

23. Maily D et al., in *Quantum Coherence in Mesoscopic Systems, Nato ASI Series* (Ed. B. Kramer) (Plenum Press, 1991) p. 401
 24. Aronov A G, Sharvin Y V *Rev. Mod. Phys.* **59** 755 (1987)

Электроны в квазиодномерных проводниках: от высокотемпературной диффузии к низкотемпературной прыжковой проводимости

М.Е. Гершензон, Ю.Б. Хавин, А.Л. Богданов

1. Введение

В последние два десятилетия в физике низкоразмерных неупорядоченных проводников наблюдается эффективный прогресс [1, 2]. Одним из быстроразвивающихся направлений является изучение электронного транспорта в квазиодномерных проводниках. Экспериментальное исследование этой проблемы очень важно для понимания механизмов транспорта в разнообразных одномерных (1D) системах: наноструктурах в металлических пленках и полупроводниках [3], сильнолегированных сопряженных полимерах [4], углеродных нанотрубках [5] и во многих других.

Широко распространено мнение, что все электронные состояния в низкоразмерных проводниках локализованы [6, 7], по крайней мере, в случае слабого электрон-электронного взаимодействия. Протяженность электронной волновой функции характеризуется длиной локализации ξ ; в квази-1D-проводнике

$$\xi = \frac{\pi \hbar}{e^2} \frac{W}{R_{\square}} = 2\pi \hbar v_{2D} DW, \quad (1)$$

где v_{2D} — двумерная (2D) плотность электронных состояний, D — коэффициент диффузии электронов, W — ширина "провода" в тонкой пленке. В квазиодномерных проводниках наибольший размер поперечного сечения меньше ξ и в то же время много больше длины волны носителей тока. Несмотря на локализацию проводимость 1D-проводников при комнатной температуре может быть очень большой. Эта "металлическая" проводимость обусловлена сильным неупругим рассеянием: электрон рассеивается в другое состояние, локализованное около другого узла, раньше, чем он диффундирует на длину локализации. Это режим слабой локализации. Однако с уменьшением температуры 1D-проводник неизбежно становится диэлектриком. Электронный транспорт может продолжаться в этом режиме сильной локализации только посредством прыжков.

Цель настоящей работы — наблюдение кроссовера между режимами слабой и сильной локализации и экспериментальное изучение электронного транспорта на диэлектрической стороне кроссовера.

2. Кроссовер от слабой к сильной локализации

Кроссовер от диффузии к прыжковой проводимости в 1D-проводниках при уменьшении температуры был теоретически предсказан Таулесом [6] в 1977 г. Однако экспериментальное исследование этой фундаментальной

проблемы началось на 20 лет позже. Такая "щель" между предсказанием и наблюдением означает, что эти эксперименты достаточно сложны; в частности, для достижения успеха очень важно правильно выбрать образцы. В нашей недавней работе [8] наблюдался кроссовер как функция температуры в экспериментах с узкими каналами в структурах δ -легированного кремнием GaAs, выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Образцы состояли из отдельных слоев Si-доноров с концентрацией $(3-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, расположенных на 0,1 мкм под поверхностью нелегированного GaAs. С помощью электронно-лучевой литографии и ионного травления удалось изготовить однородные проводящие каналы с эффективной шириной W всего 0,05 мкм (из-за бокового обеднения на краях канала его эффективная ширина меньше геометрической на 0,15–0,2 мкм в зависимости от концентрации носителей). Для уменьшения влияния мезоскопических флуктуаций контактанса, провода были сделаны достаточно длинными (длина $L = 40-500$ мкм была много больше длины локализации), и большое количество проводов соединялось параллельно (до 500 проводов). Параметры нескольких образцов приведены в таблице.

В δ -легированных слоях средний свободный пробег электронов мал (17–35 нм) из-за сильного рассеяния электронов на ионизированных примесях, и на расстояниях меньших длины огибающей волновой функции ξ движение электронов всегда является диффузионным. Относительно высокая концентрация носителей означает, что число занятых 1D-подзон $N_{1D} = k_F W / \pi$ велико; $N_{1D} \simeq 7$ даже в самом узком образце 1. Однако с учетом эффектов квантовой интерференции все образцы являются одномерными при низких температурах ($W < \xi$, $L_{\varphi}(T)$).

Сопротивление образцов возрастает с уменьшением температуры (рис. 1); медленное увеличение R (логарифмическое выше 10 К) согласуется с теорией квантовых поправок к сопротивлению в режиме слабой локализации [8]. Однако ниже некоторой температуры кроссовера наблюдалось резкое изменение зависимости $R(T)$: она экспоненциально возрастает и описывается активационным законом

$$R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right). \quad (2)$$

Зависимость типа закона Аррениуса (2) наблюдалась для всех образцов при $T \leq 0,3T_0$, где T_0 — температура, соответствующая энергии активации (см. рис. 1). Кроссовер в зависимости $R(T)$ от режима одномерной слабой локализации к более сильной появляется при $T \approx T_0$; далее температура кроссовера будет отождествляться с T_0 .

