Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 8, с. 552 – 555

Флуктуационный кондактанс мезоскопических проводников на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме

Д. А. Курмачев[+*1)], *З. Д. Квон*[+*], *Н. Н. Михайлов*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Физический факультет Новосибирского государственного университета, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 14 февраля 2026 г.
После переработки 6 марта 2026 г.
Принята к публикации 7 марта 2026 г.

Впервые исследованы флуктуации диссипативного и холловского кондактанса в проводниках субмикронного размера на основе сильно разупорядоченных HgTe квантовых ям с полуметаллическим энергетическим спектром и проведен сравнительный анализ их поведения с универсальными флуктуациями кондактанса в состоянии электронного металла. Сделан вывод, что сильно разупорядоченный двумерный полуметалл в HgTe квантовой яме характеризуется существованием аномальных флуктуаций диссипативного и холловского кондактанса, чья природа не связана с общеизвестными универсальными флуктуациями кондактанса в неупорядоченном металле.

DOI: 10.7868/S3034576626040183

1. Введение. Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) являются одними из самых ярких и фундаментальных явлений, отражающих квантовую природу электрона при его движении в поле случайного потенциала. Именно с их открытием связано рождение мезоскопики. В режиме слабой локализации ($k_F l \gg 1$, где k_F – фермиевский волновой вектор, l – длина свободного пробега) их амплитуда к кванту проводимости ($\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle} \approx e^2/h$) для образца с длиной $L < L_T$. При конечной температуре $\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle} \approx e^2/h \times L_T/L$, где $L_T = \sqrt{D\hbar/T}$ – длина температурной когерентности (D – коэффициент диффузии) [1–5]. В подавляющем большинстве ситуаций $L_T = (0.1 - 1)$ мкм при $T \leq 1$ K. Соответствующим образом УФК наблюдаются в проводниках субмикронного размера, и к настоящему времени литература по их изучению в самых различных мезоскопических системах насчитывает сотни работ. Недавно в [6] при исследовании двумерных полуметаллов с сильным беспорядком были обнаружены аномальные флуктуации кондактанса (АФК), поведение которых принципиальным образом отличается от такового для УФК. Во-первых, они имеют заметную амплитуду в образцах макроскопического размера, то есть когда он превышает 100 мкм. Во-вторых, при приложении магнитного поля амплитуда АФК сначала растет почти на порядок, достигая аномально высоких значений средней величины ($\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle} \approx 10e^2/h$) в магнитном поле около 0.1 Тл, а при дальнейшем увеличении поля начинает резко падать, и в поле выше 0.5 Тл АФК исчезают. В-третьих, в диапазоне температур 1–0.25 K наблюдается аномальный экспоненциально сильный рост амплитуды АФК, который только при $T < 0.2$ K сменяется слабым степенным ростом, характерным для обычных УФК.

В данной работе сообщается об особенностях поведения флуктуаций кондактанса сильно разупорядоченного двумерного полуметалла (ДП) уже в образцах субмикронных размеров. Благодаря этому обнаружен целый ряд принципиально новых свойств указанных флуктуаций. Во-первых, они, в отличие от АФК в макроскопических образцах, имеют заметную амплитуду, в несколько раз превышающую амплитуду УФК в отсутствие магнитного поля, во-вторых, впервые наблюдались флуктуации холловского кондактанса, и, в-третьих, магнитное поле приводит не только к росту амплитуды флуктуаций, но также меняет их спектральные характеристики.

