Двумерный топологический андерсоновский изолятор в режиме квазибаллистического транспорта

© Д.А. Курмачев [1,2], З.Д. Квон [1,2], Н.Н. Михайлов [1]

[1] Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия
[2] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: kurmachevdmit@gmail.com

Поступила в Редакцию 26 марта 2025 г.
В окончательной редакции 23 июня 2025 г.
Принята к публикации 23 июня 2025 г.

Проведено экспериментальное исследование двумерного топологического андерсоновского изолятора на основе HgTe-квантовых ям в образцах субмикронных размеров, в которых реализован режим как диффузионного, так и квазибаллистического транспорта вдоль краевых токовых состояний. Сравнительный анализ указанных режимов позволил получить информацию о поведении рассеяния вдоль краевого состояния. Установлено, что включение магнитного поля не приводит к появлению эффектов локализации в одномерном транспорте краевых состояний.

Ключевые слова: двумерные системы, полуметалл, топологический изолятор, квантовая яма HgTe.

DOI: 10.61011/FTP.2025.02.60985.8317

1. Введение

Спустя более 15 лет после своего открытия двумерный топологический изолятор (ТИ) в HgTe-квантовых ямах с инверсным зонным спектром до сих пор является одной из самых ярких и наиболее надежных экспериментальных реализаций топологических изоляторов [1–5]. Так или иначе, все основные эксперименты с указанным двумерным ТИ были проведены с образцами на основе ям, имеющих толщины 7–11 нм, когда в ее объеме имелась щель величиной от нескольких десятков мэВ [6–11] до нескольких мэВ [12,13].

Недавно в работе [14] была экспериментально реализована новая разновидность двумерных топологических изоляторов — двумерный топологический андерсоновский изолятор (ТАИ), в котором перенос носителей заряда в объеме квантовой ямы ничтожно мал не вследствие наличия щели, а в результате андерсоновской локализации. В работе [14] было показано, что в двумерной системе, имеющей энергетический спектр полуметалла и характеризующейся наличием андерсоновской локализации в окрестности точки зарядовой нейтральности, при температурах ниже 0.5 K реализуется ситуация, когда транспорт вдоль краевых состояний является доминирующим. Тем самым был установлен принципиально важный факт, говорящий о том, что в то время как двумерный транспорт в объеме квантовой ямы характеризуется сильной локализацией, одномерный транспорт вдоль краевых состояний является топологически защищенным от локализации. В работе [14] исследовались образцы макроскопических размеров (характерный размер > 100 мкм). Соответственно, в них наблюдался только диффузионный транспорт, характеризуемый длиной свободного пробега в несколько микрон. В данной работе впервые сообщается о наблюдении квазибаллистического транспорта в двумерном ТАИ.

2. Эксперимент

Экспериментальные образцы представляли собой структуры субмикронных размеров специальной холловской геометрии, снабженные затвором, состоящим из слоя низкотемпературного SiO_2 и напыленного на него металлического TiAu-затвора (рис. 1, *a*), изготовленные на основе HgTe-квантовых ям толщиной 13 и 14 нм и с ориентацией (013), в которых реализуется энергетический спектр двумерного полуметалла с величиной перекрытия зон проводимости и валентной ~ 5 мэВ [15] (рис. 1, *b*). Измерения проводились в диапазоне температур 0.18–10 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 рис. 1, *c* и *d* представлены результаты измерений зависимости сопротивлений от затворного напряжения в локальной R_{loc} (V_g) и нелокальной $R_{\mathrm{nonloc}}(V_g)$ конфигурациях для двух образцов при температуре ~ 180 мК. Как видно, все они характеризуются заметной величиной нелокального сопротивления в максимуме указанных зависимостей, что свидетельствует о ключевой роли краевого транспорта при указанной температуре и тем самым подтверждает вывод о существовании двумерного топологического андерсоновского изолятора, сделанный в работе [14]. В этом случае область в окрестности максимумов сопротивлений соответствует прохождению уровнем Ферми зоны локализованных состояний (рис. 1, *b*). Температурная зависимость изучаемых со-

