

Андерсоновская локализация в двумерной электронно-дырочной системе

З. Д. Квон^{+*}, Е. Б. Ольшанецкий⁺¹⁾, М. А. Дрофа⁺, Н. Н. Михайлов⁺

⁺ Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 12 августа 2021 г.

После переработки 25 августа 2021 г.

Принята к публикации 25 августа 2021 г.

В сильно разупорядоченной двумерной электронно-дырочной системе в квантовой яме на основе HgTe обнаружена андерсоновская локализация, поведение которой принципиальным образом отличается от наблюдаемого в широко изученных двумерных однокомпонентных электронных и дырочных системах. Установлено, что в системе происходит двухступенчатая локализация: первыми локализуются двумерные дырки, как частицы с почти на порядок большей эффективной массой, чем у электронов. Затем происходит локализация электронов. Также найдено, что в исследуемой системе отсутствует переход металл-изолятор: даже при значениях проводимости $\sigma > e^2/h$ наблюдается диэлектрическая температурная зависимость. Полученные результаты впервые поднимают вопрос о характере андерсоновской локализации в двумерной электронно-дырочной системе.

DOI: 10.31857/S1234567821180087

Андерсоновская локализация и переход металл-изолятор относятся к наиболее фундаментальным квантовомеханическим явлениям, с тех пор как они впервые были рассмотрены в основополагающей работе [1]. Особую актуальность они приобрели с появлением двумерных электронных систем и гипотезы о том, что двумерного металла не существует [2, 3]. Наконец указанная проблема приобрела новый импульс, когда переход металл-изолятор был обнаружен в двумерных системах экспериментально [4, 5] вопреки упомянутой гипотезе, и был поднят вопрос о роли эффектов взаимодействия в локализации и условиях возникновения коллективных состояний, подобных вигнеровскому кристаллу [6–11]. Из последних работ на обсуждаемую тему следует отметить [12].

Двумерные электронно-дырочные системы в HgTe ямах спустя более десяти лет после их обнаружения по-прежнему являются предметом интенсивных исследований [13, 14]. В данной работе впервые рассматривается поведение андерсоновской локализации в сильно разупорядоченной двумерной электронно-дырочной системе, когда она происходит при одновременном существовании электронов и дырок. Такой системой оказался обнаруженный недавно двумерный полуметалл (ДП) в 14 нм

HgTe яме [15], характеризуемый перекрытием зон, аналогичным тому, что наблюдается в широко исследованных ДП в ямах толщиной 18–22 нм [16–18], но имеющий значительно более низкую подвижность и электронов и дырок. Диэлектрическое состояние в HgTe квантовых ямах ранее изучалось в серии работ [19–21]. Однако все они посвящены случаю очень малого перекрытия зон, когда реализуется ситуация перколяционного или щелевого транспорта. Еще раз отметим принципиально важный факт: величина перекрытия в исследуемой системе не мала, а равна $E_{\text{overlap}} \approx 5$ мэВ [15], т.е. на порядок превышает величины перекрытия в упомянутой серии работ, и влияние возможных флуктуаций толщины ямы [22] на спектр пренебрежимо мало.

Экспериментальные образцы, исследованные в данной работе, представляли собой полевые холловские транзисторы, изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013) и снабженные металлическими TiAu затворами. Их более детальное описание дано в [15]. Измерения проводились в диапазоне температур 0.3–10 К, и в магнитных полях до 1 Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 0.3–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 0.01–10 нА в зависимости от характера измерений.