2. Эксперимент. Экспериментальные образцы представляли собой мезоскопические структуры специальной холловской геометрии, снабженные затвором, состоящим из слоя низкотемпературного SiO_2 и напыленной на него металлической TiAu пленки (см. рис. 1a), изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 13 и 14 нм и с ориентацией (013),

[1)]e-mail: kurmachevdmit@gmail.com

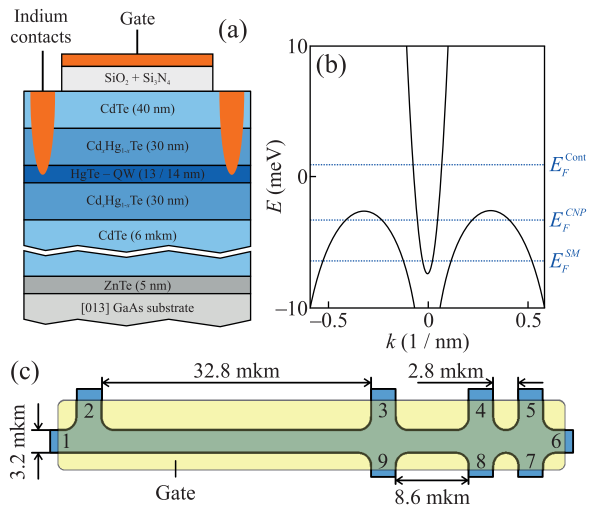

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Поперечный разрез исследуемой гетероструктуры. (b) – Качественная картина энергетического спектра исследуемой системы с указанием положения уровня Ферми: E_F^{Cont} – в области контактов, E_F^{CNP} – в точке CNP, E_F^{SM} – в самой отрицательной точке по V_g. (c) – Схематическое изображение исследуемого образца с указанием размеров и номеров контактов

в которых реализуется энергетический спектр ДП с величиной перекрытия зон проводимости и валентной около 5 мэВ [7] (см. рис. 1b). Измерения проводились в диапазоне температур 0.1–10 K в магнитных полях до 2 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 3–6 Гц при величинах тянущего тока 1–10 нА, исключающих эффекты разогрева.

На рисунке 2a показаны зависимости сопротивления наиболее короткой части исследуемой структуры от затворного напряжения $R_{1645}(V_g) = V_{45}/I_{16}$ (измеренного при пропускании тока через контакты 1, 6 и измерении напряжения на контактах 4, 5) при температурах 1 K и 100 мК. Хорошо видно, что качественное поведение приведенных кривых подобно ранее исследованным макроскопическим образцам ДП с сильным беспорядком [6], только в отличие от них в окрестности максимума величина сопротивления практически не меняется при уменьшении температуры, что и следовало ожидать для образцов мезоскопических размеров. При более внимательном анализе описываемых зависимостей можно обнаружить особенность в их поведении: флуктуации сопротивления наблюдаются во всей области затворных напряжений, т.е. они существуют не только в режиме слабой локализации, как ранее [6], но и в области максимума, т.е. при $k_F l \approx 1$. На рисунке 2b в зависимости от V_g показано поведение флуктуаций кондактанса в

