в зоне проводимости, так и перевернутая квантовая яма в валентной зоне, притом они перекрываются [13]. Соответственно, при ширине ямы d_w больше критической величины $d_c = 6.3\text{--}6.5\text{ нм}$ перекрываются и их серии уровней размерного квантования: в яме зоны проводимости они представлены синим цветом, обозначены буквой E , в яме зоны валентной расщеплены оттенками красного, обозначены HH . Когда, при критической толщине, крайние уровни двух серий встречаются, в соответствующей одиночной яме формируется диракоподобный спектр.

При создании ДКЯ из слоев критической толщины уровень $E1$ сильно расщепится на $E1^1$ и $E1^2$ из-за малой массы электронов и потому сильной туннельной связи, а уровень $HH1$ не расщепится при $k = 0$ из-за большой массы тяжелых дырок. Однако с ростом k такое расщепление происходит, и ветви подзон $HH1^1$ и $HH1^2$ расходятся в разные стороны из-за примешивания состояний $E1$ к состояниям $HH1$ при $k \neq 0$. Важным элементом является то, что подзоны $HH1^1$ и $E1^1$ формируют боковой максимум (БМ), в котором плотность состояний существенно больше, чем в центральной части спектра. Поэтому в образце с дырочной проводимостью уровень Ферми расположен в узком интервале энергий в окрестностях БМ [15].

В параллельном поле наиболее заметная эволюция спектра (рис. 2b) связана с тем, что две подзоны $HH1^1$ и $HH1^2$ наползают друг на друга. Можно считать это их диамагнитным сдвигом в противо-

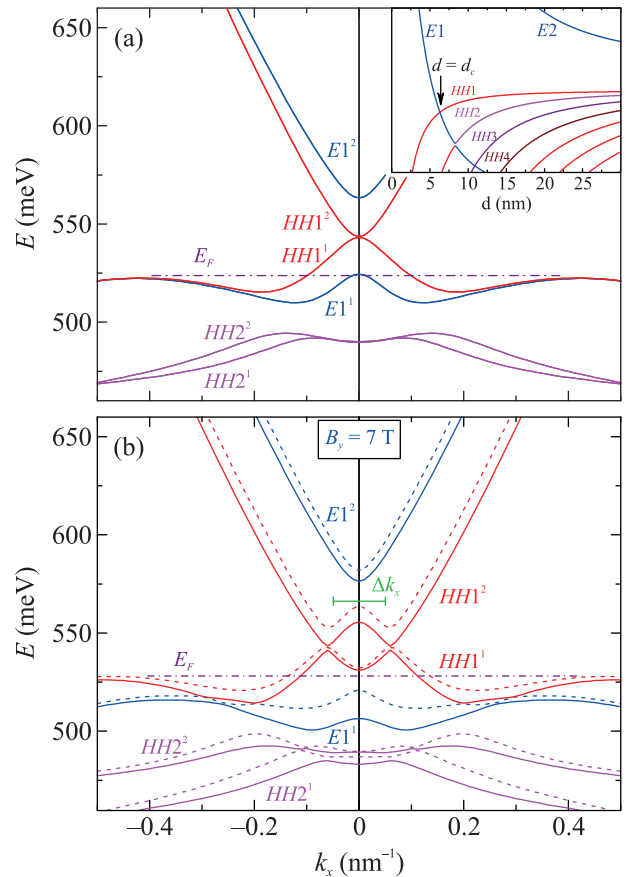


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Энергетический спектр ДКЯ 150218. На вставке – движение уровней размерного квантования в одиночном слое HgTe в квантовых ямах зоны проводимости (синие, обозначены буквой E) и валентной (оттенки красного, обозначены буквами HH). Толщина слоев в данной ДКЯ отмечена на вставке стрелкой. (б) – Спектр в параллельном поле 7 Тл. Сплошные и штриховые линии отображают спиновое расщепление. Δk_x – оценка сдвига по формуле (1)

положных направлениях, поскольку подзоны имеют противоположную кривизну $E(k_{||})$. При этом происходит их расщепление по спину (сплошные и штриховые линии). Примечательно, что формирующиеся локальные экстремумы в точках антипересечений этих двух подзон сдвинуты по k_x относительно друг друга на величину, близкую к получаемой по формуле (1), так что можно рассматривать эту эволюцию и как вариант смещения кривых дисперсии по k_x .