¹⁾e-mail: eolsh@isp.nsc.ru

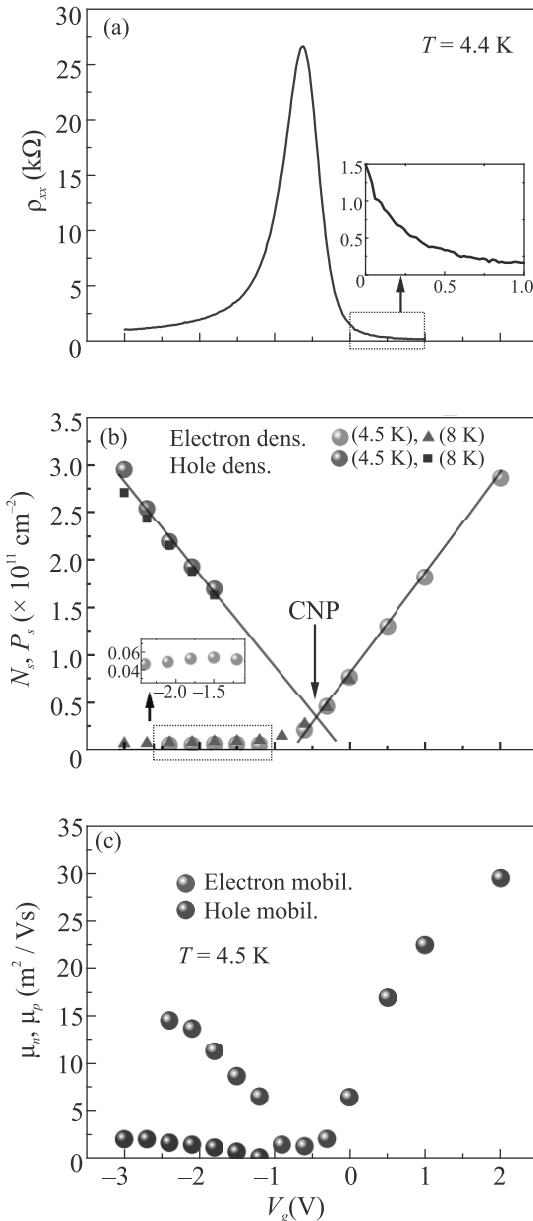


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Типичная зависимость $\rho_{xx}(V_g)$ при 4.5 К. (б) – Зависимости концентрации электронов $N_s(V_g)$ и дырок $P_s(V_g)$ от затворного напряжения при двух температурах. (с) – Зависимости подвижности электронов и дырок от затворного напряжения

На рисунке 1а показана типичная зависимость удельного сопротивления (ρ_{xx}) описанных структур от затворного смещения (V_g), измеренная при 4.4 К в диапазоне $-3-1$ В. Она представляет собой кривую с максимумом при $V_g^{\max} = -0.62$ В, где величина ρ_{xx} достигает 27 кОм/квадрат, означающей, что в окрестности максимума величина $k_F l$ (k_F – волновой вектор носителей заряда, l – их длина свобод-

ного изучаемой системы) близка к единице. Отсюда можно сделать вывод, что в окрестности максимума с точки зрения критерия Иоффе–Регеля, изучаемая система близка к переходу металл-изолятор, а при удалении от нее вправо система становится двумерным электронным металлом, а влево – двумерным полуметаллом. На рисунке 1б показаны зависимости концентраций электронов (N_s) и дырок (P_s) при температуре 8 и 4.5 К, а также их подвижности от затворного напряжения при 4.5 К, найденные из магнетотранспортных измерений. Их поведение подтверждает результаты работы [15] и говорит о существовании двумерного полуметалла в 14 нм HgTe квантовых ямах, характеризуемого заметно более низкой подвижностью как электронов так и дырок и, следовательно, значительно более высоким беспорядком, чем ДП в широко изученных ранее ямах толщиной 18–22 нм. Из них также видно, что точка зарядовой нейтральности (ТЗН), в которой $N_s = P_s = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ лежит немного правее максимума зависимости $\rho_{xx}(V_g)$. Также обратим внимание, что концентрация и электронов и дырок не меняется с температурой. Рисунок 2а представляет зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в широком диапазоне 0.3–10 К. Они однозначно показывают, что в окрестности максимума исследуемая система демонстрирует хорошо выраженное диэлектрическое поведение, когда сопротивление растет при уменьшении температуры от значений, близких и ниже h/e^2 до величин, превышающих их почти на два порядка, а при значениях затворного напряжения, соответствующих электронному металлу и полуметаллическому состоянию, т.е. при $\rho_{xx} \ll h/e^2$, наблюдается квазиметаллическое поведение, когда ее сопротивление слабо зависит от T . На рисунке 2б и с приведены уже температурные зависимости сопротивления при фиксированных значениях концентрации электронов (рис. 2б) и дырок (рис. 2с) (отметим, что в ТЗН и слева от нее электроны и дырки существуют одновременно), т.е. при движении к ТЗН со стороны электронного металла и при движении к ней со стороны ДП. Из них ясно видно, что поведение зависимостей $\rho_{xx}(T)$ кардинальным образом отличается от того, что наблюдается в однокомпонентных системах [4–6, 8–11]: при всех концентрациях как слева, так и справа от максимума наблюдается диэлектрическое поведение даже при значениях сопротивления $\rho_{xx} \ll h/e^2$. Таким образом, в исследуемой системе не наблюдается переход металл-изолятор.

