Письма в ЖЭТФ, том 96, вып. 11, с. 815 – 820

Слабая локализация дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах

Д. А. Козлов[+*1)], *З. Д. Квон*[+*], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. А. Дворецкий*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

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

Поступила в редакцию 31 октября 2012 г.

Экспериментально исследована слабая локализация системы бесщелевых двумерных дираковских фермионов (ДДФ), реализованной в HgTe квантовых ямах с толщиной $d = 6.6$ нм, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Обнаружена отрицательная логарифмическая поправка к проводимости системы как в дираковской точке, так и вблизи нее. Аномальное магнитосопротивление ДДФ является положительным. Это позволяет сделать вывод о том, что слабая локализация в системе ДДФ определяется эффектами локализации и взаимодействия при наличии быстрой спиновой релаксации.

В недавней работе [1], посвященной измерению циклотронного резонанса, было показано, что в квантовых ямах на основе теллурида ртути (HgTe), толщина которых близка к критической (d_c), соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру, реализуется система бесщелевых однодолинных двумерных дираковских фермионов (ДДФ). Теоретически на возможность существования таких ДДФ было указано более двадцати лет назад в работах [2, 3]. Однако возможность экспериментальной реализации такой системы появилась только недавно после разработки технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) HgTe. Последняя позволяет получать квантовые ямы (КЯ) высокого качества, практически не уступающего КЯ, создаваемым с помощью давно и хорошо развитой технологии МЛЭ на основе полупроводников A_3B_5. Очевидно, что появление ДДФ в HgTe квантовых ямах позволит заметно расширить круг явлений, наблюдаемых в низкоразмерных электронных системах, в которых релятивистские эффекты играют ключевую роль. До настоящего времени подобные исследования ограничивались только графеном. В этом случае линейный спектр обусловлен особенностью гексагональной симметрии решетки и не имеет, вообще говоря, никакого отношения к релятивистским эффектам. Следует также отметить, что спин-поляризованные ДДФ могут быть получены в трехмерных топологических изоляторах. Однако исследование их транспортных свойств пока затруднено низким качеством реальных систем [4].

В данной работе впервые проведено экспериментальное исследование эффектов слабой локализации в системе бесщелевых однодолинных ДДФ. Экспериментальные образцы представляли собой двойные гетеропереходы HgCdTe/HgTe/HgCdTe, выращенные с помощью МЛЭ на толстом полуизолирующем слое CdTe с ориентацией (013). Технология выращивания таких гетеропереходов описана в [5]. Основной особенностью указанных образцов является толщина HgTe квантовой ямы, равная в данном случае 6.6 нм. Как показывают расчеты, проведенные в [6], критическая толщина $d_c = 6.3$ нм для ям с ориентацией (013) практически совпадает с d_c для (100)-ориентированных КЯ. Следует заметить, что деформация квантовой ямы, возникающая из-за разных постоянных решеток HgTe и CdTe, может увеличить d_c на 0.1–0.3 нм [7]. С учетом указанных факторов в работе выращивались ямы с набором толщин: 6.3, 6.4, 6.6 и 7.0 нм. Результаты работы [1] показывают, что наиболее оптимальной является яма толщиной 6.6 нм, так как уровни Ландау такой ямы в наибольшей степени соответствуют спектру ДДФ. Поэтому в данной работе исследовались ямы именно такой толщины. Для проведения магнитотранспортных измерений на основе описанных структур были изготовлены стандартные холловские мостики с шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм. Омические контакты получались вжиганием индия. Металлический затвор TiAu напылялся на предварительно выращенный на поверхности полупроводника при 100 °C двойной слой диэлектрика, состоящий из 100 нм SiO_2 и 200 нм Si_3N_4. В окончательном виде экспериментальный образец представлял собой полевой холловский транзистор на основе HgTe квантовой ямы. Его вид сверху, а также схематический разрез выращенной структуры с квантовой ямой показаны на рис. 1a.

