

Падение холловского сопротивления как возможный переход в состояние квантового эффекта Холла с нулевым фактором заполнения в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe¹⁾

М. В. Якунин⁺²⁾, В. Н. Неверов⁺, А. С. Боголюбский⁺, С. Д. Попов⁺, К. В. Туруткин⁺, А. Ю. Павлова⁺,
С. В. Гудина⁺, Н. С. Сандаков⁺, Н. Н. Михайлов*, С. А. Дворецкий*

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

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 апреля 2026 г.

После переработки 10 июля 2026 г.

Принята к публикации 13 июля 2026 г.

В гетероструктурах системы HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами мы наблюдали падение холловского сопротивления $\rho_{yx}(B)$ в сильных магнитных полях после достижения фазы квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$, что указывает на возможный переход в состояние с $\nu = 0$. Из сопоставления с рассчитанными траекториями уровня Ферми в картине уровней Ландау участок падения $\rho_{yx}(B)$ можно связать со взаимным влиянием состояний электронов и дырок в данной системе. Также вероятна роль корреляций между киральными траекториями электронов и дырок в двух слоях двойной квантовой ямы, поскольку в идентичных гетероструктурах с одиночной квантовой ямой HgTe данный эффект не наблюдался.

DOI: 10.7868/S3034576626080197

1. Введение. Открытие квантового эффекта Холла (КЭХ) было объявлено 46 лет назад [1], но и сейчас в КЭХ обнаруживаются необычные проявления, особенно в (квази)двумерных объектах с нетрадиционным энергетическим спектром. К таковым, в частности, можно отнести материалы с бесщелевым или полуметаллическим спектром, где в формировании тока могут участвовать одновременно электроны и дырки. Это двумерный слой HgTe, где инвертированный спектр проявляется при толщине слоя $d_w \geq 6.3$ нм, публикации о наблюдении КЭХ в нем идут с 1998 г. [2]. Также – графен толщиной в один или несколько атомных слоев имеет бесщелевой спектр, наблюдения КЭХ в нем публикуются с 2004 г. [3–5]. В гетеросистеме InAs/GaSb валентная зона GaSb поднята выше дна зоны проводимости InAs, поэтому в формировании состояний КЭХ и здесь участвуют одновременно уровни Ландау (УЛ) электронной и дырочной природы [6–10].

При соучастии электронов и дырок возникают новые условия для магнитотранспорта. Такое различие проявляется даже в классической физике. Если при одном типе носителей устремление их концентрации

n к нулю приводит к бесконечному возрастанию холловского сопротивления (МС) $\rho_{xy} = B/en$, то при соучастии электронов и дырок (в концентрации p) зависимость $\rho_{xy}(B)$ становится нелинейной, и стремление к нулю их суммарного объемного заряда $e(p-n)$, т.е. прохождение через точку зарядовой нейтральности (ТЗН), повторяет отмеченное выше стремление ρ_{xy} к бесконечности только в сильных магнитных полях, тогда как в слабых полях, наоборот, ρ_{xy} может при этом стремиться к нулю [11, 12]:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{|e|} \frac{(p-n)\mu_h^2\mu_e^2B^2 + (p\mu_h^2 - n\mu_e^2)}{(p-n)^2\mu_h^2\mu_e^2B^2 + (p\mu_h + n\mu_e)^2}.$$

Здесь $\mu_{e,h}$ – подвижности электронов и дырок. В условиях $B \rightarrow 0$ и $\mu_e \approx \mu_h$ реализуется условие $\rho_{xy} \propto (p-n)$, тогда как при $B \rightarrow \infty$ будет $\rho_{xy} \propto 1/(p-n)$. При наличии микронеоднородностей с разными подвижностями противоположный характер этих экстраполяций будет способствовать при $(p-n) \rightarrow 0$ возникновению неустойчивостей в экспериментальных результатах $\rho_{xy}(B)$ [5, 13–18].

В условиях КЭХ холловское сопротивление определяется текущими по периметру образца геликоидальными одномерными линиями тока. При стремлении $(p-n) \rightarrow 0$ и расположении уровня Ферми (УФ) вблизи точки Дирака остается только два кон-

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

²⁾e-mail: yakunin@imp.uran.ru

тура краевых токов, по которым электроны и дырки текут в противоположных направлениях [15]. Конкуренция между вкладом этих состояний в холловское сопротивление также способствует неустойчивости экспериментальных результатов. Один из механизмов такой неустойчивости предлагается в [19] как следствие случайного распределения локальных магнитных моментов на периметре образца. Вместе с тем относительно устойчивое плато $\rho_{xy}(B) \approx 0$ вокруг ТЗН получено в комбинированной системе двумерного слоя с объемным в HgTe [20] и в двуслойной гетеросистеме InAs/GaSb [7].

Свойства системы в окрестностях ТЗН обычно описывают поведением компонент магнитопроводимости (что позволяет сгладить неустойчивости при переходе через ТЗН: см., например, [4, 21]), которые выводят из измеренных компонент тензора МС:

$$\sigma_{xy,xx} = \frac{\rho_{xy,xx}}{(\rho_{xy}^2 + \rho_{xx}^2)}.$$

При этом факт прохождения УФ через щель вокруг ТЗН характеризуется формированием плато $\sigma_{xy} = 0$, т.е. состояния с фактором заполнения $\nu = 0$. Следует, однако, иметь в виду, что в этой формуле есть две причины для $\sigma_{xy} \rightarrow 0$: $\rho_{xy} \rightarrow 0$ и $\rho_{xx} \rightarrow \infty$. Как раз по второй причине формируется плато $\sigma_{xy} = 0$ в традиционных полупроводниках (переход в диэлектрик в сильных полях) [21]. Так что физически более объективным индикатором прохождения УФ через щель локализованных состояний между зонами проводимости и валентной в бесщелевом спектре представляется именно условие $\rho_{xy} \rightarrow 0$ (что в литературе называют “Zero-Hall-resistivity state” [7]), а не факт $\sigma_{xy} \rightarrow 0$, полученный при пересчете.

