

Интерференционный транспорт в двумерном топологическом изоляторе в CdHgTe квантовой яме

М. С. Рыжков^{+,*}, Д. А. Козлов^{+,1)}, Д. А. Худайбердиев⁺, З. Д. Квон^{+,*}, Н. Н. Михайлов⁺

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

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

[×] Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, D-93040 Regensburg, Germany

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После переработки 10 ноября 2022 г.

Принята к публикации 11 ноября 2022 г.

Впервые изучен интерференционный транспорт в мезоскопических образцах двумерного топологического изолятора в квантовых ямах на основе CdHgTe. Установлено, что квазибаллистический краевой транспорт в таком изоляторе существует на длинах до 10 микрон. В этом режиме транспорта обнаружены близкие к периодическим осцилляции Ааронова–Бома, обусловленные формированием краевыми состояниями замкнутых петель с характерным размером около 100 нм. Измерена температурная зависимость их амплитуды и на основе нее впервые определена длина фазовой когерентности в двумерном топологическом изоляторе.

DOI: 10.31857/S1234567823010068, EDN: nvhyaf

В недавней работе [1] было установлено, что двумерный топологический изолятор (ТИ) реализуется не только в HgTe квантовых ямах, но и в квантовых ямах на основе CdHgTe. Тем самым было экспериментально продемонстрировано, что состоянием двумерного ТИ можно управлять не только изменением толщины пленки HgTe, но и переходом к пленке с другим составом исходных материалов. В частности, добавление небольшого количества Cd позволяет перестраивать энергетический спектр квантовой ямы таким образом, что критическая толщина квантовой ямы, соответствующая переходу от прямого к инверсному спектру, растет, и тем самым состояние топологического изолятора может реализовываться при больших толщинах, что также было показано в работе [1]. Однако в этой работе экспериментальные образцы имели макроскопические (свыше 100 мкм) размеры, и тем самым демонстрировали только диффузионный транспорт.

В данной работе сообщается об исследовании уже мезоскопических образцов на основе описанной выше системы, о реализации в них режима квазибаллистического транспорта, а также анализируется поведение мезоскопических флуктуаций кондактанса, вызванных взаимодействием объемных и краевых состояний. Экспериментальные образцы, исследованные в данной работе, представляли собой полевые

холловские транзисторы микронных размеров (их топология и размеры приведены на рис. 1а), изготовленные на основе CdHgTe квантовой ямы толщиной 11.5 нм с ориентацией (013) и снабженные металлическими TiAu затворами. Измерения проводились в диапазоне температур 0.08–10 К и в магнитных полях до 2 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 1–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 0.1–100 нА в зависимости от характера измерений. Рисунок 1с демонстрирует типичные зависимости локального (R_L) и нелокального (R_{NL}) сопротивления, измеренных на самой короткой части холловского мостика (см. рис. 1б), при $T = 0.85$ К. Представленные кривые имеют схожую асимметричную форму с максимумом, соответствующему положению уровня Ферми в энергетической щели и точке зарядовой нейтральности (ТЗН), и быстрым спадом при смещении уровня Ферми в зону проводимости, так и в валентную зону. Величина локального сопротивления в максимуме составляет 27 кОм (т.е. его величина превосходит в два раза значение сопротивления в режиме баллистического транспорта) и 20 кОм для нелокального сопротивления. В целом наблюдаемая картина характерна для двумерных топологических изоляторов в HgTe квантовых ямах, находящихся в режиме квазибаллистического транспорта [2, 3]. Вставка к рисунку 1с показывает температурную зависимость локального сопротивления в