1) e-mail: dimko@thermo.isp.nsc.ru

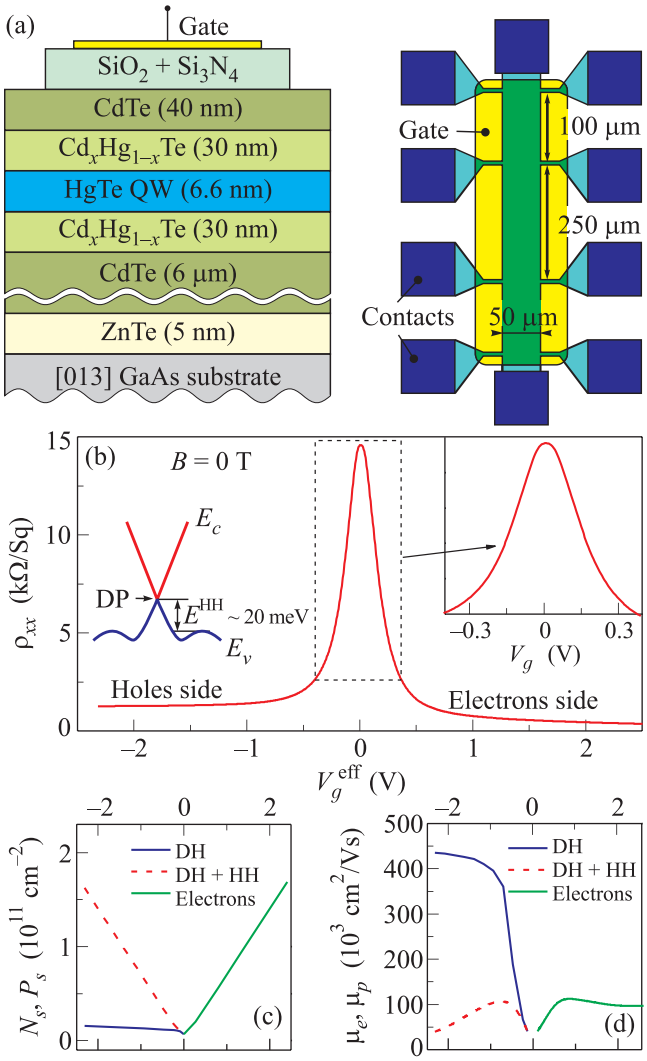

Рис. 1. (a) – Схематический разрез изученной структуры, а также изображение изготовленного полевого транзистора. (b) – Зависимость $\rho_{xx}(V_g^{\text{eff}})$ при 4.2 К (на правой вставке – увеличенная центральная часть кривой в диапазоне напряжений ±0.4 В), на левой – зонная диаграмма). (c), (d) – Зависимости концентрации и подвижности дырок и электронов от затворного напряжения. Правые части рис. (c) и (d) (при $V_g^{\text{eff}} > 0$) соответствуют дираковским электронам, левые – дираковским дыркам (сплошная линия, DH), а также полной концентрации дырок и средней дырочной подвижности (пунктир, DH + HH)

Магнитотранспортные измерения проводились в диапазоне температур 0.2–10 К в магнитных полях до 1 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6–12 Гц при токе 1–10 нА. На рис. 1b показана типичная зависимость $\rho_{xx}(V_g^{\text{eff}})$, измеренная при температуре 4.2 К. Хорошо видно, что она имеет вид кривой с одним максимумом (кривая сдвинута по оси x таким образом, чтобы максимум сопротивления совпадал с $V_g^{\text{eff}} = 0$), причем при $|V_g^{\text{eff}}| < 0.4$ она симметрична. Положение максимума определяется встроенным зарядом диэлектрика, зависящим от условий как роста диэлектрического слоя, так и захолаживания образца. Значение сопротивления в пике $\rho_{xx}^{\max}|_{T=4.2\,\text{K}} = 14.5$ кОм, т.е. почти в два раза меньше величины h/e^2, определяющей границу между квазиметаллическим и диэлектрическим поведением двумерной системы. Отметим, что величина $\rho_{xx}^{\max}|_{T=4.2\,\text{K}}$ может меняться от образца к образцу в пределах 8–16 кОм.