Обсудим теперь приведенные результаты. Рассмотрим для начала энергетический спектр системы на основе недавней работы [23], в которой получена

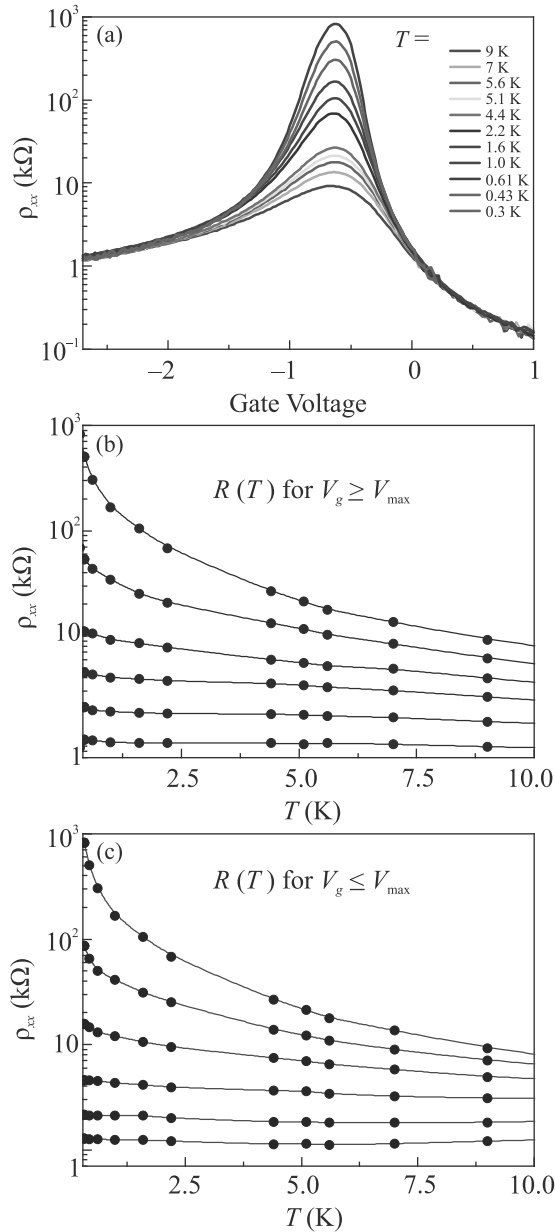


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ при различных температурах в диапазоне 0.3–10 К. (б) – Зависимости $\rho_{xx}(T)$ в максимуме кривой $\rho_{xx}(V_g)$ и справа от него при различных концентрациях электронов (снизу вверх): 8, 6.6, 5.4, 4.4, 3.2, 2 (10^{10} см^{-2}). (с) – Зависимости $\rho_{xx}(T)$ в максимуме кривой $\rho_{xx}(V_g)$ и слева от него при различных концентрациях дырок (снизу вверх): 2.7, 2, 1.45, 1.1, 0.9, 0.2 (10^{11} см^{-2}). Сплошные линии на рис. 2б и с приведены для наглядности

наиболее надежная и детальная информация о нем из экспериментов по циклотронному резонансу, результаты которых хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Согласно им эффективная масса электронов равна $m_n = (0.025 - 0.03)m_0$, дырок на