¹⁾ e-mail: dimko@isp.nsc.ru

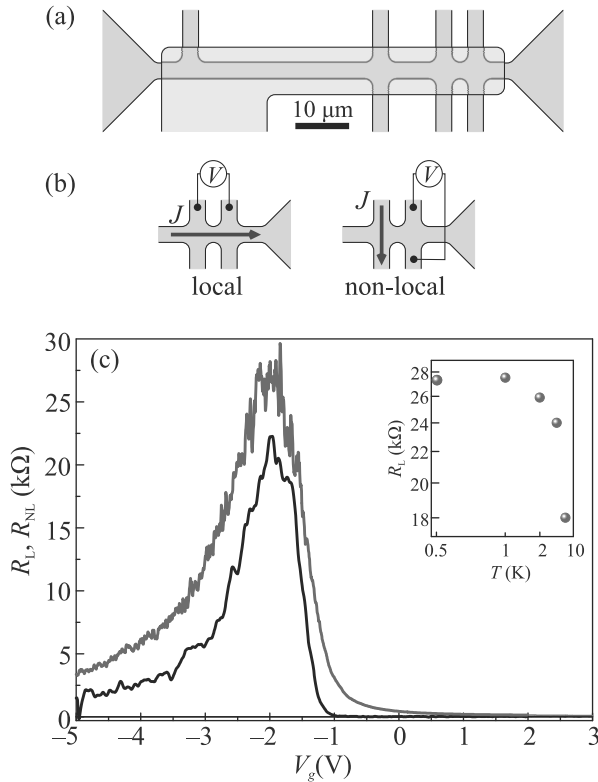


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение исследуемых 9-контактных холловских мостиков, покрытых металлическим затвором. Расстояние между ближайшими потенциометрическими контактами вдоль края образца, расположенного под затвором, составляет 5 мкм. (б) – Локальная (слева) и нелокальная (справа) геометрия измерений 4-х точечного сопротивления. Измерения проводились на части холловского мостика с наименьшим расстоянием между контактами. (с) – Зависимости локального $R_L(V_g)$ и нелокального $R_{NL}(V_g)$ сопротивления от затворного напряжения V_g при температуре $T = 0.85$ К. На вставке: зависимость максимума локального сопротивления $R_L^{\max}(V_g)$ при $V_g = -2$ В от температуры

максимуме зависимости $R_L(V_g)$ при $V_g = -2$ В. Отметим, что режим доминирующего краевого транспорта начинается при $T < 1$ К. Оценка энергии активации на основе данных со вставки к рис. 1с дает для щели величину порядка 1 мэВ, что согласуется с найденной при анализе краевого транспорта в макроскопических образцах [1].

Более внимательный анализ затворных зависимостей указывает на наличие в изучаемых образцах мезоскопических флуктуаций как локальной, так и нелокальной проводимости, причем амплитуда этих флуктуаций сравнима для обоих типов сопротивлений. Это указывает на ключевую роль краевого транспорта в формировании этих флуктуаций. Ри-

сунки 2а и б демонстрируют семейства зависимостей $R_L(B)$ и $R_{NL}(B)$ при различных затворных напряжениях, соответствующих доминированию краевого транспорта, т.е. при $T = 80$ мК. Хорошо видно, что они представляют собой близкие к периодическим осцилляции со средним периодом около 0.15 Тл. Отметим, что ранее подобные осцилляции со значительно большим периодом (0.5 Тл) и меньшей амплитудой наблюдались в режиме локального транспорта в двумерных топологических изоляторах на основе HgTe квантовых ям [4]. В этой работе осцилляции были интерпретированы как осцилляции Ааронова–Бома, связанные с квантованием магнитного потока через замкнутые траектории двух типов: 1) формируемые в результате взаимодействия с объемными состояниями, представляющие собой озера объемных носителей заряда, возникающими в результате флуктуаций примесного потенциала [5], и 2) возникающими из-за появления замкнутых петель краевых состояний под действием неровностей на краю квантовой ямы. Недостатком экспериментов, приведенных в [4], было отсутствие измерений осцилляций в нелокальной геометрии. Тем самым, строго говоря, в указанной работе не удалось получить однозначного доказательства того, что обнаруженные в ней осцилляции Ааронова–Бома связаны с транспортом по краевым токовым состояниям.