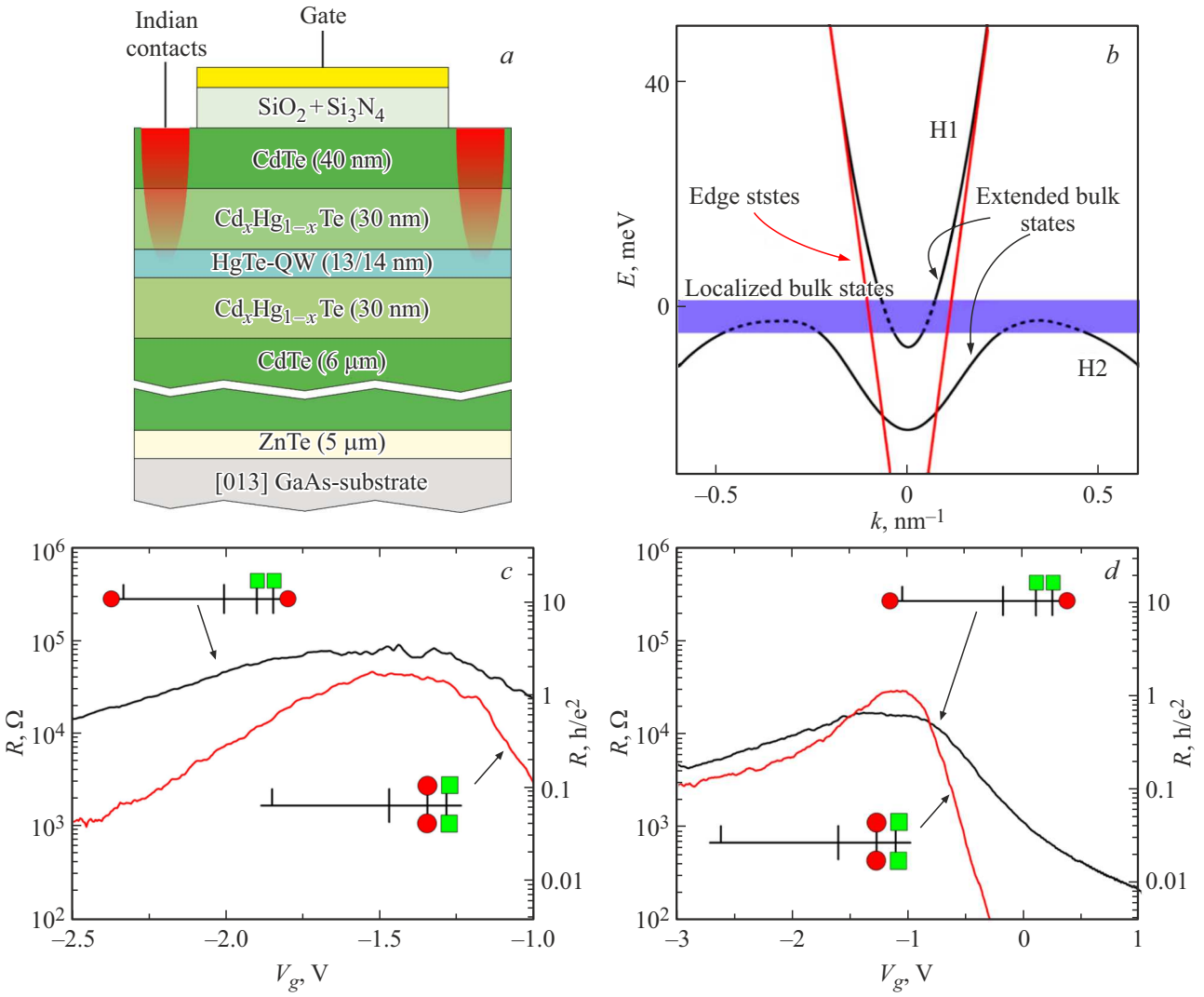

Рис. 1. Схематический разрез образца (a). Качественная картина энергетического спектра исследуемой системы (b). Зависимости локального $R_{\text{loc}}(V_g)$ и нелокального сопротивлений $R_{\text{nonloc}}(V_g)$ от затворного напряжения: c — образец с диффузионным транспортом, d — образец с квазибаллистическим транспортом.