На рис. 1c сплошными линиями показаны зависимости $N_s(V_g^{\text{eff}})$ и $P_s(V_g^{\text{eff}})$ концентраций электронов и дырок, найденные из холловских измерений в слабых магнитных полях. Полученные зависимости хорошо экстраполируются к нулю в точке, совпадающей с максимумом сопротивления $V_g^{\text{eff}} = 0$. Приведенные данные позволяют предположить, что значение $V_g^{\text{eff}} = 0$, при котором $\rho_{xx} = \rho_{xx}^{\max}$, соответствует пересечению уровнем Ферми дираковской точки, где сходятся дираковские конусы электронов и дырок. Однако указанные зависимости $N_s(V_g^{\text{eff}})$ и $P_s(V_g^{\text{eff}})$ являются симметричными только при малых значениях $|V_g^{\text{eff}}| < 0.4$ В. При бóльших отрицательных значениях V_g^{eff} наклон кривой $|dP_s/dV_g^{\text{eff}}|$ уменьшается, а концентрация дираковских дырок выходит на насыщение. С другой стороны, емкость структуры квантовая яма–затвор с точностью до нескольких процентов остается неизменной при всех затворных напряжениях и линейная зависимость полного заряда двумерной системы от приложенного напряжения должна сохраняться.

Полученное несоответствие можно объяснить следующим образом. Согласно расчетам [8] спектр HgTe КЯ при $d = d_c$ является симметричным дираковским конусом только вблизи дираковской точки при энергиях меньше 20–30 мэВ (см. левую вставку к рис. 1b). При дальнейшем удалении от дираковской точки в глубь валентной зоны на некотором расстоянии от центра зоны Бриллюэна возникают дополнительные экстремумы тяжелых двумерных дырок. Это позволяет предположить, что в нашей системе при $V_g^{\text{eff}} < -0.4$ В уровень Ферми опускается ниже уровня дополнительных экстремумов и начинается одновременное заполнение как зоны двумерных дираковских дырок (*dirac holes*, DH на рис. 1c), так и зоны тяжелых двумерных дырок (*heavy holes*, HH) со значительно меньшей подвижностью, но с большей массой и, соответственно, плотностью состояний. Дираковские дырки маскируют вклад тяжелых дырок в транспортный отклик. Поэтому холловские измерения в слабых полях дают информацию только

о концентрации дираковских дырок P_s^{DH}. С другой стороны, созаполнение дырочных подзон определяется отношением их плотностей состояний. В результате при $V_g^{\mathrm{eff}} < -0.4$ В в основном меняется концентрация тяжелых дырок P_s^{HH}, а концентрация дираковских дырок P_s^{DH} практически не меняется, что и демонстрирует рис. 1c.

Предложенное объяснение согласуется с поведением температурной зависимости сопротивления (его анализ представлен ниже) и с началом резкого роста подвижности дираковских дырок (DH на рис. 1d) при $V_g^{\mathrm{eff}} < -0.4$ В. Указанный скачок подвижности связан с более эффективным экранированием примесей тяжелыми дырками, чем дираковскими. Аналогичный эффект роста электронной подвижности был обнаружен при переходе двумерный электронный газ–полуметалл [9]. При учете тяжелых дырок средняя подвижность (DH + HH на рис. 1d) не испытывает такого скачка, а, наоборот, снижается при дальнейшем увеличении отрицательного затворного напряжения.

На рис. 2a приведены результаты измерения зависимости $\rho_{xx}(V_g^{\mathrm{eff}})$ в диапазоне температур 0.2–11 К.