Данные же, представленные на рис. 2, являются прямым экспериментальным свидетельством, что наблюдаемые нами осцилляции Ааронова–Бома отражают отклик именно краевых состояний. Сравним поведение флуктуаций ΔR локального и нелокального сопротивлений. Расчет спектров Фурье близких к периодическим флуктуаций и их анализ не всегда дает однозначный ответ на вопросы о периоде и амплитуде этих флуктуаций. Более подходящим методом является расчет и анализ автокорреляционных функций нормализованных флуктуаций локального и нелокального сопротивления. Для этого использовалась формула $\Delta R = (R - \langle R \rangle) / R(B = 0)$, где $\langle R \rangle$ означает монотонную составляющую, полученную из экспериментальных данных с помощью фильтра низких частот с частотой среза 4 Тл^{-1} , т.е. усреднялись все осцилляции с периодом более 0.25 Тл. Далее из полученных таким образом нормализованных флуктуаций в диапазоне $B = 0 \dots 1.5$ Тл рассчитывались автокорреляционные функции, представленные на рис. 2с и d. Все полученные автокорреляционные зависимости характерны для близких к периодическим флуктуаций и могут быть описаны функцией вида $A \cos(\omega \Delta B) \exp(-k \Delta B)$, где A – амплитуда флуктуаций, ω – характерная частота, а k – декремент за-