противлений в максимуме ($R_{\text{loc}}^{\max}$ и $R_{\text{nonloc}}^{\max}$) представлена на рис. 2.

3. Обсуждение результатов

Обсудим данные, приведенные на указанных рисунках. На рис. 1, c показано, что в режиме доминирования краевого транспорта величина локального сопротивления в образце 240607-4 равна 16 кОм, т. е. этот образец имеет значение $R_{\text{loc}}^{\max}$, немного превышающее $h/2e^2$. Указанный факт означает, что в этом образце на самом коротком (~ 10 мкм) участке исследуемой холловской структуры реализуется транспорт, близкий к баллистическому. Образец 240607-3 показывает на этом же участке значение $R_{\text{loc}}^{\max}$, превышающее $h/2e^2$ почти на порядок, т. е. в нем реализуется транспорт, близкий к диффузионному. Проанализируем теперь температурные зависимости локального $R_{\text{loc}}^{\max}(1/T)$ и нелокального $R_{\text{nonloc}}^{\max}(1/T)$ сопротивлений для образцов с квазибаллистическим (240607-4) и диффузионным (240607-3) транспортом. Хорошо видно, что обе зависимости характеризуются качественно одинаковым поведением, т. е. при самой высокой температуре (6 K) наблюдаются значения локального сопротивления чуть меньше, чем при самой низкой (0.17 K) температуре, тогда как величины нелокального сопротивления при 6 K почти на порядок меньше, чем при 0.17 K. Соответственно, при понижении температуры наблюдается слабый рост локального и сильный — нелокального, который при $T < 1$ K практически прекращается и зависимости $R_{\text{loc}}^{\max}(1/T)$ и $R_{\text{nonloc}}^{\max}(1/T)$ выходят на насыщение. Описанное поведение температурных зависимостей на рис. 2 подтверждает основной результат работы [14]: в то время как двумерный транспорт в объеме квантовой ямы с инверсным и полуметаллическим спектром характеризуется сильной локализацией,

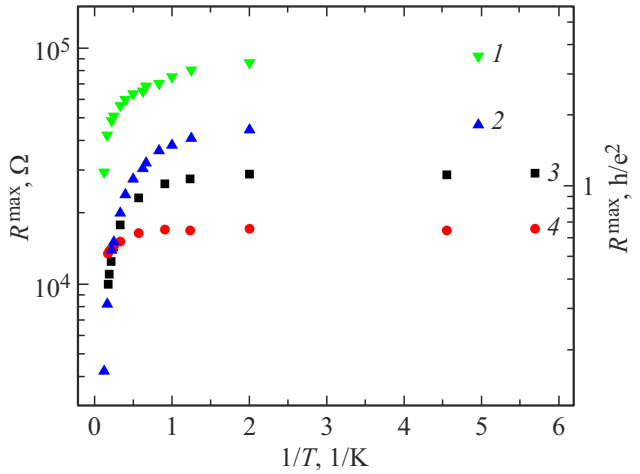

Рис. 2. Температурные зависимости локального и нелокального сопротивлений: *1* — $R_{\mathrm{loc}}^{\max}(1/T)$ для образца с диффузионным транспортом, *2* — $R_{\mathrm{nonloc}}^{\max}(1/T)$ для образца с диффузионным транспортом, *3* — $R_{\mathrm{nonloc}}^{\max}(1/T)$ для образца с квазибаллистическим транспортом, *4* — $R_{\mathrm{loc}}^{\max}(1/T)$ для образца с квазибаллистическим транспортом.