Важно то, что экстремумы этих подзон при $k = 0$ соответствуют седловым точкам – см. рис. 3, где на верхнем рисунке представлены два взаимно перпендикулярных сечения дисперсии $E(k_x, k_y)$ вдоль k_x и k_y , а на нижнем – полная картина дисперсии верхней спиновой подзоны валентной зоны. В поле $B_y \approx 7\text{ Тл}$ седловая точка подзоны $HH1^1$ проходит энергию,

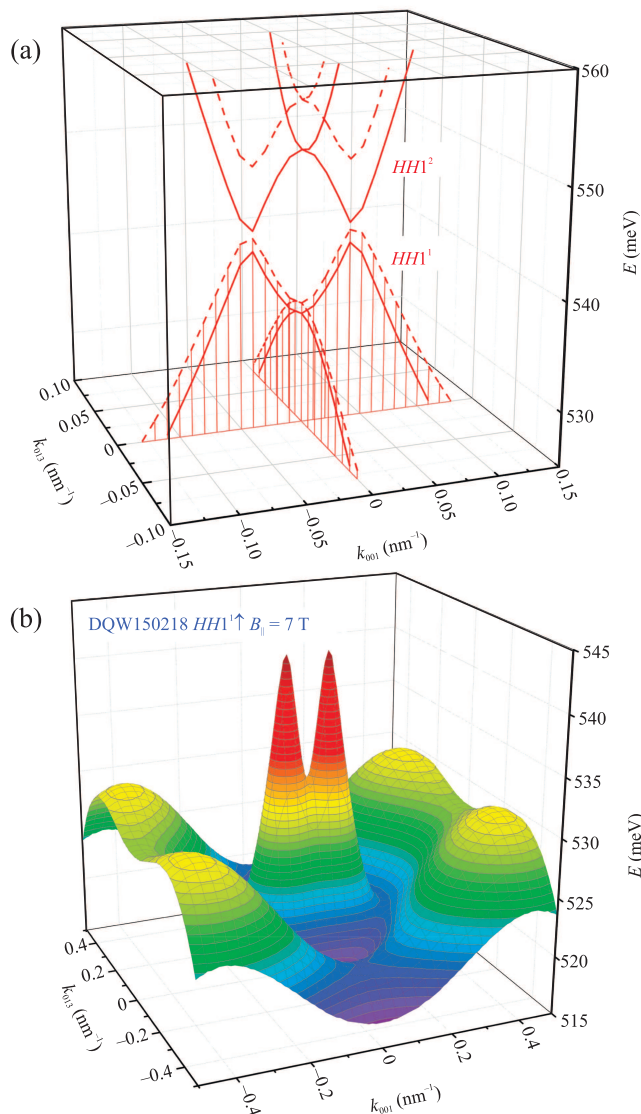


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дисперсия ДКЯ 150218 $E(k_x, k_y)$ в поле $B_y = 7$ Тл: (а) – в виде двух взаимоперпендикулярных вертикальных сечений и (б) – полная картина для $HH1^1$, верхней спиновой подзоны

при которой располагаются БМ, а значит – и через привязанный к ним уровень Ферми. При этом связанный с седловой точкой всплеск плотности состояний вызовет усиление рассеяния, что и приведет к пику МС. В экспериментальном положении этого пика заложена информация о положении E_F (а значит – и положениях БМ) и об эффективном расстоянии между слоями ДКЯ d .