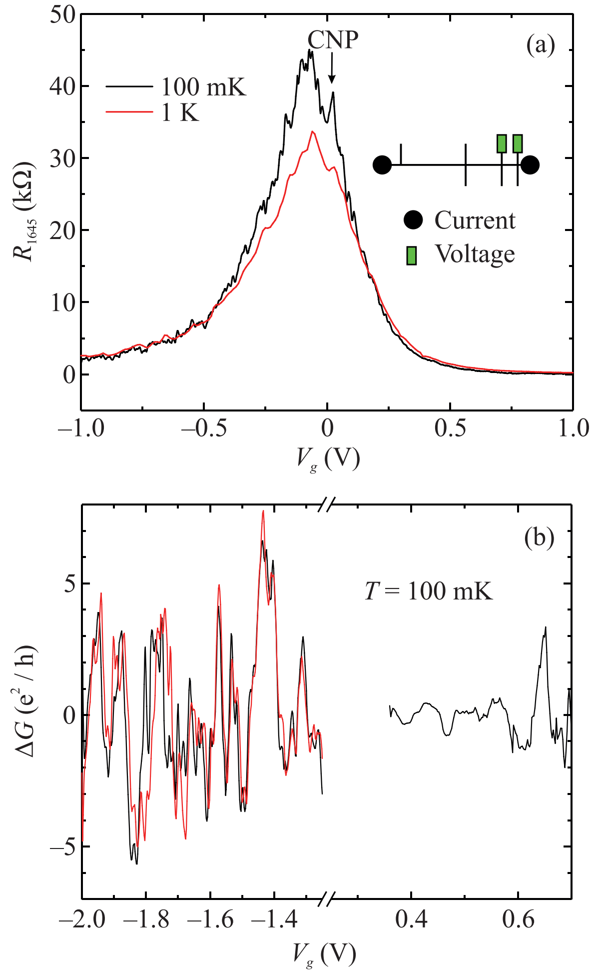

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Затворная зависимость сопротивления короткого участка экспериментального образца при 1 K и 100 мК; (b) – флуктуации кондактанса в режиме слабой локализации для состояний ДЭМ и ДП при 100 мК (две кривые демонстрируют воспроизводимость измерений)

режиме слабой локализации ($k_F l \gg 1$) как для состояния двумерного электронного металла (ДЭМ), так и для ДП. Из него ясно видно, что амплитуда флуктуаций кондактанса в состоянии ДП намного больше их амплитуды в состоянии ДЭМ.

Рисунок 3a показывает зависимость холловского сопротивления $R_H(V_g)$ от затворного напряжения. Она демонстрирует эффект перехода от ДЭМ к ДП еще ярче: в состоянии ДЭМ флуктуации R_H не наблюдаются, а при переходе к ДП возникают флуктуации R_H, сравнимые с его средней величиной. На рисунке 3b показано поведение уже флуктуирующего холловского кондактанса. На рисунке 4 приведены зависимости средней амплитуды $\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle}$ обнаруженных флуктуаций кондактанса от температуры для самой короткой ($\Delta G = \Delta R_{1645}/R_{1645}^2$) и са-

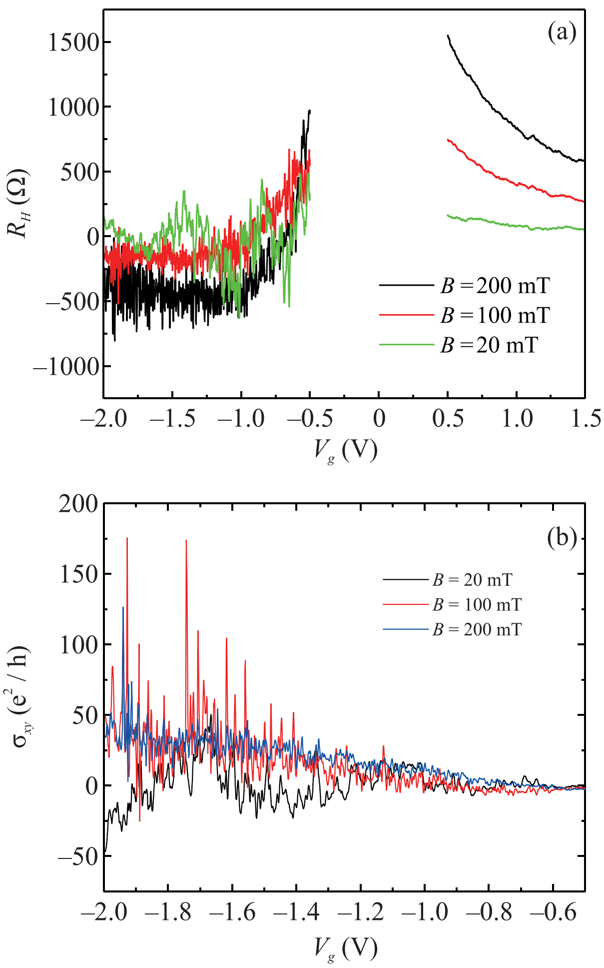

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Затворная зависимость сопротивления Холла; (b) – флуктуации холловского кондактанса при различных магнитных полях