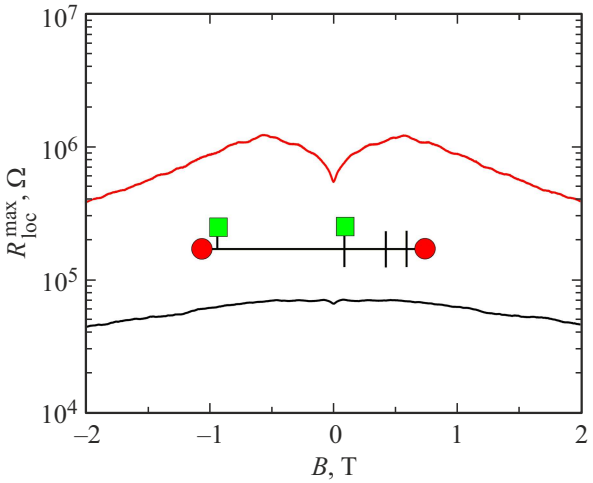

Рис. 3. Зависимости локальных сопротивлений от магнитного поля $R_{\mathrm{loc}}^{\max}(B)$ на длинном (35 мкм) участке холловской структуры для образцов с квазибаллистическим (черная кривая) и диффузионным (красная кривая) транспортом.

приводящей к экспоненциально сильному росту его сопротивления с понижением температуры, одномерный транспорт вдоль краевых состояний является топологически защищенным от локализации. Энергия активации объемных состояний Δ, определенная из температурных зависимостей на рис. 2, равна $\Delta \approx 0.5$ мэВ для образца с диффузионным транспортом и $\Delta \approx 0.2$ мэВ для образца с квазибаллистическим. Подобный результат означает, что степень беспорядка в диффузионном случае заметно выше, чем в случае квазибаллистики, при этом краевой транспорт также отражает этот факт, так как квазибаллистический транспорт реализуется в образце с меньшим объемным беспорядком.

Обсудим теперь поведение локального и нелокального транспорта в режиме насыщения температурной зависимости. В этом режиме величина $R_{\mathrm{nonloc}}^{\max}$ превышает $R_{\mathrm{loc}}^{\max}$ в случае квазибаллистического образца в 1.7 раза, а в случае диффузионного она оказывается в 2 раза меньше. Однако при самых низких температурах, когда полностью доминирует краевой транспорт, в исследуемых образцах это отношение должно быть $R_{\mathrm{nonloc}}^{\max}/R_{\mathrm{loc}}^{\max} \approx 4$. Указанное противоречие говорит о том, что режим идеального краевого транспорта не реализуется в обоих разновидностях изучаемых структур, и свидетельствует о заметном вкладе объемной проводимости, скорее всего, связанном с малыми (субмикронными) размерами измеряемых холловских структур, что приводит к возникновению ситуации, когда характерный размер проводника становится меньше длины температурной когерентности и его проводимость перестает зависеть от температуры, точнее, уменьшаться при ее понижении. Процедура феноменологического расчета сопротивлений в локальной и нелокальной конфигурациях с учетом протекания тока по объемным и краевым состояниям, а также взаимодействия между ними была развита в работе [14]. Очевидно, что вклад объемного сопротивления в измеряемое локальное сопротивление тривиален:

$$1/R_{\mathrm{mes}} = 1/R_{\mathrm{edge}} + 1/R_{\mathrm{bulk}}.$$

Расчет нелокального отклика намного сложнее и требует численного расчета распределения токов. Он был проведен в предположении не зависящего от размера проводника величины удельного сопротивления квантовой ямы (ρ). Сравнение расчета и эксперимента дает для величины $\rho \approx 2.8$ МОм для образца с квазибаллистическим транспортом и $\rho \approx 17.5$ МОм для образца с диффузионным. Отсюда можно сделать вывод, что объемная утечка заметным образом влияет на величину измеряемого нелокального сопротивления, но вклад ее в измерение локального сопротивления относительно мал ($< 10\,\%$). Таким образом, измеряя сопротивление в локальной конфигурации, мы получаем практически точную информацию о характере краевого транспорта. На рис. 3 представлены зависимости локального сопротивления самого длинного участка исследуемых холловских структур от магнитного поля для обоих разновидностей при $T = 0.2$ K. Как видно, обе зависимости имеют качественно одинаковое поведение. В слабых магнитных полях наблюдается положительное магнитосопротивление (МС), затем оно проходит через максимум, а при дальнейшем росте магнитного поля сопротивление начинает падать. Однако величина МС для диффузионного случая заметно больше, т. е. в максимуме кривой $R_{\mathrm{loc}}^{\max}(B)$ сопротивление больше его значения в нулевом поле в 2 раза, тогда как в квазибаллистическом случае оно растет всего лишь на несколько процентов. В любом случае описанное поведение МС показывает, что поведение двумерного андерсоновского изолятора на субмикронных масштабах слабо изменяется при приложении магнитного поля как в режиме диффузионного