В картине УЛ различие между вариантами монополярной и биполярной проводимости проявляется в характере траектории движения УФ с ростом магнитного поля – $E_F(B)$. При чисто электронной проводимости траектория $E_F(B)$ достигает в сильных полях самого нижнего (нулевого) электронного УЛ и при $B \rightarrow \infty$ движется вниз относительно его центра по нижнему хвосту пика плотности состояний этого уровня. При этом продольное МС $\rho_{xx}(B)$ быстро растет, уходя в бесконечность, вследствие локализации электронных волновых функций, а $\rho_{xy}(B)$ в некотором интервале полей остается конечным на плато КЭХ с фактором заполнения УЛ $\nu = 1$ или растет линейно, прерываясь на формирование площадок дробного КЭХ. Аналогичная эволюция происходит с УФ, если в фиксированном магнитном поле уменьшать концентрацию электронов (с помощью напря-

жения на затворе, если таковой имеется) – $E_F(V_g)$. Этот сценарий реализуется, когда зона проводимости отделена от валентной на значительную энергию, что имеет место в традиционном полупроводнике.

Иначе происходит, если валентная зона перекрывается с зоной проводимости в полуметалле или соприкасается с ней либо находится от нее в непосредственной близости в бесщелевом материале. В таком случае УФ, двигаясь с ростом магнитного поля вниз по нижнему хвосту электронного УЛ, входит в область, где присутствуют состояния ниже расположенных УЛ валентной зоны. В результате электроны из состояний валентной зоны, расположенных выше УФ, будут перетекать в состояния зоны проводимости [12], оставляя в валентной зоне дырки. Это существенно замедляет движение УФ вниз с уменьшением V_g , и положение УФ теперь будет определяться разностью $n - p$. В областях где заполнены равные количества электронных и дырочных состояний, $(p - n) \rightarrow 0$, формально фактор заполнения $\nu = 0$. На рисунке 1 описанная ситуация отображается в упрощенной модели соприкасающихся симметричных зон в сравнении со случаем изолированной зоны проводимости. Так, если в традиционной изолированной зоне проводимости при малой концентрации электронов $n = 0.2 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ $E_F(B)$ опускается глубоко в запрещенную зону (отмечено на соответствующей траектории кружком), то при соответствующей величине $n - p = 0.2 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ в бесщелевом материале УФ затормаживается в открывающейся щели $\nu = 0$ между крайними УЛ зон проводимости и валентной (отмечена стрелками).

В настоящей работе мы представляем результаты исследований магнитотранспорта вблизи ТЗН в ультраквантовом пределе в серии двойных квантовых ям (ДКЯ) в гетеросистеме HgTe HgTe/CdHgTe с различными параметрами. Интерес к исследованиям именно на ДКЯ связан с нетривиальностью их энергетического спектра [22–28], возможными эффектами межслойных взаимодействий и спецификой системы краевых состояний, включая топологические [29–33]. Экспериментальные данные анализируются на основе рассчитанных картин уровней Ландау и проходящих в них траекторий уровня Ферми. Последний пункт не является тривиальным [34], поскольку в сложной картине УЛ, содержащей аномальные уровни “нулевой моды” и боковые максимумы (БМ) в валентной зоне с очень высокой плотностью состояний, такие траектории – это не монотонно осциллирующие кривые вокруг положения, определяемого в зоне в отсутствие поля, а более сложные линии, содержащие интервалы с существенными смещениями

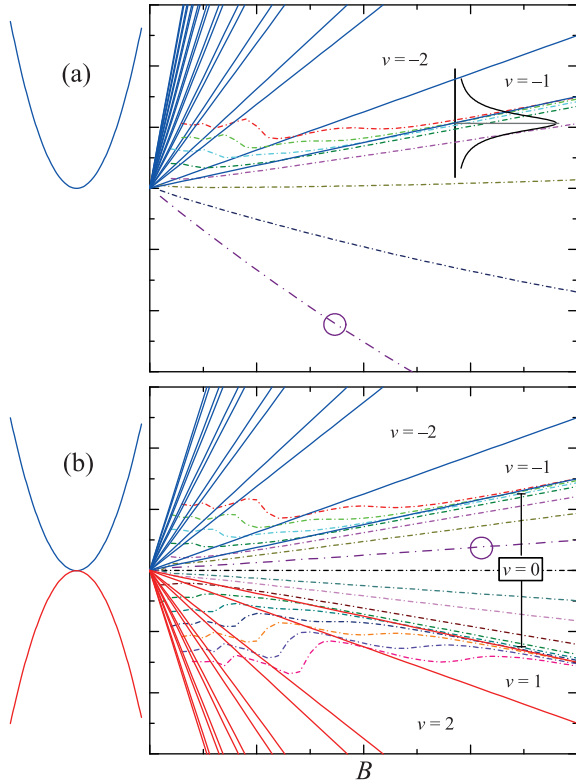


Рис. 1. (Цветной онлайн) Изменение характера траекторий $E_F(B)$ (штрихпунктирные) между УЛ при переходе от изолированной зоны проводимости в традиционном полупроводнике (а) к бесщелевому спектру (б). В варианте (а) с уменьшением концентрации электронов n УФ опускается в запрещенную зону, двигаясь по хвосту плотности состояний нижнего УЛ (для него изображен вид плотности состояний). Представлены траектории для $n = (5, 4, 3, 2, 1, 0.5, 0.3, 0.2) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$. В случае (б) присоединение валентной зоны замедляет движение УФ вниз с уменьшением затворного напряжения V_g вследствие появления дополнительных состояний из хвоста верхней УЛ валентной зоны. Электроны из этих состояний перетекают в состояния зоны проводимости, оставляя дырки в состояниях валентной зоны. Траектории на рисунке (а) для конкретных величин n надо сравнивать с траекториями на рисунке (б) для таких же значений $n - p = (5, 4, 3, 2, 1, 0.5, 0.2) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Для наглядности две идентичные ситуации отмечены кружком: для $n = 0.2$ на (а) и $n - p = 0.2$ на (б). С дальнейшим уменьшением V_g дырки преобладают над электронами, эти варианты на рисунке (б) представлены траекториями $p - n = (0, 0.2, 0.4, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$

УФ по энергии, при этом потенциальная энергия соответствующих слоев системы подстраивается с изменением поля под такие смещения. На основе такого подхода в работе [23] удалось качественно и количественно объяснить природу наблюдавшихся там возвратного КЭХ и аномально широкого плато $\nu = 1$.