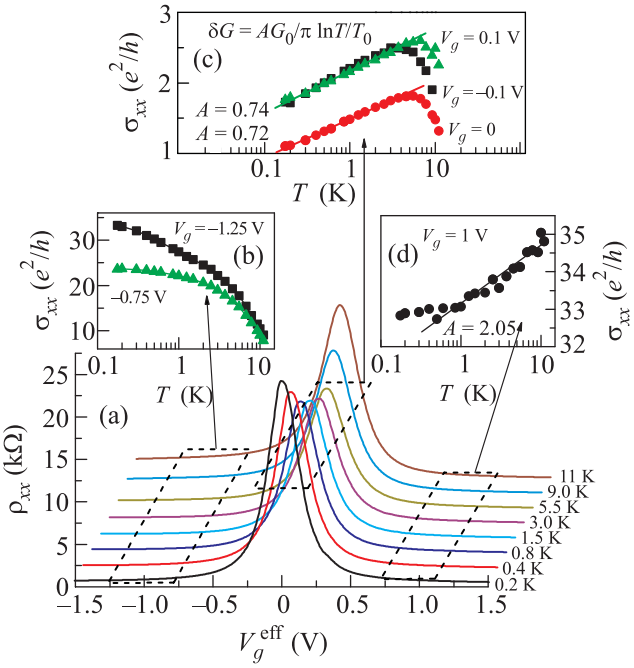

Рис. 2. (a) – Зависимость $\rho_{xx}(V_g^{\mathrm{eff}})$ в диапазоне температур 0.2–11 К. (b), (c) и (d) – Температурные зависимости сопротивления при фиксированном затворном напряжении для трех различных областей: зоны одновременного существования дираковских и тяжелых дырок (b), области в окрестности дираковской точки (c) и области дираковских электронов вдали от дираковской точки (d)

Их анализ показывает, что на зависимости $\rho_{xx}(V_g^{\mathrm{eff}})$ можно выделить две области, граница между которыми проходит при напряжении $V_g^{\mathrm{HH}} = -0.4$ В. В первой области, $V_g^{\mathrm{eff}} > -0.4$ В (рис. 2c и d), содержащей дираковскую точку, при низких температурах ($T < 4$ К) сопротивление растет с понижением температуры по логарифмическому закону, а во второй – падает (рис. 2b). Наблюдаемая точка перехода между областями совпадает с началом заполнения зоны тяжелых дырок, определяемой из зависимости $P_s^{\mathrm{DH}}(V_g^{\mathrm{eff}})$. Одновременное существование дираковских и тяжелых двумерных дырок приводит к их взаимному рассеянию по механизму Ландау, пропорциональному T^2 и приводящему к требуемой отрицательной поправке к проводимости. Аналогичный эффект наблюдался в двумерных полуметаллах [9], где происходило рассеяние легких электронов на тяжелых дырках. Из полученных экспериментальных данных можно оценить расстояние от потолка зоны тяжелых дырок до дираковской точки E_{HH}. Напряжению V_g^{HH} соответствует концентрация двумерных дираковских дырок, при которой начинается заполнение второй подзоны ($P_s^{\mathrm{DH}} = 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$). Величина скорости ДДФ была рассчитана в [8]. Она равна $\approx 7 \cdot 10^7$ см/с, что дает $E_{\mathrm{HH}} \approx 20$ мэВ (значение, близкое к расчетному). Межчастичное рассеяние дираковских и тяжелых дырок заслуживает особого обсуждения. Ему будет посвящена отдельная работа.

Основной целью данной статьи является исследование поведения ДДФ, т.е. фактически область $V_g^{\mathrm{eff}} > V_g^{\mathrm{HH}}$. Рис. 2c демонстрирует температурную зависимость проводимости в трех точках по затворному напряжению: $V_g^{\mathrm{eff}} = 0$ (дираковская точка), -0.1 В (дырки) и $+0.1$ В (электроны). Хорошо видно, что поведение всех трех зависимостей качественно одинаково. В диапазоне температур от 11 до 4 К наблюдается относительно быстрый рост проводимости σ_{xx}. Затем, пройдя через максимум, она начинает уменьшаться по логарифмическому закону вплоть до самой низкой температуры, 0.2 К, с примерно одинаковым наклоном для всех трех кривых. Описанное поведение температурной зависимости проводимости является не совсем типичным для разупорядоченных двумерных металлов с проводимостью в несколько единиц $G_0 = e^2/h$. В них смена знака dR/dT происходит при температурах выше 100 К [10], причем связана она с уменьшением роли фононного рассеяния при понижении температуры. В нашем же случае смена знака происходит при на порядок меньшей температуре. По-видимому, это связано с рассеянием ДДФ активационно возбужденными тяжелыми дырками. Логарифмическое уменьшение прово-

димости является уже общим как для обычных металлов, так и для данной системы. Оно свидетельствует о существовании эффектов слабой локализации и взаимодействия и одновременно о бесщелевом характере изучаемых ДДФ. Рассмотрим указанное логарифмическое поведение подробнее. Как хорошо известно [11], в случае разупорядоченного двумерного металла квантовую поправку к проводимости можно представить в виде двух вкладов: вызванного слабой локализацией и обусловленного взаимодействием между электронами, т.е.