порядок больше $m_p = (0.25 - 0.3)m_0$, а перекрытие зон $E_{\text{overlap}} = (4 - 5)$ мэВ. Отметим, что величина перекрытия, определенная из значений концентраций в ТЗН, хорошо согласуется с указанной. Таким образом, в окрестности ТЗН, где наблюдается ярко выраженное диэлектрическое поведение, мы имеем ранее не рассматриваемую ситуацию, когда локализация происходит в двухкомпонентной электронно-дырочной системе, в которой эффективная масса одних частиц (дырок) на порядок больше, чем эффективная масса других (электронов). Тогда можно предположить существование в указанной системе двухступенчатой локализации: сначала происходит локализация значительно более тяжелых дырок, а затем более легких электронов. Подобное предположение подтверждается поведением эффекта Хола и магнитосопротивления, показанном на рис. 3 и 4. Эти рисунки ясно показывают, что, если при понижении температуры от 8 до 1.6 К, поведение холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ в ТЗН и справа от нее (т.е. когда транспортный отклик полностью определяется электронами) не изменяется, то слева от нее оно принципиальным образом меняется даже при концентрации дырок $P_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$: в холловской эдс практически полностью исчезает дырочный вклад. Очень интересно ведет себя МС: при 8 К оно при $P_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ меняет знак с положительного при 8 К на отрицательный при 1.6 К, свидетельствуя о начале локализации дырок, а в ТЗН оно уже является полностью отрицательным при 8 К, а при 1.6 К на его зависимости от магнитного поля возникает точка перегиба, которую можно интерпретировать как сумму ОМС высокоподвижных электронов и ОМС низкоподвижных дырок: в малых полях видна только ОМС первых, а более сильных, когда ОМС электронов выходит на насыщение, начинает быстро расти ОМС дырок, в результате чего и возникает указанный перегиб.

Проанализируем теперь полученные результаты на основе предположения, что проводимость исследуемой двумерной электронно-дырочной системы с сильным беспорядком является суммой проводимостей электронной (σ_e) и дырочной (σ_h) невзаимодействующих подсистем:

$$\sigma_{e-h} = \sigma_e + \sigma_h. \tag{1}$$

Если выражение (1) справедливо, то в окрестности ТЗН даже при высокой температуре (10 К) основной вклад в проводимость дают электроны, так как $\sigma_e \approx (3 - 4)e^2/h$, а $\sigma_h \ll e^2/h$. Тогда ключевой результат (рис. 2) можно попытаться рассматривать в рамках электронной проводимости. Поскольку

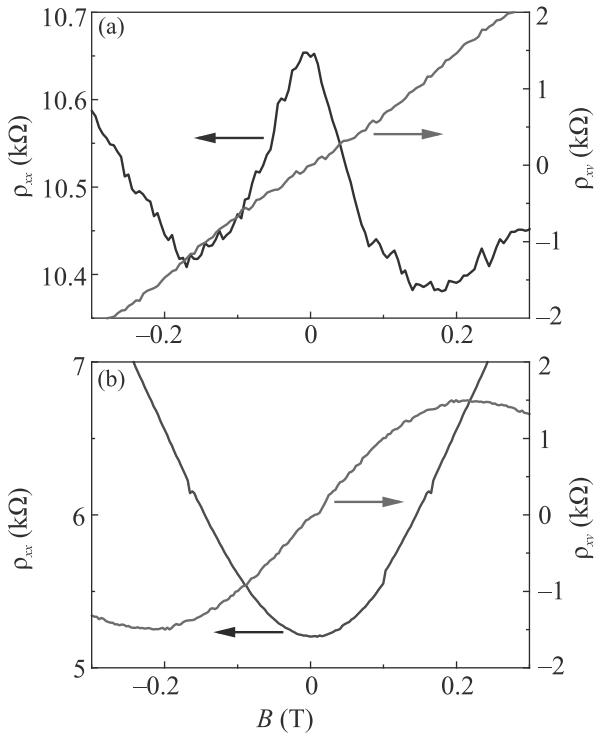


Рис. 3. (Цветной онлайн) Холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ и магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ при концентрации дырок $P_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $V_g = 1.2 \text{ V}$: (a) – при температуре 1.6 K; (b) – при температуре 8 K