2. Образцы и результаты измерений. Представлены результаты исследований ДКЯ в трех вариантах гетеросистемы $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с существенно различающимся зонным спектром: см. табл. 1. Выращены на подложке GaAs (013) с системой буферных слоев. Образец 1 имеет критическую толщину проводящих слоев ДКЯ для содержания в них кадмия в 6%, n -типа проводимости; образец 2 имеет относительно широкие слои HgTe с глубокой инверсией зон; образец 3 имеет толщину слоев HgTe немногим больше критической. ДКЯ стремились вырастить по возможности симметричными с шириной обоих проводящих слоев d_w и барьером между ними d_b .

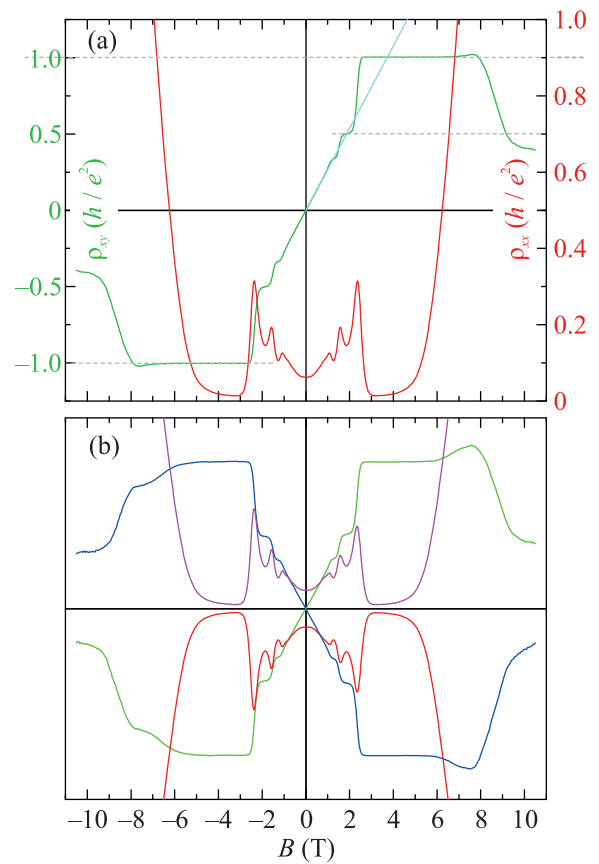


Рис. 2. (Цветной онлайн) МС в образце 1. После интервала полей с традиционным КЭХ наблюдается падение с плато $\nu = 1$. (а) – После усреднения по двум поляризациям поля. (б) – Исходные результаты при двух поляризациях тока и поля. $T = 4.2 \text{ К}$, $n = 0.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$

Из пленок методами литографии изготавливались двойные холловские мосты. В образце 1 характерные размеры $L \times W = 650 \times 300 \text{ мкм}^2$ (расстояние между контактами вдоль образца и ширина). У других – размеры близкие. На образцы 2 и 3 нанесен диэлектрический слой и затвор. В образце 1 кон-

Таблица 1. Параметры образцов ДКЯ $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. В образце 1 концентрация носителей – исходная после охлаждения, в скобках – после подсветки. В образцах 2 и 3 концентрация приведена для тех вариантов, когда при указанных величинах V_g наблюдался эффект падения $\rho_{yx}(B)$ с плато $\nu = 1$

Conditional sample number	Technological number	y/x	d_w/d_b (nm)	Conductivity type, concentration (10^{15} m^{-2})
1	210924b	0.06/0.7	11.3/3	$n = 0.90(1.25, 1.60)$
2	110610a	0/0.65	20/6	$V_g = +3.5B$, $p - n \approx 0$
3	150219d	0/0.67	8.5/3	$V_g = +15B$, $n = 1.35$

центрацию можно было увеличивать за счет инфракрасной подсветки. Контакты припаивались индием к контактным площадкам. При этом контролировались достижение минимальной величины сопротивления контактов и их омичность. В каждой точке магнитного поля измерялись напряжения с разных пар контактов и величина тока. Сравнение результатов измерений с потенциальных зондов мостика и в двухконтактной токовой цепи указывает на отсутствие влияния сопротивления контактов во всем диапазоне полей (см. дополнительные материалы). Образцы 1 и 3 измерялись в установке OXFORD до 12 Тл на постоянном токе порядка 1 мкА. При указанных достаточно больших размерах образца это не приводило к нагреву. Измерения выполнялись вольтметром Keithley-2001 при двух полярностях тока и поля. Пример – на рис. 2, из него видно, что изменение полярности тока никак не влияет (что подтверждает качество контактов), а разница при двух полярностях поля указывает на небольшое примешивание продольного сопротивления к холловскому, которое устраняется антисимметричным усреднением по полю. Детали измерений образца 2 см. в статье [12].

На образце 1 в относительно небольших полях наблюдалась традиционная картина КЭХ, но после достижения определенной величины поля $\rho_{xy}(B)$ падает с плато $\nu = 1$ до величины ниже плато $\nu = 2$ (рис. 2). Участок падения виден при обеих полярностях поля и тока и остается достаточно четким, несмотря на то, что $\rho_{xx}(B)$ здесь уже сильно возрастает. Это указывает на высокую однородность пленки, хорошие симметрию мостика и качество контактов. Только имеющиеся небольшие искажения за счет примешивания $\rho_{xx}(B)$ устраняются усреднением по полю. Обычно выделить величину $\rho_{xy}(B) \rightarrow 0$ в окрестностях ТЗН удастся только в результате усреднения по полю – см., например, приложение к [20]. К сожалению, продолжение измерений в поле более 10.5 Тл в данном состоянии образца 1 оказались невозможны из-за сильного возрастания его сопротивления.

С первого взгляда участок падения напоминает наблюдавшийся ранее возвратный КЭХ в ДКЯ этой же гетеросистемы [23], но там такое падение $\rho_{xy}(B)$ с плато $\nu = 1$ происходило четко на плато $\nu = 2$ с последующим возвратом на плато $\nu = 1$. Кроме того, там эффект наблюдался при p -типе проводимости системы, когда в спектре валентной зоны и соответствующей картине УЛ проявляется БМ, а также участвуют аномальные УЛ. Здесь же падение $\rho_{xy}(B)$ происходит ниже плато $\nu = 2$, а образец имеет n -тип проводимости. При движении УФ по УЛ зоны проводимости нет никаких оснований для существования такого возвратного КЭХ.