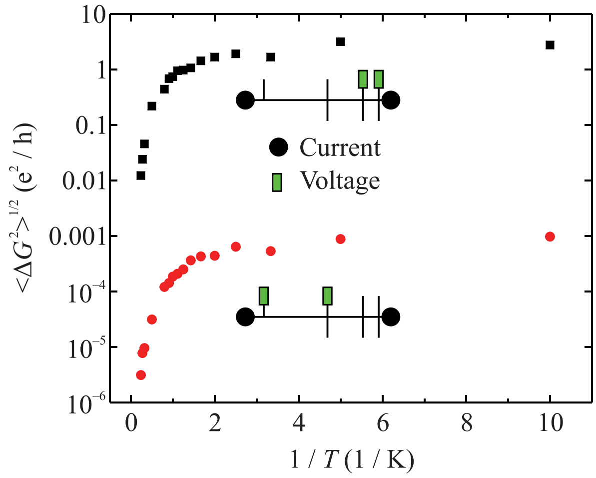

Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость средней амплитуды флуктуаций кондактанса на коротком (черные квадраты) и длинном участке (красные кружки) образца

мой длинной части образца ($\Delta G = \Delta R_{1623}/R_{1623}^2$). Эти зависимости ведут себя качественно одинаковым образом: до температуры около 1 К наблюдается экспоненциально сильный рост $\sqrt{\langle \Delta G^2 \rangle}$, при ее дальнейшем уменьшении они выходят на насыщение. Рисунок 4 также показывает, что с ростом размера проводника амплитуда флуктуаций резко уменьшается, то есть они носят мезоскопический характер.Причем следует заметить, что ее уменьшение не пропорционально длине, как в случае УФК, а имеет более резкую зависимость, что также свидетельствует об их аномальном характере. Влияние магнитного поля (B) на флуктуации кондактанса демонстрирует рис. 5. На рисунке 5a приведены зависимости $R_{1645}(V_g)$ при нескольких значениях B. Из него видно, что магнитное поле величиной около 0.1 Тл увеличивает амплитуду флуктуаций и уменьшает их средний период (см. рис. 5b), а магнитное поле величиной 1 Тл практически подавляет их. На вставке к рис. 5a показана зависимость величины средней амплитуды флуктуаций кондактанса от магнитного поля. Хорошо видно, что она характеризуется наличием максимума при $B = 150$ мТл (в котором величина флуктуаций в несколько раз выше, чем в нулевом поле) и подавлением флуктуаций уже в поле 400 мТл.

3. Обсуждение результатов. Обсудим представленные на рис. 1–5 результаты. Первое, на что следует обратить внимание, это то, что и температурная зависимость, и зависимость от приложенного магнитного поля не имеют ничего общего с теми, что свойственны для УФК: вместо относительно слабой степенной температурной зависимости наблюдается, как было отмечено выше, экспоненциально сильная, а в фазе однокомпонентного электронного металла амплитуда флуктуаций в несколько раз меньше. Перечисленные особенности анализируемых флуктуаций присущи и АФК, обнаруженным ранее в [6]. Однако более детальное сравнение данных работы [6] с приведенными на рис. 1–5 показывает, что в их поведении существуют и различия. Во-первых, АФК в субмикронных образцах наблюдаются и в отсутствие магнитного поля, во-вторых, несмотря на их значительно меньшие (более чем на порядок) размеры, максимальная амплитуда АФК в магнитном поле оказалась меньше, чем в измеренных в [6].