$$\delta\sigma = \delta\sigma_{\rm loc} + \delta\sigma_{\rm int}. \qquad (1)$$

Слаболокализационная поправка дает вклад

$$\delta\sigma_{\rm loc} = \alpha_{\rm loc}\frac{G_0}{\pi}\ln\frac{kT}{T_0}, \qquad (2)$$

где $\alpha_{\rm loc}$ – коэффициент, равный 1 в случае слабой локализации и $-1/2$ в случае антилокализации. В диффузном режиме ($T\tau \ll 1$) поправку к проводимости от взаимодействия между электронами в упрощенном виде можно представить как [11, 12]

$$\delta\sigma_{\rm int} = \alpha_{\rm int}\frac{G_0}{\pi}\ln\frac{T\tau}{\hbar}, \qquad (3)$$

где $\alpha_{\rm int}$ – коэффициент, зависящий от параметра взаимодействия в триплетном канале F_0^σ:

$$\alpha_{\rm int} = 1 + 3\Big(1 - \ln\frac{1+F_0^\sigma}{F_0^\sigma}\Big). \qquad (4)$$

Тогда суммарная поправка от слабой локализации и взаимодействия также будет давать логарифмическую температурную зависимость:

$$\delta\sigma = A\frac{G_0}{\pi}\ln\frac{T}{T_0}, \qquad (5)$$

где $A = \alpha_{\rm loc} + \alpha_{\rm int}$. Значение коэффициента $A = 0.72-0.74$, извлеченное путем подгонки к низкотемпературным частям кривых на рис. 2c формулы (5), оказалось близким для всех трех зависимостей. Таким образом, в дираковской точке и в ее окрестности наблюдается, по существу, одинаковое логарифмическое уменьшение проводимости при понижении температуры, вызванное эффектами слабой локализации и взаимодействия между электронами. При увеличении затворного напряжения по мере удаления от дираковской точки коэффициент A начинает расти, достигая значения $A = 2$ при $V_g^{\rm eff} = 1$ и $\sigma = 33\,e^2/h$ (см. рис. 2d).

Относительные вклады слабой локализации и взаимодействия можно определить из измерений аномального магнитосопротивления (АМС), которое позволяет найти величину и знак $\alpha_{\rm loc}$. Результаты его измерения при различных значениях затворного напряжения и, соответственно, проводимости приведены на рис. 3a. Хорошо видно, что АМС имеет поло-