Для анализа полученных экспериментальных результатов рассчитывалась картина УЛ и в ней – траектории движения УФ: рис. 3b. Расчеты велись в 8-зонном $k \times p$ подходе [35] для ориентации слоев (013) применительно к потенциальному профилю исследуемых ДКЯ. На рисунке 3b указаны номера щелей ν для соответствующих факторов заполнения и величин $\rho_{xy} = h/\nu e^2$ на плато КЭХ. Для расчета траекторий $E_F(B)$ использовалась плотность состояний на УЛ в виде функций Лоренца с полушириной пика Γ . Общепринятым считается, что плотность состояний на УЛ имеет вид функции Гаусса, однако для функции Лоренца положение УФ в пределах пика плотности состояний можно вычислять аналитически для заданной концентрации, что уменьшает время счета на порядок, а различия результатов для этих двух вариантов здесь не принципиальны.

Для выбора величины Γ рассчитывалась плотность состояний на УФ как функция магнитного поля при движении УФ по второму электронному УЛ (рис. 3b, d). На рисунке 4 результаты сопоставлены с пиком $\nu = 1.5$ в $\rho_{xx}(B)$. За оптимальную принимаем величину $\Gamma = 1.75$ мэВ.

Движение УФ относительно нижнего электронного УЛ представлено в увеличенном виде на рис. 3с, где стрелкой отмечено прохождение УФ через середину этого УЛ, что можно ориентировочно использовать как индикатор выхода УФ в щель $\nu = 0$. Приме-

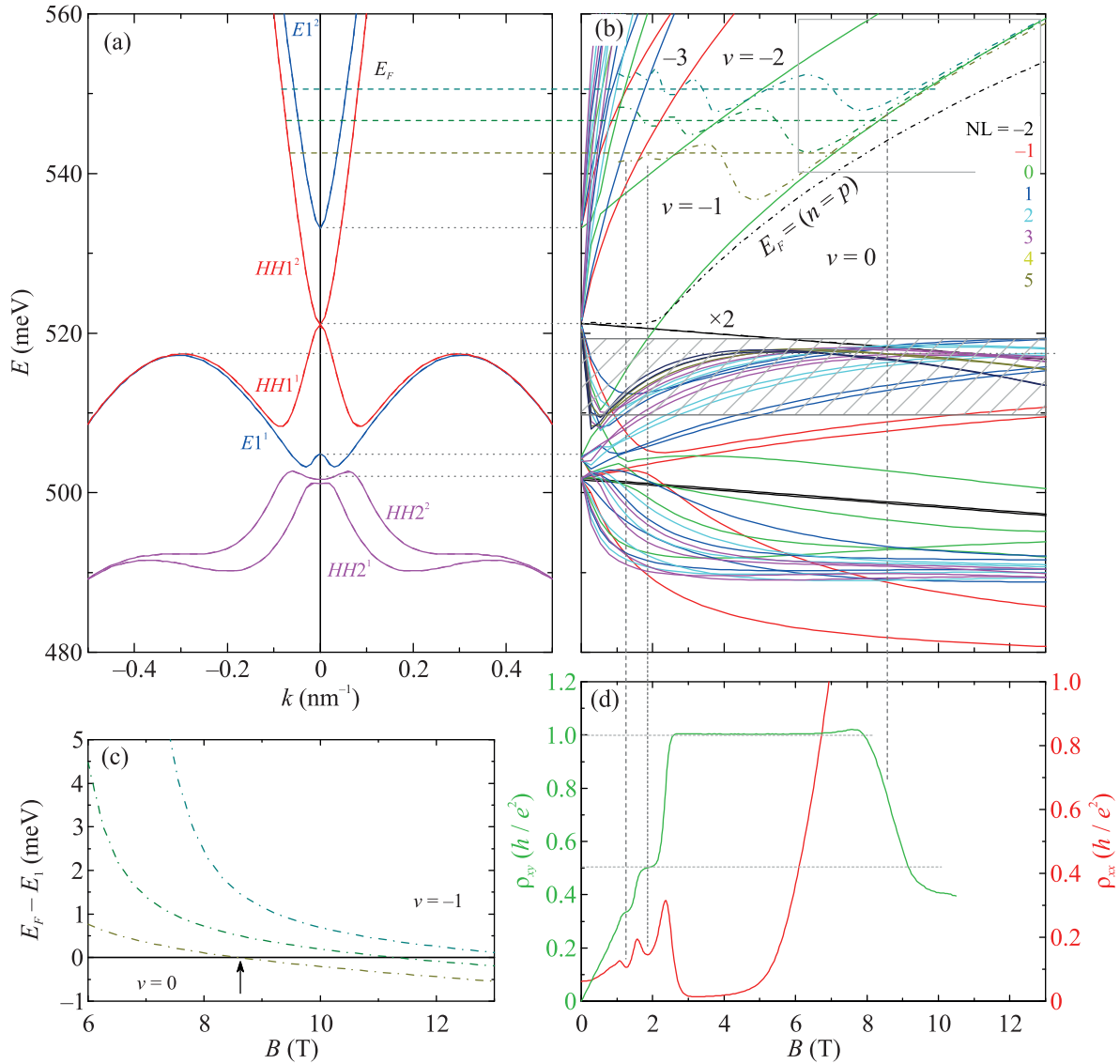


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сопоставление результатов с расчетами в образце 1. (а) – Зонная структура. Представлены положения УФ (E_F , штриховые) для трех вариантов концентрации электронов до и после подсветки: $n_s = (0.9, 1.25 \text{ и } 1.6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$. (б) – Картина УЛ и траектории $E_F(B)$ для трех концентраций. Отрицательные значения фактора заполнения $\nu = -1, \dots$ означают электронный характер УЛ. Также представлена траектория $E_F(B)$ для ТЗН $n_s = p_s$. Приведена расцветка УЛ (NL). Уровни NL = -2 сдвоенные ($\times 2$). Заштрихованный фрагмент – область существования густой сетки УЛ бокового максимума. (с) – Увеличенный фрагмент движения траекторий $E_F(B)$ относительно нижнего электронного УЛ. Стрелкой отмечено прохождение УФ через данный УЛ. (д) – Экспериментальные результаты в сопоставлении с характерными областями в картине УЛ

чительно, что положение этой стрелки согласуется с участком падения с плато $\nu = 1$ в $\rho_{xy}(B)$ (рис. 3б, д).