4. Заключение. Таким образом, результаты данной работы показывают, что проводники субмикронного размера на основе сильно разупорядоченного ДП в HgTe квантовой яме характеризуются существованием аномальных флуктуаций дис-

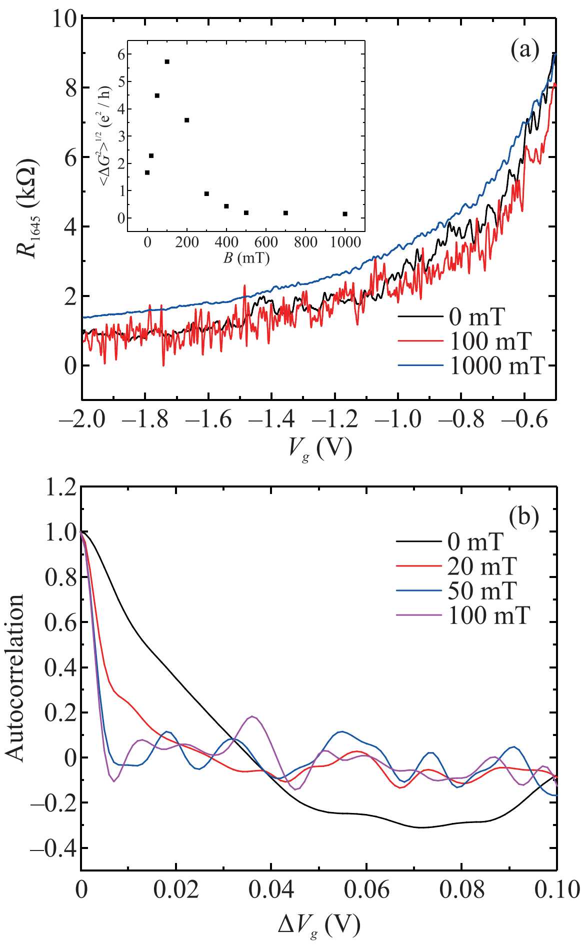

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Затворная зависимость сопротивления короткого участка при нескольких значениях магнитного поля. На вставке указана зависимость средней амплитуды флуктуаций кондактанса от магнитного поля. (b) – Автокорреляционная функция флуктуаций кондактанса при различных магнитных полях

сипативного и холловского кондактанса, чья природа не связана с общеизвестными универсальными флуктуациями кондактанса в неупорядоченном металле. Дальнейший теоретический и экспериментальный анализ обнаруженного явления представляет несомненный интерес.

Благодарим М. В. Энтина за интерес к работе и обсуждение.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств гранта Российского научного фонда (23-72-30003).

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

1. Б. Л. Альтшулер, “Флуктуации остаточной проводимости неупорядоченных проводников”, Письма в ЖЭТФ **41**, 530 (1985) [B. L. Altshuler, “Fluktuatsii ostatochnoy provodimosti neuporyadochennykh provodnikov”, Pis’ma v ZhETF **41**, 530 (1985)].
2. P. A. Lee and A. D. Stone, “Universal conductance fluctuations in metals”, Phys. Rev. Lett. **55**, 1622 (1985).
3. Б. Л. Альтшулер, Д. Е. Хмельницкий, “Флуктуационные свойства проводников малых размеров”, Письма в ЖЭТФ **42**, 291 (1985) [B. L. Altshuler and D. E. Khmelnitskiy, “Fluktuatsionnyye svoystva provodnikov malykh razmerov”, Pis’ma v ZhETF **42**, 291 (1985)].
4. P. A. Lee, A. D. Stone, and H. Fukuyama, “Universal conductance fluctuations in metals: Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field”, Phys. Rev. B **35**, 1039 (1987).
5. Й. Имри, *Введение в мезоскопическую физику* (МГУ, М., 2002) [Y. Imri, *Vvedeniye v mezoskopicheskuyu fiziku* (MGU, Moscow, 2002)] [in Russian].
6. D. A. Khudaiberdiev, Z. D. Kvon, M. V. Entin, D. A. Kozlov, N. N. Mikhailov, and M. S. Ryzhukov, “Mesoscopic conductance fluctuations in 2D HgTe semimetal”, Nanomaterials **13**, 2882 (2023).
7. J. Gospodari, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, E. G. Novik, and A. Pimenov, “Energy spectrum of semimetallic HgTe quantum wells”, Phys. Rev. B **104**, 115307 (2021).