ку он, как было отмечено выше, указывает на отсутствие перехода металл-изолятор, то можно провести анализ результатов, приведенных на рис. 2, в рамках скейлинговой модели [2], заменив размер образца температурой, имея в виду тот факт, что при конечной температуре роль характерного размера играет длина фазовой когерентности [24]. Тогда используя температурную зависимость проводимости можно попытаться построить скейлинговую функцию (β), пользуясь температурными зависимостями сопротивления на рис. 2b из выражения [25–27]:

$$\beta = d \ln(g) / d \ln(T) = (T/R)(dR/dT), \quad (2)$$

$g = \sigma / (e^2/h)$. Результат демонстрирует рис. 5, на котором найденная указанным выше способом функция β показана в зависимости от проводимости. Как хорошо видно, ее поведение полностью противоречит поведению, предсказанному в [2] и наблюдавшемуся в [26, 27]: хотя $\beta < 0$ при всех значениях проводимости, она с увеличением g растет по абсолютной величине, а не падает. Такое поведение можно было бы связать с эффектами электрон-электронного взаимодействия. Оценим его силу через параметр Вигнера-Зейтца $r_s = (\pi N_s)^{-1/2} / a^*$, где $a^* = \epsilon_{QW} \hbar^2 / m_n e^2$ –

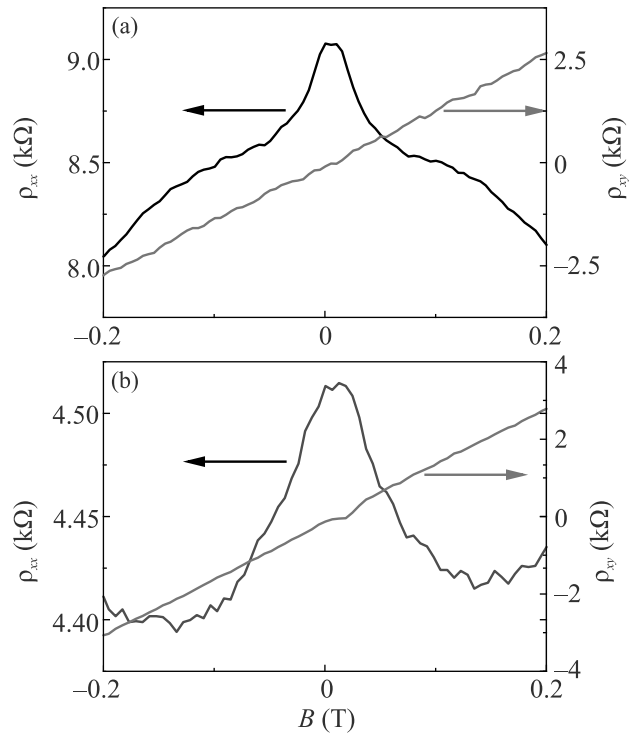


Рис. 4. (Цветной онлайн) Холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ и магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ в точке зарядовой нейтральности ($N_s = P_s = 4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), $V_g = -0.3 \text{ V}$: (a) – при температуре 1.6 K; (b) – при температуре 8 K

боровский радиус электронов в HgTe квантовой яме. Оценка дает величину $r_s < 1$ для электронов в ТЗН и справа от нее, т.е. в диапазоне концентраций $N_s = (4 \cdot 10^{10} - 10^{11}) \text{ cm}^{-2}$. Столь малая величина r_s обусловлена большой величиной диэлектрической проницаемости ($\epsilon_{QW} = 15$ в HgTe квантовых ямах), а также значительно меньшей эффективной массой электронов, чем в Si и GaAs. В этом отношении ДЭС в HgTe квантовой яме наиболее близка к случаю невзаимодействующих электронов. Тем не менее, как показывают результаты экспериментального определения функции β , приведенные на рис. 5а, поведение локализации в исследуемой системе не описывается в рамках однопараметрического скейлинга. И здесь необходимо заметить, что при анализе поведения проводимости в максимуме сопротивления и справа от него мы полностью пренебрегли тем фактом, что описанная электронная локализация происходит в области хвоста зоны локализованных дырок. И, возможно, отсутствие однопараметрического скейлинга является следствием того, что флуктуационный потенциал, формируемый примесями и локализованными в этом потенциале дырками приводит