Совсем другая картина МС наблюдается в ДКЯ 150219 с более широкими слоями HgTe: $d_w = 8.5$ нм (рис. 4). На картине движения уровней одиночной ямы с d_w (вставка на рис. 5а) эта величина соответствует пересечению уровня $E1$ со вторым уровнем

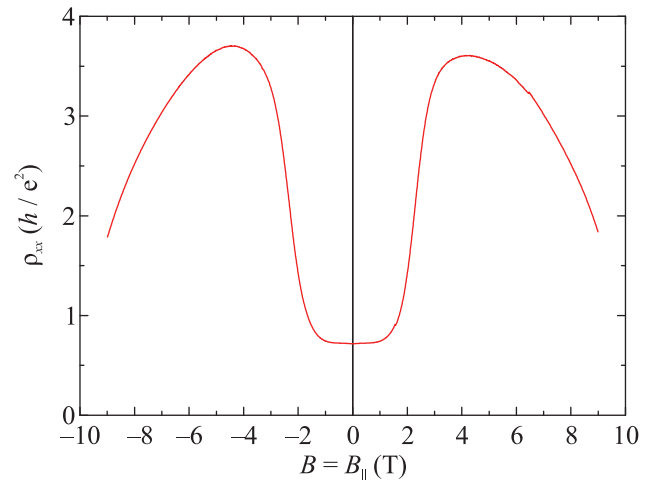


Рис. 4. (Цветной онлайн) МС в ДКЯ 150219

дырок – $HH2$. В этой ДКЯ наблюдается многократный рост МС нерезонансного характера.

Особенностью спектра данной ДКЯ является наличие острого максимума в центре зоны Бриллюэна на верхнем краю валентной зоны, энергия которого близка к энергии БМ (рис. 5а). Поэтому здесь существует две группы дырок: очень малая концентрация высокоподвижных дырок в центральном максимуме и большая концентрация малоподвижных дырок в БМ. Из экспериментов в перпендикулярных полях на этом же образце [12] из фиттинга модели магнитотранспорта с двумя типами дырок к продольному и холловскому МС в слабых полях было найдено, что концентрации этих дырок различаются более, чем на два порядка, а их подвижности также отличаются на два порядка, но в обратную сторону: p_1 и $p_2 = (0.0055$ и $0.96) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$, μ_1 и $\mu_2 = (26$ и $0.24) \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Столь малая концентрация p_1 приводит здесь к необычному, почти вертикальному, ходу холловского МС в слабых полях. Полученные цифры показывают, что две группы дырок дают сопоставимый вклад в проводимость.

Как следует из расчетов эволюции спектра этой ДКЯ в параллельном поле, сначала центральный максимум опускается ниже БМ (рис. 5б), а значит и ниже E_F , поэтому легкие дырки уходят из него в БМ. Мы полагаем, что это и приводит к росту МС. Примечательно, что в данной ДКЯ эволюция зон с параллельным полем описывается в терминах смещения зон Δk_x более явно, чем для 150218: соответствующие оценки по формуле (1) представлены на рис. 5б и с.

МС здесь достигает максимума после роста в 4.5 раза в поле примерно 4 Тл, после чего плавно спадает. Из экспериментов на этой же структуре в наклон-