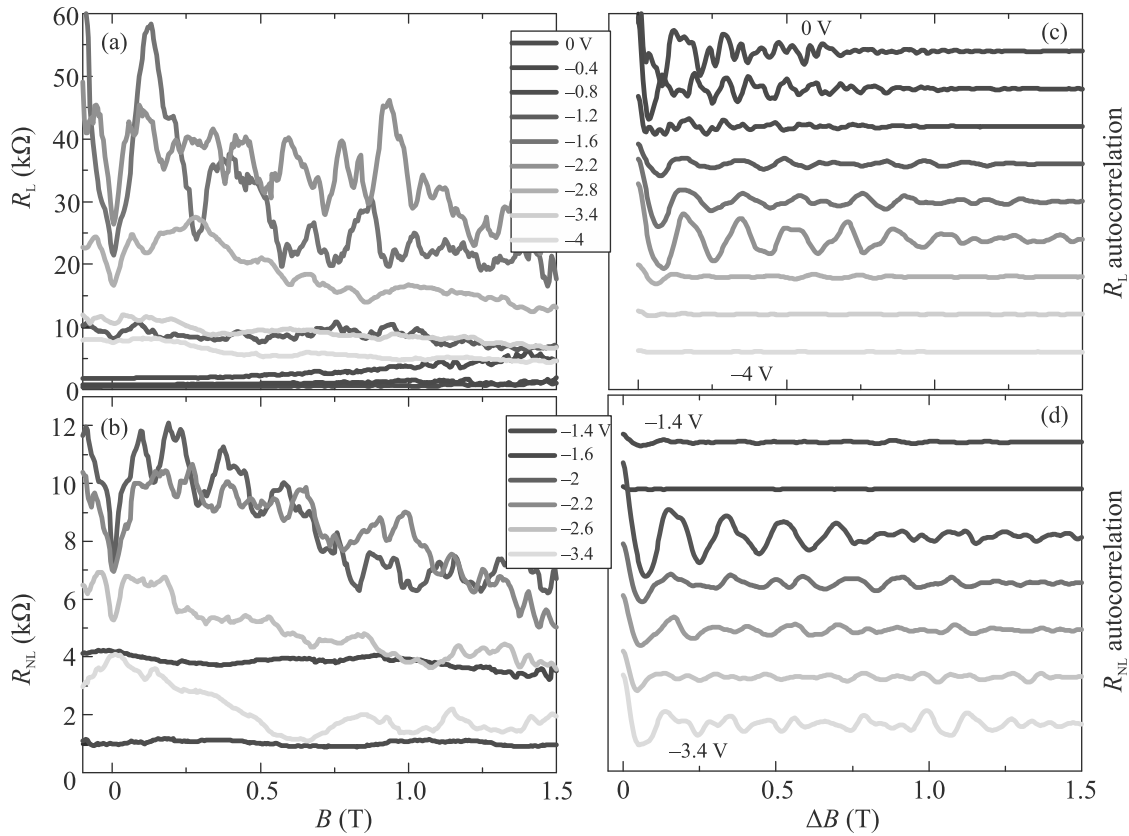


Рис. 2. (Цветной онлайн). (a) и (b) – Зависимости локального R_L и нелокального R_{NL} сопротивления от магнитного поля B соответственно, измеренные при минимальной температуре и различных затворных напряжениях V_g в окрестностях ТЗН. (c) и (d) – Автокорреляционные функции нормализованных флуктуаций локального и нелокального сопротивлений, полученные из кривых с панелей (a) и (b). Все полученные автокорреляционные функции могут быть представлены в виде периодической функции и экспоненциально затухающей огибающей, что характерно для автокорреляционных функций близких к периодическим флуктуаций. При этом отчетливо видно, что вблизи $V_g = -2$ В амплитуда осцилляций автокорреляционных функций достигает максимума, а декремент затухания, напротив, – минимума. Рост амплитуды также наблюдается по мере перехода в зону проводимости (две верхние кривые на панели (c)), но это связано с формированием осцилляций Шубникова–де Гааза в локальном сопротивлении, и в данном случае является артефактом

тухания, указывающий на степень случайности (дисперсию) анализируемых флуктуаций по амплитуде и периоду. При анализе всего семейства функций можно обнаружить следующие особенности: во-первых, период осцилляций практически не зависит от затворного напряжения, одинаков для локального и нелокального сопротивления и составляет ≈ 0.15 Тл; во-вторых, амплитуда нормированных осцилляций имеет выраженный максимум вблизи ТЗН. Вторичный рост амплитуды также наблюдается по мере движения по затворным напряжениям в зону проводимости, однако природа этого явления связана с формированием осцилляций Шубникова–де Гааза на зависимостях $R_L(B)$, и поэтому является, в рамках данной работы, артефактом.

Равенство амплитуды и периода в локальном и нелокальном отклике позволяет резонно предположить, что обсуждаемые осцилляции отражают эффект Ааронова–Бома именно на краевых токовых состояниях двумерного топологического изолятора, как было предсказано в [5]. Малый декремент затухания автокорреляционных функций указывает на тот факт, что характерная площадь интерференционных петель, на которых формируются осцилляции, примерно одинакова. В свою очередь, это указывает на то, что характерные размеры неровностей края исследуемой квантовой ямы не описываются ожидаемым случайным распределением, а имеют определенный размер. Исходя из периода флуктуаций в 0.15 Тл, его можно оценить как $d =$

$= \sqrt{\frac{4}{\pi} \frac{h}{e\Delta B}} = 190 \text{ нм}$, а периметр контура L составляет $\approx 600 \text{ нм}$.

Обнаружение близких к периодическим по магнитному полю флуктуаций может показаться случайным результатом, связанным с конкретным экземпляром образца и формированием единичной замкнутой петли в нем. Однако имеющиеся данные указывают на то, что это не так. Во-первых, осцилляции наблюдаются на всех участках образца (длиной от 3 до 30 мкм), что однозначно указывает на наличие многих интерференционных контуров, и при этом все они характеризуются близким периодом по магнитному полю, что опять указывает на их характерный размер $\approx 200 \text{ нм}$. Во-вторых, схожие осцилляции (но с существенно меньшей амплитудой) наблюдались и в образцах макроскопического размера [1]. Можно предположить, что формирование замкнутых контуров близкого размера в этой структуре стало возможным благодаря малой величине энергетической щели (порядка 1 мэВ [1]) в присутствии неоднородностей электростатического потенциала.

На рисунке 3а приведена зависимость среднеквадратичного значения осцилляций ΔR_L локального сопротивления от температуры. Как видно, эта зависимость носит практически экспоненциальный характер с насыщением при $T < 0.5 \text{ К}$. Этот факт является еще одним подтверждением негаусовского распределения обсуждаемых неровностей по размеру. Описанные выше свойства осцилляций позволяют предположить, что температурная зависимость их амплитуды описывается простым выражением:

$$\Delta R = A \exp(-L/L_\phi), \quad (1)$$

где L – периметр контура, а L_ϕ – длина фазовой когерентности.