Можно ожидать, что при прохождении УФ вниз от центра нижнего УЛ происходит переход в режим прыжковой проводимости, как и в интервалах полей, когда УФ проходит через щели между УЛ, где располагаются плато КЭХ. Отличие от традиционных полупроводников состоит в том, что прыжки здесь осуществляются между локализованными состояни-

ями как электронов, так и дырок. На это указывает перекрытие хвостов плотности состояний электронных и дырочных УЛ. Влияние прыжкового характера проводимости на КЭХ в монополярном режиме теоретически рассматривалось в работах [36–38]. Теорий прыжковой проводимости в условиях КЭХ, когда, кроме электронных локализованных состояний, имеются и дырочные, мы не знаем. Однако, вероятно, что по мере удаления УФ вниз от центра са-

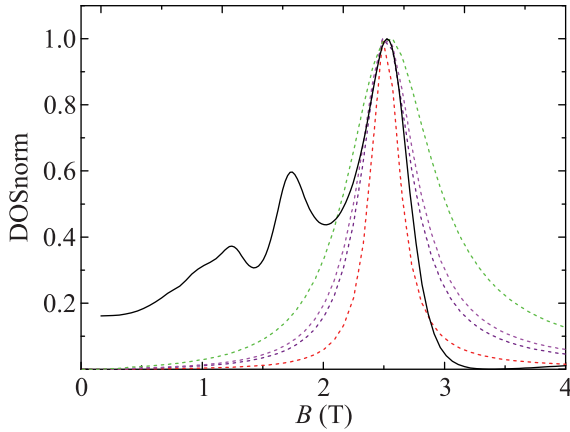


Рис. 4. (Цветной онлайн) Нормализованная плотность состояний на УФ при движении его по второму УЛ для $\Gamma = 1, 1.75, 2$ и 3 мэВ в сравнении с нормализованной кривой $\rho_{xx}(B)$ образца 1 (сплошная)

мого нижнего электронного УЛ с ростом магнитного поля будет возрастать влияние дырочных локализованных состояний, в результате $\rho_{xy}(B)$ будет отклоняться в сторону противоположной полярности.

Следует отметить, несмотря на то, что в данном образце УФ находится довольно глубоко в зоне проводимости, влияние дырочных состояний здесь все еще велико. Для иллюстрации этого факта на рис. 3b проведена траектория $E_F(B)$ для ТЗН $n = p$: она проходит существенно выше середины щели $\nu = 0$ вблизи нижнего электронного УЛ. Связано это с тем, что на уровень БМ валентной зоны выходит большое количество УЛ, и потому их суммарная плотность состояний здесь и в окрестностях столь велика, что она ощутима даже при энергиях существенно выше края валентной зоны. В картинах УЛ здесь представлено только ограниченное количество уровней (от минимального номера блока матрицы $NL = -2$ до 5, см. рис. 3b), тогда как реально эти уровни заполняют в картине УЛ все пространство ниже вершины БМ, что отразилось бы в расчетах при $NL \rightarrow \infty$ [23].

Концентрацию электронов в образце 1 можно увеличить за счет остаточной фотопроводимости после ИК-подсветки от исходной $n_s = 0.90 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ до $1.25 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ при промежуточной подсветке и до $1.6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ после предельной. После промежуточной подсветки участок падения $\rho_{xy}(B)$ выходит на предельное магнитное поле (рис. 5, см. характерный подъем перед падением), а после предельной подсветки уходит за пределы достижимых полей. Эти результаты коррелируют со смещением точки пересечения траекторией $E_F(B)$ нижнего электронного УЛ (рис. 3b, c).

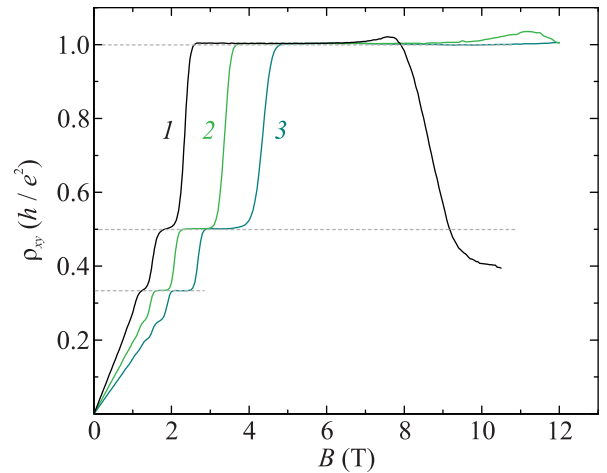


Рис. 5. (Цветной онлайн) КЭХ в образце 1 до подсветки (1), после промежуточной (2) и предельной подсветки (3). $T = 4.2 \text{ K}$, $n = (0.9, 1.25 \text{ и } 1.6) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$

Изложенный выше подход основывается на картине квантования Ландау, имеющем место в электронно-дырочной плазме по всей площади образца. В последнее время интенсивно развиваются исследования влияния эффектов вблизи периметра образца на общий ток, в частности, электронная вязкость (см., например, [39] и ссылки там). В классических магнитных полях в условиях ТЗН предсказывается формирование у боковых краев образца приповерхностных шнуров тока с диффузионным характером проводимости в связи с тем, что магнитное поле отклоняет электроны и дырки в одну сторону, где формируется их повышенная концентрация и идет их интенсивная рекомбинация [40, 41]. Это должно приводить к линейному росту $\rho_{xx}(B)$ и некоторым коррекциям в $\rho_{xy}(B)$. Но только в условиях, когда ширина образца W сопоставима с исходной (в отсутствие поля) длиной рекомбинации l_0 . Количественные оценки в этих работах для реальных экспериментов дают величину l_0 порядка 1 мкм. Тогда как у нас образцы имеют ширину в несколько сотен мкм. При такой ширине эксперименты по классическому магнитотранспорту вполне адекватно описываются классической моделью двух типов носителей [42].