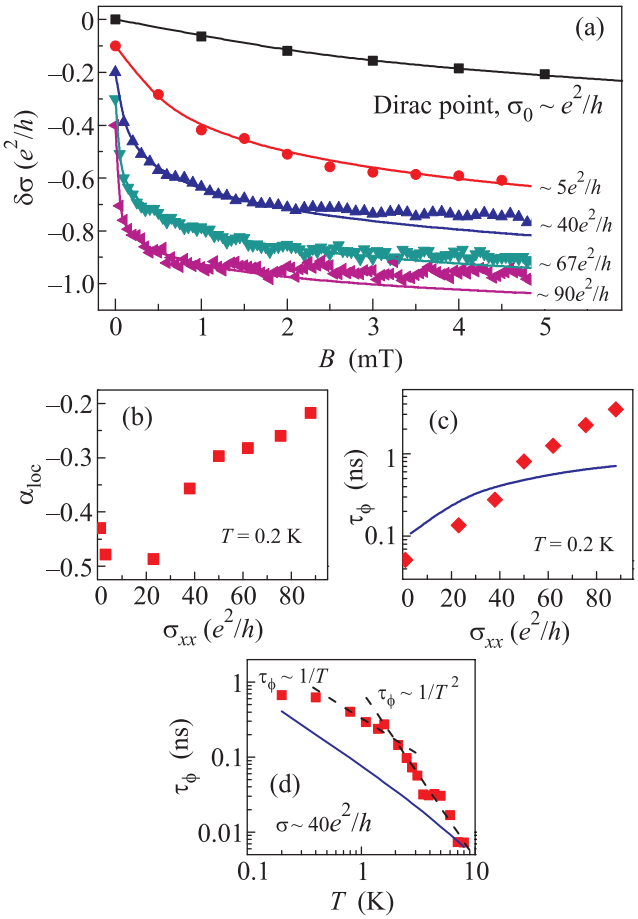

Рис. 3. (a) – Зависимость АМС от магнитного поля при температуре $T = 0.2$ К при различных значениях проводимости системы. Значки – экспериментальные данные, сплошные линии – подгонка по формуле (6). Каждая кривая для удобства восприятия сдвинута по вертикальной оси на величину $0.1e^2/h$ относительно предыдущей. (b) и (c) – Извлеченные из подгонки параметры $\alpha_{\rm loc}$ и τ_ϕ в зависимости от проводимости системы. Значки – экспериментальные данные. Сплошная линия на рис. c соответствует теоретической зависимости (7). (d) – Зависимость τ_ϕ от температуры. Сплошная линия — расчет по формуле (7), штриховые – степенные законы $\sim 1/T$ и $\sim 1/T^2$

жительный знак, монотонное поведение и квазинасыщение в некотором магнитном поле для всех точек по затворному напряжению, включая дираковскую. С ростом проводимости магнитное поле, при котором происходит квазинасыщение, уменьшается более чем на порядок и при $\sigma \gg e^2/h$ становится меньше 1 мТл. Как хорошо известно, положительный

знак АМС свидетельствует о сильном влиянии спин-орбитального взаимодействия, приводящего к антилокализации [13–16]. Теория, описывающая АМС, развита в классических работах [13, 14]. Она справедлива при условии $l_B < l_{\rm tr}$ (где l_B и $l_{\rm tr}$ – магнитная длина и транспортная длина свободного пробега соответственно), т.е. в магнитных полях, меньших $B_{\rm tr} = \hbar/el_{\rm tr}^2$. В наших условиях $B_{\rm tr}$ меняется от 300 мТл вблизи дираковской точки до 1 мТл вдали от нее. Таким образом, применение теории [13, 14] оправдано для всей исследованной области затворных напряжений. Согласно [13, 14] для АМС имеем

$$\delta G(B) = \alpha_{\rm loc}\frac{G_0}{2}\Big[\ln x + \psi\Big(\frac{1}{2}+\frac{1}{x}\Big)\Big], \qquad (6)$$

где ψ – дигамма-функция, $x = \frac{4eD}{\hbar}B\tau_\phi = \frac{4e}{\hbar}L_\phi^2 B$, D – коэффициент диффузии, τ_ϕ и L_ϕ – время и длина фазовой когерентности соответственно. Подгонка выражения (6) к экспериментальным кривым позволяет определить не только коэффициент $\alpha_{\rm loc}$, но и важнейший параметр слабой локализации – время τ_ϕ. Результаты такой подгонки, представленные на рис. 3a, демонстрируют, что все измеренные экспериментальные зависимости хорошо описываются уравнением (6) в диапазоне $B < B_{\rm tr}$. На рис. 3b, c и d показаны зависимости коэффициента $\alpha_{\rm loc}$ и времени фазовой когерентности τ_ϕ от проводимости системы σ, а также зависимость τ_ϕ от температуры.

Начнем с анализа $\alpha_{\rm loc}$. При наличии быстрой спиновой релаксации, т.е. при условии $\tau_s \sim \tau_{\rm tr} \ll \tau_\phi$, теория слабой локализации дает для него значение $\alpha_{\rm loc} = -0.5$. Как видно из рис. 3b, при $\sigma < 40e^2/h$ значение $\alpha_{\rm loc}$ действительно близко к указанному. Однако при дальнейшем росте σ $\alpha_{\rm loc}$ начинает уменьшаться по модулю до значений $\alpha_{\rm loc} = -0.2$ при $\sigma \sim 90e^2/h$. Такое отклонение значения $\alpha_{\rm loc}$ от теоретически предсказанного является довольно распространенным. Оно до сих пор не имеет какого-либо объяснения. Сопоставление полученных значений $\alpha_{\rm loc}$ и A показывает, что основной вклад в величину A (5) дает не $\alpha_{\rm loc}$. Таким образом, логарифмическая температурная поправка к проводимости определяется доминирующей ролью эффектов взаимодействия. Зная величину $\alpha_{\rm loc}$, можно определить вклад эффектов взаимодействия. Для зависимостей в окрестности дираковской точки получаем $\alpha_{\rm int} = 1.1 \pm 0.1$. Такие значения $\alpha_{\rm int}$ указывают, что в нашем случае константа $|F_0^\sigma| \ll 1$. Как было отмечено выше, с ростом проводимости константа A увеличивается и при $\sigma = 33\,e^2/h$ становится равной 2, что дает $\alpha_{\rm int} = 2.2$. Столь высокое значение $\alpha_{\rm int}$ является аномальным. Его объяснение требует как дальнейших экспериментов, так и развития теории эффектов взаимодействия для случая ДДФ.