Доказательство того, что нами наблюдается именно кроссовер Таулеса от слабой к сильной локализации, основано на двух экспериментальных фактах. Во-первых, сопротивление R_{ξ} , вычисленное для сегмента провода длиной ξ при $T = T_0$, для разных образцов оказывается равным 24 ± 4 кОм (см. табл.); это согласуется с сопротивлением $\sim h/e^2$, ожидаемым для 1D-проводника длины ξ вблизи кроссовера [6]. Во-вторых, с точки зрения конкуренции различных масштабов длины, кроссовер должен происходить тогда, когда зависящая от температуры длина $L_{\varphi}(T)$ становится сравнимой с длиной локализации [6]. Длину сбой фазы можно оценить,

Таблица 1. Параметры образцов

Образец	1	2	3	4	5	6
W , мкм	0,05	0,06	0,1	0,12	0,2	0,18
L , мкм	500	500	40	500	40	500
Число параллельных "проводов"	470	470	5	470	5	470
$R_{\square}(T = 20 \text{ К})$ кОм	1,6	1,7	3,5	1,6	4,2	1,7
ξ , мкм	0,40	0,46	0,37	1,0	0,61	1,4
Δ_{ξ} , К	2,1	1,5	1,1	0,35	0,34	0,17
$T_0(H = 0)$, К	2,6	1,87	1,47	0,42	0,39	0,2
$R_{\xi}(T = T_0)$ кОм	20,4	21,3	28	23	24,4	24,3
H_{ξ} , кЭ	1,0	0,74	0,56	0,17	0,17	0,083
H_{ξ}^{exp} , кЭ	1,0	0,80	0,51	0,21	0,17	0,12
H_{ξ}^{exp}/T_0 , кЭ К ⁻¹	0,37	0,43	0,35	0,50	0,44	0,59

используя для описания высокотемпературного ($T > T_0$) магнитосопротивления теорию слабой локализации [9]. Для всех исследованных образцов значение $L_{\phi}(T_0)$ примерно в 1,5–3 раза меньше величины ξ , которая вычислена из уравнения (1) или оценена из магнитосопротивления в режиме сильной локализации (см. ниже). Принимая во внимание, что точность оценки длины сбоя фазы вблизи кроссовера не очень высока и что при вычислении ξ могут существовать какие-то систематические ошибки, можно заключить, что приведенные экспериментальные данные настоящей работы находятся в согласии со сценарием Таулеса для кроссовера от слабой к сильной локализации в 1D-проводниках.

Важной особенностью наших экспериментов является то, что кроссовер наблюдался как функция температуры, причем электронные состояния с обеих сторон кроссовера были в точности одни и те же. В этом отношении наши эксперименты отличаются от измерений на управляемых гетероструктурах, в которых при изменении напряжения на затворе все электронные параметры изменяются [3].

3. Режим сильной локализации

3.1. Температурная зависимость сопротивления

Энергия активации $k_B T_0$ в экспоненциальной зависимости $R(T)$, которая наблюдается в режиме сильной локализации (вставка на рис. 1), очень близка к среднему расстоянию по энергии между электронными состояниями на масштабе области локализации:

$$\Delta_{\xi} = (v_{2D} \xi W)^{-1} \quad (3)$$

Значения Δ_{ξ} и T_0 при $H = 0$ для различных образцов приводятся в таблице. В исследованном диапазоне температур ($T > 50$ мК) для образцов с шириной, превышающей 0,3 мкм, кроссовер не наблюдался; это соответствует тому, что величина Δ_{ξ} для фиксированного R_{\square} должна меняться как W^{-2} .

Температурную зависимость типа Аррениуса для сопротивления можно объяснить с помощью одной из двух моделей электронного транспорта в режиме сильной локализации: а) прыжок между ближайшими электронными состояниями, которые сильно перекрываются в пространстве, б) прыжок переменной длины, сильно модифицированный в одном измерении (так называемая модель Куркиярви) [10]. В обеих моделях сопроти-