Предсказываемые в [40, 41] особенности МС связываются с уменьшением рекомбинационной длины в магнитном поле от величины порядка W . Важно, что в относительно небольших полях, до перехода к падению $\rho_{xy}(B)$ с плато $\nu = 1$ в самых сильных полях, мы наблюдаем четкую картину КЭХ. Трудно представить, чтобы КЭХ реализовался в диффузионном режиме проводимости. Так что для анализа

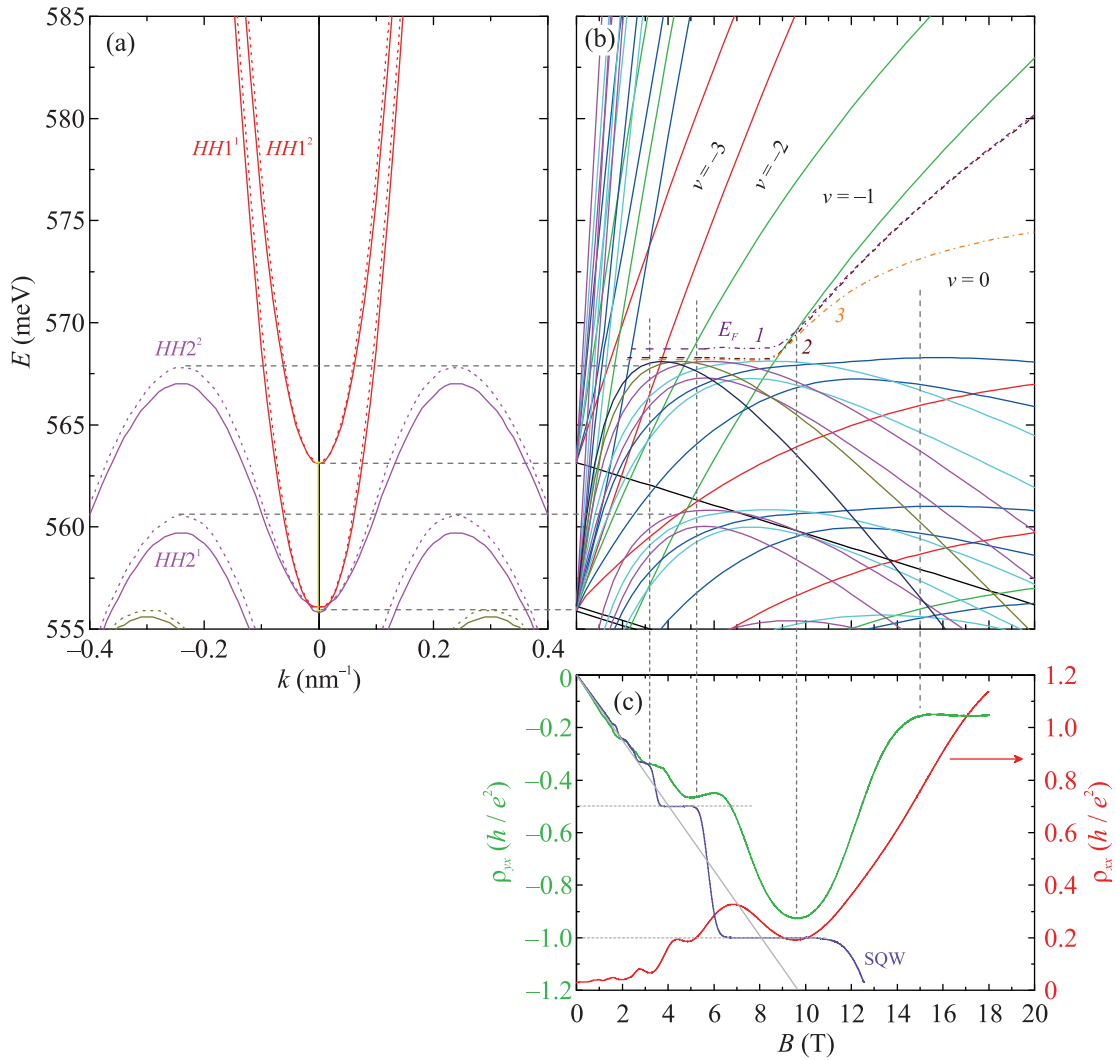


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зонная структура (a) и картина УЛ (b) образца 2. ДКЯ асимметрична за счет встроенного перпендикулярного электрического поля ~ 2.8 кВ/см [12], сплошные и точечные на (a) – верхние и нижние спиновые подзоны, расщепленные из-за эффекта Рашбы. Траектории $E_F(B)$ (штрихпунктир) рассчитаны вблизи ТЗН (1 – для $p - n = 0$ и $\Gamma = 1$ мэВ; 2 – $\Gamma = 0.5$ мэВ; 3 – для $p - n = 0.2 \times 10^{15}$ м⁻² и $\Gamma = 1$ мэВ) и сопоставлены с $\rho_{xy}(B)$ для $V_g = +3.5$ В (c) ($T = 310$ мК). Также на (c) приведена $\rho_{xy}(B)$ для идентичной одиночной КЯ (SQW)

наблюдаемых в настоящей работе эффектов падения $\rho_{xy}(B)$ с плато мы не принимаем в расчет эффекты вязкого взаимодействия электронно-дырочной плазмы с краями. Хотя осознаем, что связь между классическим магнитотранспортом в канале с диффузионными отражениями от границы и квантовым магнитотранспортом в канале с краевыми состояниями КЭХ все еще формулирует проблему для будущих теоретических исследований [43].

В образце 2 – ДКЯ с относительно широкими КЯ в 20 нм и исходным p -типом проводимости – было замечено похожее падение $\rho_{xy}(B)$, когда гейтом система вводится в состояние, близкое к ТЗН, при $V_g = +3.5$ В (рис. 6с) [12]. Здесь $\rho_{yx}(B)$ с ростом по-

ля почти достигает плато $\nu = -1$ (минус означает электронный тип проводимости), но затем разворачивается в обратную сторону и почти доходит до нуля. Как следует из сопоставления $\rho_{yx}(B)$ ДКЯ с расчетами на рис. 6, поворот МС в сторону нуля коррелирует с прохождением траектории $E_F(B)$ через нижний электронный УЛ. Примечательно, что в аналогичном образце с *одиночной* квантовой ямой при той же концентрации электронов наблюдается неискаженная структура КЭХ, нет тенденции к формированию состояния $\nu = 0$. Притом структура с одиночной ямой была выращена в одном технологическом цикле с образцом 2, поэтому ее параметры максимально приближены к характеристикам образца 2.