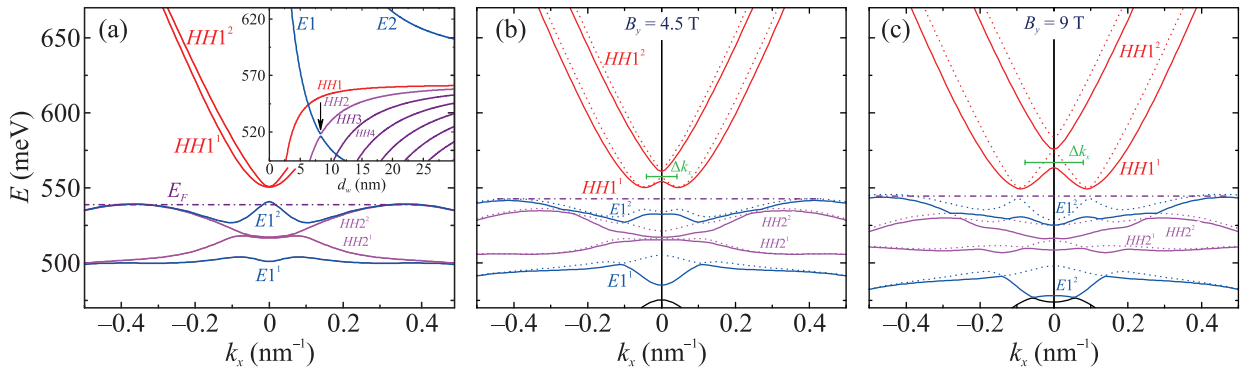


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Дисперсия в ДКЯ 150219. На вставке – движение уровней одиночной ямы с d_w . Стрелка отмечает ширину слоев в данной ДКЯ. (б), (с) – Эволюция спектра с полем 4.5 и 9 Тл. Δk_x – оценки сдвига по формуле (1)

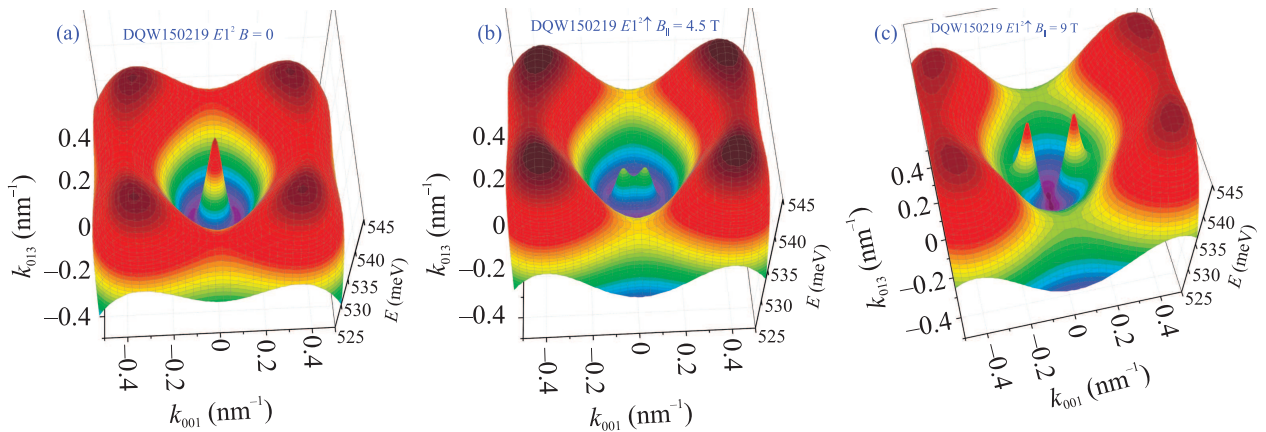


Рис. 6. (Цветной онлайн) В ДКЯ 150219, полный спектр $E(k_x, k_y)$ зоны $E1^2$ в отсутствие поля (а), либо в параллельном поле $B_{||} = 4.5$ и 9 Тл для ее верхней спиновой подзоны ($\uparrow$) (б), (с)

ных магнитных полях [12] показано, что при этом меняется тип высокоподвижных носителей с дырок на электроны. Как видно из расчетов (рис. 5с), с ростом поля выше 4 Тл проседание центральной части подзоны $E1^2$ замедляется из-за наложения фрагментов ниже лежащих подзон,двигающихся более сложным образом, но при этом растет спиновое расщепление. В результате в верхней спиновой подзоне $E1^2$ вырастают локальные максимумы недалеко от $k = 0$, приближаясь к E_F . Одновременно опускается выше расположенная зона проводимости, притом из рис. 5с видно, что выше E_F суммарная плотность электронных состояний больше, чем плотность состояний легких дырок ниже E_F , что согласуется с данными эксперимента о тенденции преобладания высокоподвижных электронов над высокоподвижными легкими дырками в сильном параллельном поле. Более наглядно и подробно эволюция зон отображается в рассчитанном полном спектре $E(k_x, k_y)$. На рисунке 6 представлены результаты таких расчетов для

самой верхней валентной подзоны в отсутствие поля и ее верхней спиновой подзоны в промежуточном параллельном поле $B_{||} = 4.5$ Тл и в сильном поле $B_{||} = 9$ Тл.