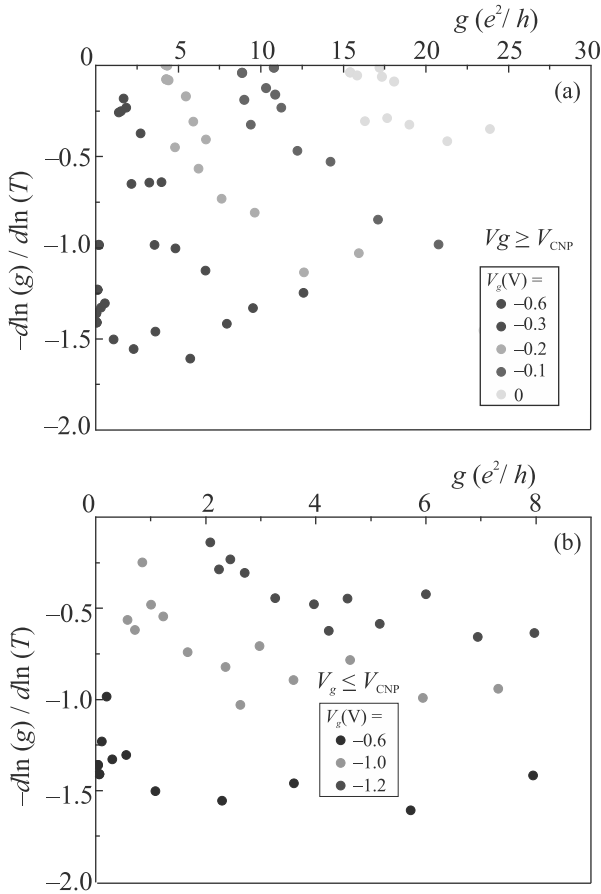


Рис. 5. (Цветной онлайн) Скейлинговая функция $\beta = d \ln(g)/d \ln(T) = (T/R)(dR/dT)$, найденная из температурной зависимости проводимости: (a) – вблизи максимума $\rho_{xx}(V_g)$ и справа от него; (b) – вблизи максимума $\rho_{xx}(V_g)$ и слева от него

к такому поведению электронной локализации, которое уже не описывается однопараметрическим скейлингом.

Поведение проводимости слева от максимума зависимости $\rho_{xx}(V_g)$, когда вкладом дырок уже нельзя пренебрегать, и она определяется одновременным существованием электронов и дырок, оказалось еще более аномальным. Во-первых, функция β , построенная аналогичным образом уже из температурной зависимости проводимости в указанной области затворных напряжений, также ведет себя не в соответствии с предсказанием однопараметрического скейлинга. Во-вторых, при $g \gg 1$ (рис. 6) проводимость ведет себя немонотонным образом, так как сначала она растет при понижении температуры, а только затем начинает уменьшаться, тогда как на правой части зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ проводимость при $g \gg 1$ все время растет при понижении температуры примерно по логарифмическому закону (слабая лока-

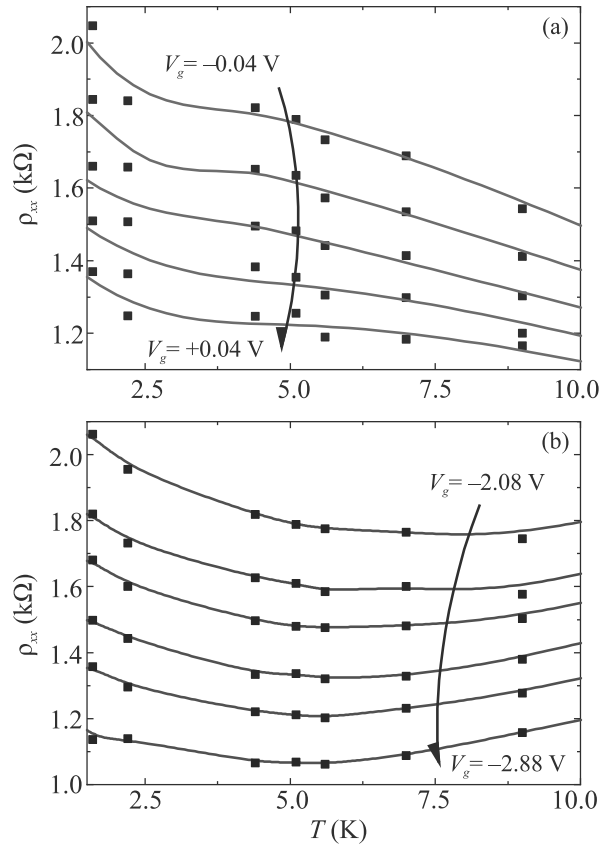


Рис. 6. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления $\rho_{xx}(T)$ справа (a) и слева (b) от ТЗН в области одинаковых значений $g \gg 1$. Сплошные красные и синие линии приведены для наглядности