транспорта, так и в режиме квазибаллистического, и в отличие от обычных двумерных ТИ в нем не происходит индуцированной магнитным полем андерсоновской локализации [14]. Выяснение причины подобной разницы требует дальнейших исследований.

4. Заключение

Таким образом, в представленной работе впервые реализован и изучен режим квазибаллистического транспорта в двумерном андерсоновском топологическом изоляторе, и благодаря этому проведен сравнительный анализ с режимом диффузионного транспорта, показывающий, что беспорядок в объеме квантовой ямы существенным образом влияет на характер краевого транспорта.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 23-72-30003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys., **82** (4), 3045 (2010).
[2] X.L. Qi, S.C. Zhang. Rev. Mod. Phys., **83** (4), 1057 (2011).
[3] А.А. Кононов, Э.В. Девятов. Письма ЖЭТФ, **104** (11), 831 (2016).
[4] M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. Ann. Physik, **531** (6), 1800418 (2019).
[5] З.Д. Квон, Д.А. Козлов, Е.Б. Ольшанецкий, Г.М. Гусев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. УФН, **190** (7), 673 (2020).
[6] M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, C.X. Liu, X.L. Qi, S. C. Zhang. J. Phys. Soc. Jpn., **77** (3), 031007 (2008).
[7] S. Essert, V. Krueckl, K. Richter. Phys. Rev. B, **92** (20), 205306 (2015).
[8] S. Hart, H. Ren, M. Kosowsky, G. Ben-Shach, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, B. I. Halperin, A. Yacoby. Nature Physics, **13** (1), 87 (2017).
[9] S.U. Piatrusha, E.S. Tikhonov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, V.S. Khrapai. Phys. Rev. Lett., **123** (5), 056801 (2019).
[10] L. Lunczer, P. Leubner, M. Endres, V. L. Müller, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett., **123** (4), 047701 (2019).
[11] S. Shamim, W. Beugeling, P. Shekhar, K. Bendias, L. Lunczer, J. Kleinlein, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Nature Commun., **12** (1), 3193 (2021).
[12] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, G.M. Gusev, A.D. Levin, O.E. Raichev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky. Phys. Rev. Lett., **114** (12), 126802 (2015).
[13] М.С. Рыжков, Д.А. Худайбердиев, Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. Письма ЖЭТФ, **115** (4), 230 (2022).
[14] D.A. Khudaiberdiev, Z.D. Kvon, M.S. Ryzhkov, D.A. Kozlov, N.N. Mikhailov, A. Pimenov. Phys. Rev. Res., **7** (2), L022033 (2025).
[15] Н.Н. Васильев, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.Д. Ганичев. Письма ЖЭТФ, **113** (7), 463 (2021).

Редактор Г.А. Оганесян

Two-dimensional topological Anderson insulator in quasi-ballistic transport mode

D.A. Kurmachev[1,2], *Z.D. Kvon*[1,2], *N.N. Mikhailov*[1]

[1] Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia
[2] Novosibirsk State University,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract An experimental study of a two-dimensional topological Anderson insulator based on HgTe quantum wells in submicron-sized samples has been carried out, in which both diffusion and quasi-ballistic transport modes along edge current states are implemented. A comparative analysis of these modes allowed us to obtain information about the scattering behavior along the edge state. It is established that the inclusion of a magnetic field does not lead to localization effects in the one-dimensional transport of edge states.