Используя (1) и предполагая, что при минимальной температуре $L_\phi = L$, можно определить величину L_ϕ и ее зависимость от температуры. Результат показан на рис. 3б. Он говорит о том, что в диапазоне температур 80 мК–10 К длина фазовой когерентности растет с уменьшением температуры от значений 100 нм при 8 К до 600 нм при 80 мК как $L_\phi \sim T^{-\alpha}$, где $\alpha = 0.5 \pm 0.05$. Такая температурная зависимость качественно соответствует теории для случая одномерного диффузионного металла [6]. Обсудим полученный результат. Как было отмечено выше, в исследуемых структурах с двумерным ТИ реализуется квазибаллистический режим. Оценка длины пробега l_B вдоль края дает величину около 3 микрон. Такая величина на порядок превышает значения длины фазовой когерентности (см. рис. 3б). В исследуемых образцах величина магнетосопротивления от-

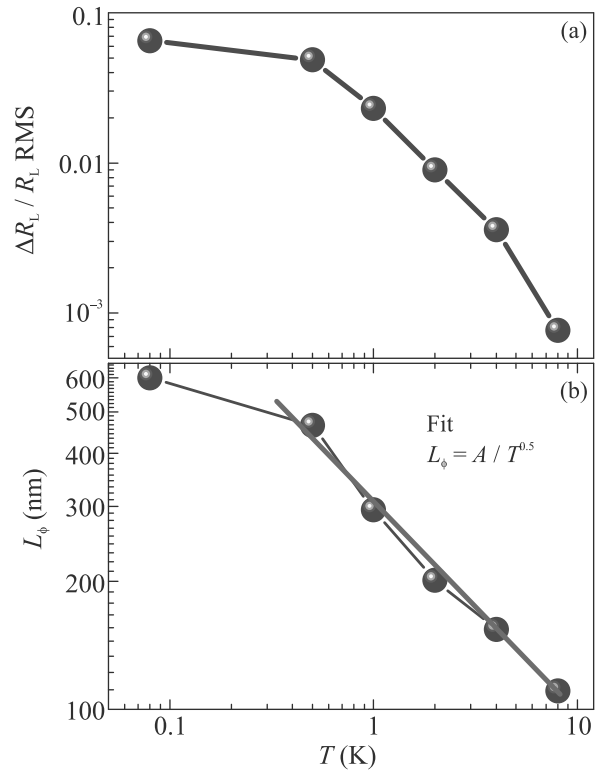


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость среднеквадратичного значения осцилляций локального сопротивления ΔR_L от температуры в ТЗН, т.е. при $V_g = -2.2 \text{ В}$. (б) – Зависимость длины фазовой когерентности L_ϕ от температуры, рассчитанная на основе данных из панели (а) и формулы (1). Подгонка зависимости проводилась по формуле $L_\phi = A/T^\alpha$ с параметром подгонки $\alpha = 0.495$

носительно мала и составляет не более нескольких десятков процентов (см. рис. 2а), поэтому соотношение $L_\phi \ll l_B$ остается верным даже в магнитном поле. По-видимому, этот факт сделал возможным наблюдение осцилляций Ааронова–Бома. Отметим, что незначительный рост сопротивления образца в слабом магнитном поле (до 0.3 Тл) противоречит результатам работ [1] и [7], где было показано, что слабое магнитное поле приводит к экспоненциальному росту сопротивления образца с пропорциональным уменьшением l_B и переходом к соотношению $l_B \ll l_\phi$. В наших образцах реализуется противоположная физическая картина, которая подтверждается прямыми измерениями L_ϕ .

Заключая данную работу, еще раз отметим, что в ней проведено детальное экспериментальное исследование квантового интерференционного транспорта в двумерном топологическом изоляторе в квантовой яме на основе тройного соединения CdHgTe. Обнаружены осцилляции Ааронова–Бома, связанные с формированием замкнутых траекторий одномерными ге-

ликоидальными краевыми состояниями, и на основе этого впервые определена длина фазовой когерентности при движении носителей заряда вдоль этих состояний.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

1. М. С. Рыжков, Д. А. Козлов, Д. А. Худайбердиев, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **115**, 230 (2022).
2. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, and N. N. Mikhailov, Solid State Commun. **302**, 113701 (2019).
3. З. Д. Квон, Д. А. Козлов, Е. Б. Ольшевский, Г. М. Гусев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, УФН **190**, 643 (2020).
4. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Solid State Commun. **205**, 4 (2015).
5. P. Delplace and M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **109**, 246803 (2012).
6. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel'nitsky, J. Phys. C: Solid State Phys. **15**, 7367 (1982).
7. S. U. Piatrusha, E. S. Tikhonov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and V. S. Khrapai, Phys. Rev. Lett. **123**, 056801 (2019).