лизация). Это означает, что поведение системы, когда вкладом дырок в проводимость нельзя пренебречь, носит более сложный характер, обусловленный, скорее всего, тем, что начинают уже влиять эффекты взаимодействия между дырками (у которых параметр r_s на порядок больше, чем у электронов) и между электронами и дырками. Также, возможно, на поведение проводимости могут влиять эффекты спин-орбитального взаимодействия. Хотя следует отметить, что в обсуждаемой области затворных напряжений не наблюдается указывающее на него аномальное положительное или знакопеременное МС (см. рис. 3).

Подводя итог результатам данной работы, можно заключить, что в ней впервые обнаружены эффекты андерсоновской локализации в двумерной двухкомпонентной системе, в которой эффективная масса одних частиц (дырок) на порядок превышает эффективную массу других (электронов). В настоящей работе изложены только первые результаты, показывающие, что поведение локализации в такой си-

стеме носит новый и нетривиальный характер. В-первых, несмотря на малость эффектов взаимодействия, ее поведение не описывается однопараметрическим скейлингом, во-вторых, в ней возникает ранее не рассматриваемая ситуация двухступенчатой локализации, когда требуется учет электронно-электронного и электронно-дырочного взаимодействия, а также взаимодействия между дырками. Очевидно, что дальнейшее как экспериментальное, так и теоретическое исследование обнаруженного явления представляет безусловный интерес.

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

1. P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
2. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
3. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
4. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov, and M. D'Iorio, *Phys. Rev. B* **50**, 8039 (1994).
5. Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C. C. Li, D. C. Tsui, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1288 (1998).
6. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
7. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, *Science* **310**, 289 (2005).
8. А. А. Шашкин, *УФН* **175**, 139 (2005).
9. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Догополов, *УФН* **178**, 3 (2008).
10. В. Т. Долгополов, *УФН* **187**, 785 (2017).
11. В. Т. Долгополов, *УФН* **189**, 673 (2019).
12. В. М. Пудалов, М. Е. Гершензон, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 237 (2020).
13. Г. М. Миньков, О. Э. Рут, А. А. Шерстобитов, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 274 (2019).
14. З. Д. Квон, М. Л. Савченко, Д. А. Козлов, Е. Б. Ольшанецкий, А. С. Ярошевич, Н. Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 174 (2020).
15. Н. Н. Васильев, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. Д. Ганичев, *Письма в ЖЭТФ* **113**, 463 (2021).
16. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
17. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 338 (2009).
18. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E. G. Novik, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, *Solid State Commun.* **152**, 265 (2012).
19. E. Olshanetsky, Z. D. Kvon, Y. A. Gerasimenko, V. Prudkoglyad, V. M. Pudalov, N. N. Mikhailov, and S. Dvoretzky, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 947 (2013).
20. М. Кнап, J. D. Sau, B. I. Halperin, and E. Demler, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 186801 (2014).
21. V. A. Prudkoglyad, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, V. M. Pudalov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. B* **98**, 155437 (2018).
22. M. M. Mahmoodian and M. V. Entin, *Phys. Rev. B* **101**, 125415 (2020).
23. J. Gospodaric, A. Shuvaev, N. N. Mikhailov, Z. D. Kvon, E. G. Novik, and A. Pimenov, *PRB*, to be published.
24. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitskiy, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **15**, 7367 (1982).
25. R. Davies, M. Pepper, and M. Kaveh, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **16**, L285 (1983).
26. Э. И. Заврицкая, И. П. Звягин, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 393 (1985).
27. С. И. Дорожкин, Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Г. М. Гусев, *Письма в ЖЭТФ* **45**, 577 (1987).