Мы не нашли других экспериментальных работ, где наблюдалось бы стабильное состояние $\nu = 0$ в одиномном двумерном слое HgTe.

Следует отметить, что картина движения траектории $E_F(B)$ по УЛ не позволяет объяснить разницу в структуре КЭХ в ДКЯ и в одиночной КЯ. Для одиночной КЯ картина УЛ похожая (см. дополнительные материалы, рис. S2): в условиях ТЗН УФ из-за влияния БМ также движется вблизи нижнего электронного УЛ в широкой щели $\nu = 0$. Так что объяснение этого различия следует, вероятно, искать не только в картине УЛ. Возможно, состояние $\nu = 0$ стабилизируется в ДКЯ за счет некоей межслойной связи. В работе [20] в двумерном слое на поверхности объемного HgTe также наблюдалось стабильное состояние $\nu = 0$ с площадкой $\rho_{yx}(B) \approx 0$, сопровождаемой пиком $R_{xx}(B)$ величиной до 50 кОм. При этом объемный слой играл роль резервуара электронов для поверхностного 2D слоя.

Образец 3 имеет спектр с небольшим отклонением от дираковского в сторону инверсии зон, и в исходном состоянии он p -типа [25]. При большом положительном напряжении затвора $V_g = +15$ В имеет n -тип с $n - p = 1.35 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и также демонстрирует завал плато $\nu = -1$ (см. рис. S3 в дополнительных материалах). Расчеты показывают, что положение завала здесь также коррелирует с полем, в котором УФ выходит в щель $\nu = 0$.

Заключение. В ряде образцов двойных квантовых ям в системе HgTe/CdHgTe в состоянии, близком к точке зарядовой нейтральности, в сильных магнитных полях наблюдалось падение холловского сопротивления с плато квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 1$. Из сопоставления с картиной УЛ видно, что поле, где начинается завал плато $\nu = 1$, коррелирует с выходом УФ в щель $\nu = 0$, что может служить индикатором сопоставимости участия электронов и дырок в процессах переноса. Это создает новые условия для квантового магнитотранспорта (см., например, [20], рис. 2). Вероятно, имеется преимущество для реализации этого эффекта в двуслойных системах по сравнению с одиночной квантовой ямой.

Авторы благодарны В. Я. Алешкину за помощь в разработке расчетных программ и М. Р. Попову за помощь в изготовлении мостиков. Были полезны обсуждения результатов с Н. Г. Шелушиной и А. Т. Лончаковым. Часть измерений выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Работа выполнена в рамках государственного задания “Электрон” Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики металлов имени М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, “New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance”, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
2. F. Goschenhofer, J. Gerschutz, A. Pfeuffer-Jeschke, R. Hellmig, C. R. Becker, and G. Landwehr, “Investigation of iodine as a donor in MBE grown $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ”, *J. Electron. Mater.* **27**, 532 (1998).
3. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, “Electric field effect in atomically thin carbon films”, *Science* **306**, 666 (2004).
4. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, “Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene”, *Nature* **438**, 197 (2005).
5. Y. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer, and Ph. Kim, “Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry’s phase in graphene”, *Nature* **438**, 201 (2005).
6. E. E. Mendez, L. Esaki, and L. L. Chang, “Quantum Hall effect in a two-dimensional electron-hole gas”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2216 (1985).
7. M. S. Daly, K. S. H. Dalton, M. Lakrimi, N. J. Mason, R. J. Nicholas, M. van der Burgt, P. J. Walker, D. K. Maude, and J. C. Portal, “Zero-Hall-resistance state in a semimetallic InAs/GaSb superlattice”, *Phys. Rev. B* **53**, 10524(R) (1996).
8. R. J. Nicholas, K. Takashina, M. Lakrimi, B. Kardynal, S. Khym, N. J. Mason, D. M. Symons, D. K. Maude, and J. C. Portal, “Metal-insulator oscillations in a two-dimensional electron-hole system”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2364 (2000).
9. K. Suzuki, K. Takashima, S. Miyashita, and Y. Hirayama, “Landau-level hybridization and the quantum Hall effect in InAs/(AlSb)/GaSb electron-hole systems”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 016803 (2004).
10. S. S. Krishtopenko, W. Desrat, K. E. Spirin, C. Consejo, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada, B. Jouault, W. Knap, K. V. Maremyanin, V. I. Gavrilenko, G. Boissier, J. Torres, M. Zaknoune, E. Tournie, and F. Teppe, “Massless Dirac fermions in III-V semiconductor quantum wells”, *Phys. Rev. B* **99**, 121405(R) (2019).
11. O. E. Raichev, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and