Проанализируем теперь поведение времени фазовой когерентности. Как видно из рис. 3d, температурная зависимость τ_ϕ ведет себя при $T > 1$ К как $\sim T^{-2}$, при $T < 1$ К как $\sim T^{-1}$, а при $T < 0.3$ К выходит на насыщение, т.е. растет при понижении температуры сначала по механизму Ландау, а затем по механизму сбоя фазы, обусловленного флуктуациями электромагнитного поля [17]. Насыщение τ_ϕ, часто наблюдаемое в экспериментах по слабой локализации, связано, скорее всего, с перегревом электронной подсистемы, а также с приближением значения L_ϕ к поперечному размеру холловского мостика. Описанное поведение τ_ϕ наблюдалось во множестве двумерных и квазидвумерных систем [11]. Однако в данной работе величина τ_ϕ заметно превышает полученные ранее. В частности, в графене и недавно исследованных HgTe квантовых ямах с прямым и инвертированным спектром [18–20] она на порядок меньше найденных нами значений. Сравним теперь поведение τ_ϕ с теорией. При $|F_0^\sigma| \ll 1$ теория дает следующее выражение для τ_ϕ [12]:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{kT}{\hbar}\frac{G_0}{\sigma}\ln\Big(\frac{\sigma}{G_0}\Big) + \frac{\pi}{4}\frac{(kT)^2}{\hbar E_F}\ln\Big(\frac{E_F\tau_{\rm tr}}{\hbar}\Big). \qquad (7)$$

Зависимость $\tau_\phi(\sigma)$, рассчитанная из (7) при $T = 0.2$ К, а также зависимость и $\tau_\phi(T)$ для $\sigma = 40\,e^2/h$ показаны на рис. 3c и d сплошными линиями. Видно, что наблюдается качественное согласие теории и эксперимента. Отметим, что недавно в работе [20] было получено уменьшение τ_ϕ с ростом проводимости в HgTe ямах с инвертированной щелью, что находится в противоречии как с теорией, так и с результатами данной работы.

Работа поддержана грантами РФФИ #11-02-12142-офи-м и 12-02-00054-а, а также РАН (пр. 24.11).

1. З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **94**, 895 (2011).
2. Л. Г. Герчиков, А. В. Субашиев, ФТП **23**, 2210 (1989).
3. L. G. Gerchikov and A. V. Subashiev, Phys. Stat. Sol. **160**, 443 (1990).
4. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
5. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., ФНТ **37**(3), 258 (2011).
6. O. E. Raichev, PRB **85** (4), 045310 (2012).
7. Е. Л. Новик, частное сообщение.
8. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov et al., Nature Physics **7**, 418 (2011).

9. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
10. V. T. Renard, I. V. Gorniy, O. A. Tkachenko et al., PRB **72**, 075313 (2005).
11. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems* (ed. by A. L. Efros and M. Pollak), North Holland, Amsterdam, 1985.
12. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, PRB **64**, 214204 (2001).
13. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**(2), 707 (1980).
14. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин и др., ЖЭТФ **81**, 768 (1981).
15. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, and V. N. Ovsyuк, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, L683 (1984).
16. Г. М. Гусев, З. Д. Квон, В. Н. Овсюк, ЖЭТФ **88**, 2077 (1985).
17. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky, J. Phys. C **15**, 7367 (1982).
18. F. V. Tikhonenko, A. A. Kozikov, A. K. Savchenko et al., PRL **103**, 226801 (2009).
19. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Г. М. Гусев и др., Письма в ЖЭТФ **91**(7), 375 (2010).
20. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut et al., PRB **85**, 235312 (2012).