Резюмируя, можно заключить, что в ДКЯ HgTe/CdHgTe эффекты параллельного поля сложнее, чем в простой зоне проводимости традиционных полупроводников. Они ярче и разнообразнее, чем в одиночных двумерных слоях HgTe, в связи с разделением на две взаимосвязанные системы носителей тока. В ДКЯ со слоями критической толщины ($d_w = d_c$) в спектре формируется седловая точка, с которой связан наблюдаемый четкий пик МС. Его положение дает информацию об энергии Ферми и эффективном расстоянии между слоями. В ДКЯ, сформированной слоями с умеренной степенью инверсии зон ($d_w \geq d_c$), параллельное поле приводит к исключению легких дырок из проводимости, в результате МС значительно возрастает. Затем из-за увеличивающегося спинового расщепления щель

закрывается и МС обратно уменьшается. Также зона проводимости приближается к боковым максимумам и привязанному к ним уровню Ферми, в результате вклад высокоподвижных электронов в проводимость становится преобладающим над вкладом высокоподвижной группы дырок.

Измерения выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. G. M. Minkov, O. E. Rut, A. V. Germanenko, A. A. Sherstobitov, B. N. Zvonkov, V. I. Shashkin, O. I. Khrykin, and D. O. Filatov, *Phys. Rev. B* **70**, 035304 (2004).
2. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, L. E. Golub, B. N. Zvonkov, and M. Willander, *Phys. Rev. B* **70**, 155323 (2004).
3. М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушнина, О. А. Кузнецов, А. де Виссер, Л. Пономаренко, *ФТТ* **47**, 50 (2005).
4. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, E. G. Novik, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **93**, 085308 (2016).
5. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **84**, 121302 (2011).
6. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **88**, 195305 (2013).
7. T. Khouri, S. Pezzini, M. Bendias, P. Leubner, U. Zeitler, N. E. Hussey, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, M. Titov, and S. Wiedmann, *Phys. Rev. B* **99**, 075303 (2019).
8. J. Hu and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **46**, 12554 (1992).
9. М. В. Якунин, Г. А. Альшанский, Ю. Г. Арапов, В. Н. Неверов, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушнина, Б. Н. Звонков, Е. А. Ускова, А. де Виссер, Л. Пономаренко, *ФТП* **39**, 118 (2005).
10. T. Jungwirth, T. S. Lay, L. Smrčka, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **56**, 1029 (1997).
11. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
12. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, С. М. Подгорных, В. Н. Неверов, М. Р. Попов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 378 (2022).
13. M. Konig, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, Ch.-X. Liu, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031007 (2008).
14. М. В. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, В. Н. Неверов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 415 (2016).
15. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, W. Desrat, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, F. Teppe, and B. Jouault, *Phys. Rev. B* **102**, 165305 (2020).
16. А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, Л. С. Бовкун, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Б. А. Пио, М. Потемски, М. Орлита, Ф. Тепп, В. И. Гавриленко, *Письма в ЖЭТФ* **116**, 535 (2022).
17. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045 (2010).
18. E. Y. Ma, M. R. Calvo, J. Wang et al. (Collaboration), *Nat. Commun.* **6**, 7252 (2015).
19. S. S. Krishtopenko, *Sci. Rep.* **11**, 21060 (2021).
20. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, *Sci. Rep.* **06**, 30755 (2016).
21. 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).
22. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **85**, 045310 (2012).