- J. C. Portal, "Unconventional Hall effect near charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system", *Phys. Rev. B* **86**, 155320 (2012).
12. M. V. Yakunin, A. V. Suslov, M. R. Popov, E. G. Novik, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, "Magnetotransport in double quantum well with inverted energy spectrum: HgTe/CdHgTe", *Phys. Rev. B* **93**, 085308 (2016).
13. M. König, S. Wiedmann, Ch. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, "Quantum spin Hall Insulator state in HgTe quantum wells", *Science* **318**, 766 (2007).
14. Y. Zhang, Z. Jiang, J. P. Small, M. S. Purewal, Y.-W. Tan, M. Fazlollahi, J. D. Chudow, J. A. Jaszczak, H. L. Stormer, and P. Kim, "Landau-level splitting in graphene in high magnetic fields", *Phys. Rev. Lett.* **96**, 136806 (2006).
15. D. A. Abanin, K. S. Novoselov, U. Zeitler, P. A. Lee, A. K. Geim, and L. S. Levitov, "Dissipative quantum Hall effect in graphene near the Dirac point", *Phys. Rev. Lett.* **98**, 196806 (2007).
16. Y. Zhao, P. Cadden-Zimansky, Z. Jiang, and P. Kim, "Symmetry breaking in the zero-energy Landau level in bilayer graphene", *Phys. Rev. Lett.* **104**, 066801 (2010).
17. G. M. Gusev, A. D. Levin, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, and N. N. Mikhailov, "Quantum transport of Dirac fermions in HgTe gapless quantum wells", *Nanomaterials* **12**, 2047 (2022).
18. G. M. Gusev, D. A. Kozlov, A. D. Levin, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, "Robust helical edge transport at $\nu = 0$ quantum Hall state", *Phys. Rev. B* **96**, 045304 (2017).
19. E. Shimshoni, H. A. Fertig, and G. Venkateswara Pai, "Onset of an insulating zero-plateau quantum Hall state in graphene", *Phys. Rev. Lett.* **102**, 206408 (2009).
20. M. L. Savchenko, D. A. Kozlov, S. S. Krishtopenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, A. Pimenov, and D. Weiss, "Quantum Hall effect and zero-resistance plateau in bulk HgTe", *Phys. Rev. Res.* **7**, L042047 (2025).
21. K. Novoselov, E. McCann, S. V. Morozov, V. I. Fal'ko, M. I. Katsnelson, U. Zeitler, D. Jiang, F. Schedin, and A. K. Geim, "Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene", *Nat. Phys.* **2**, 177 (2006).
22. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, "Phase transitions in two tunnel-coupled HgTe quantum wells: bilayer graphene analogy and beyond", *Sci. Rep.* **6**, 30755 (2016).
23. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, B. Jouault, W. Desrat, F. Teppe, S. A. Dvoretzky, and N. N. Mikhailov, "Unconventional reentrant quantum Hall effect in a HgTe/CdHgTe double quantum well", *Phys. Rev. B* **102**, 165305 (2020).
24. M. B. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных, М. Р. Попов, В. Н. Неверов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, "Двойная квантовая яма в системе HgTe/CdHgTe со спектром двуслойного графена и проявляющиеся в ней особенности квантового магнитотранспорта", *Письма в ЖЭТФ* **104**, 415 (2016) [M. V. Yakunina, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornyykh, M. R. Popov, V. N. Neverov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, "HgTe/CdHgTe double quantum well with a spectrum of bilayer graphene and peculiarities of its magnetotransport", *JETP Lett.* **104**, 403 (2016)].
25. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, С. М. Подгорных, В. Н. Неверов, М. Р. Попов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, "Особенности магнитотранспорта в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe с промежуточной степенью инверсии зон", *Письма в ЖЭТФ* **116**, 378 (2022) [M. V. Yakunin, V. Ya. Aleshkin, S. M. Podgornyykh, V. N. Neverov, M. R. Popov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, "Features of magnetotransport in a HgTe/CdHgTe double quantum well with an intermediate degree of band inversion", *JETP Lett.* **116**, 385 (2022)].
26. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, В. Н. Неверов, М. Р. Попов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, "Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле", *Письма в ЖЭТФ* **118**, 896 (2023) [M. V. Yakunin, V. Ya. Aleshkin, V. N. Neverov, M. R. Popov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, "Magnetoresistance of a HgTe/CdHgTe double quantum well in an in-plane magnetic field", *JETP Lett.* **118**, 899 (2023)].
27. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, "Multiple crossings of Landau levels of two-dimensional fermions in double HgTe quantum wells", *Phys. Rev. B* **103**, 035302 (2021).
28. 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, "Природа структурной асимметрии в двойных квантовых ямах HgTe", *Письма в ЖЭТФ* **116**, 535 (2022) [A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, L. S. Bovkun, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkii, B. A. Piot, M. Potemski, M. Orlita, F. Teppe, and V. I. Gavrilenko, "Origin of structure inversion asymmetry in double HgTe quantum wells", *JETP Lett.* **116**, 547 (2022)].
29. J. C. Budich, B. Trauzettel, and P. Michetti, "Time reversal symmetric topological exciton condensate in bilayer HgTe quantum wells", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 146405 (2014).
30. Y. Baum, Th. Posske, I. C. Fulga, B. Trauzettel, and A. Stern, "Coexisting edge states and gapless bulk in topological states of matter", *Phys. Rev. Lett.* **114**, 136801 (2015).

31. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, F. G. G. Hernandez, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, “Two-dimensional topological insulator state in double HgTe quantum well”, *Phys. Rev. B* **101**, 241302 (2020).
32. S. S. Krishtopenko, “Higher-order topological insulator in cubic semiconductor quantum wells”, *Sci. Rep.* **11**, 21060 (2021).
33. S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, B. Jouault, and F. Teppe, “Disorder-induced phase transitions in double HgTe quantum wells”, *Phys. Rev. B* **111**, 045431 (2025).
34. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, “Quantum Hall effect near the charge neutrality point in a two-dimensional electron-hole system”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 166401 (2010).
35. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, “Band structure of semimagnetic $\text{Hg}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$ quantum wells”, *Phys. Rev. B* **72**, 035321 (2005).
36. D. G. Polyakov and B. I. Shklovskii, “Variable range hopping as the mechanism of the conductivity peak broadening in the quantum Hall regime”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3796 (1993).
37. D. G. Polyakov and B. I. Shklovskii, “Conductivity-peak broadening in the quantum Hall regime”, *Phys. Rev. B* **48**, 11167 (1993).
38. I. L. Aleiner and B. I. Shklovskii, “Effect of screening of the Coulomb interaction on the conductivity in the quantum Hall regime”, *Phys. Rev. B* **49**, 13721 (1994).
39. П. С. Алексеев, “Вязкое течение двухкомпонентной электронной жидкости в магнитном поле”, *ФТП* **56**, 866 (2022) [P. S. Alekseev, “Viscous Flow of Two-Component Electron Fluid in Magnetic Field”, *Semiconductors* **57**, 193 (2023)].
40. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, B. N. Narozhny, M. Schutt, and M. Titov, “Magnetoresistance in Two-Component Systems”, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 156601 (2015).
41. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, B. N. Narozhny, M. Schutt, and M. Titov, “Magnetoresistance of compensated semimetals in confined geometries”, *Phys. Rev. B* **95**, 165410 (2017).
42. S. Wiedmann, A. Jost, C. Thienel, Ch. Brune, Ph. Leubner, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. C. Maan, and U. Zeitler, “Temperature-driven transition from a semiconductor to a topological insulator”, *Phys. Rev. B* **91**, 205311 (2015).
43. O. E. Raichev, G. M. Gusev, A. D. Levin, and A. K. Bakarov, “Manifestations of classical size effect and electronic viscosity in the magnetoresistance of narrow two-dimensional conductors: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B* **101**, 235314 (2020).