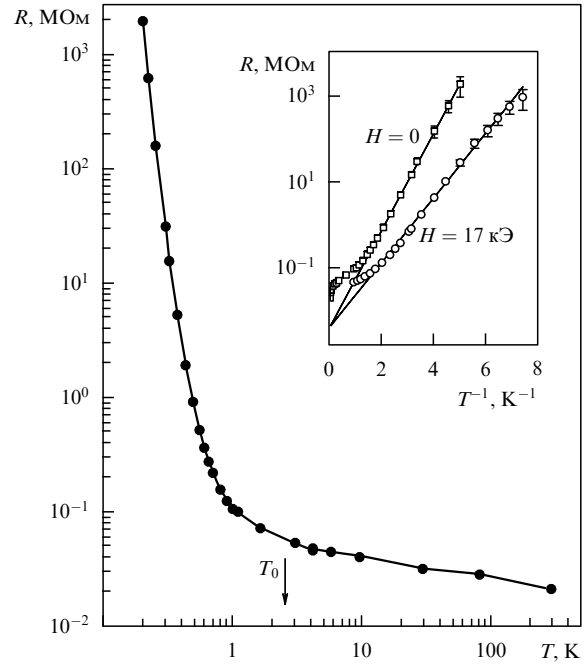


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца 1 в нулевом магнитном поле; экспериментальные точки соединены сплошной линией. Стрелкой обозначена температура, соответствующая энергии активации. На вставке показана зависимость $\ln R$ от $1/T$ для образца 1 при $H = 0$ (\square) и $H = 17$ кЭ (\circ). Прямые линии соответствуют зависимости (2) с $T_0(H = 0) = 2,6$ К и $T_0(H = 17 \text{ кЭ}) = 1,73$ К.

вление длинного 1D-проводника определяется аномально "резистивными" (критическими) прыжками, которые нельзя обойти в одном измерении. Предсказания этих моделей существенно отличаются в двух отношениях. Во-первых, длина прыжка L_h в модели ближайших соседей порядка ξ , тогда как в модели Куркиярви $L_h \approx \xi T_0/T \gg \xi$ [11, 12]. Во-вторых, расстояние между критическими прыжками в модели ближайших соседей зависит от вида функции распределения длин локализации. В модели Куркиярви, которая не учитывает флуктуации ξ , критические прыжки должны быть экспоненциально редкими; расстояние между этими прыжками [11, 12]

$$L_c \approx \frac{\xi}{2} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{T_0}{T} \right). \quad (4)$$

Авторы наблюдали аналогичную зависимость $R(T)$ для образцов с $L = 40 - 500$ мкм; для "коротких" образцов L меньше значения L_c , полученного из (4). Расстояние между критическими прыжками можно получить при исследовании нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ) (см. ниже); оказывается, что L_c не превышает 20ξ ($\sim 10 - 20$ мкм) даже при $T = 0,1 T_0$. Оба обстоятельства говорят в пользу модели ближайших соседей. Представляется, однако, что эти две модели можно объединить, если принять во внимание как статистические флуктуации ξ , существенные в одномерном случае [13], так и неизбежные разбросы в ширинах образцов.

3.2. Магнитосопротивление

Магнитосопротивление исследованных образцов отрицательно во всем диапазоне температур. Оно сильно

анизотропно; наблюдалось отсутствие магнитосопротивления, обусловленного компонентой поля H , параллельной плоскости δ -слоя. Магнитосопротивление становится экспоненциально большим в режиме сильной локализации. Из рисунка 1 видно, что магнитосопротивление обусловлено зависимостью энергии активации от поля. В самом деле, T_0 — это единственный параметр, который изменяется при изменении магнитного поля: вид зависимости $R(T)$ (2) остается одним и тем же независимо от величины поля, и H не влияет на предэкспоненциальный множитель R_0 .

Зависимость энергии активации от магнитного поля (3) определяется зависимостью ξ . В 1D-проводниках длина локализации

$$\xi = (\beta N_{1D} + 2 - \beta)l \quad (5)$$

пропорциональна индексу симметрии β [14]. В отсутствие спин-орбитального рассеяния магнитное поле, нарушающее симметрию обращения времени, вызывает переход от $\beta = 1$ к $\beta = 2$ и, следовательно, удвоение ξ при $N_{1D} \gg 1$. Удвоение длины локализации приводит к двукратному уменьшению энергии активации, что согласуется с нашими результатами. (В действительности $N_{1D} \approx 7$ для образца 1, и температура T_0 в сильных полях должна быть меньше $T_0(H=0)$ в 1,75 раза.) Этот эксперимент дает первое доказательство универсальной зависимости длины локализации в квази-1D-проводниках от класса симметрии.

Удобно преобразовать магнитосопротивление в зависимость T_0 от магнитного поля (используя вывод о том, что магнитосопротивление определяется только зависимостью $T_0(H)$). Зависимости $T_0(H)/T_0$, измеренные для образца 1 при различных температурах $T \ll T_0$, показаны на рис. 2; для всех образцов эти зависимости сходятся к одной и той же универсальной кривой. Согласно теории [14], переход от $\beta = 1$ к $\beta = 2$ должен происходить в магнитных полях $H \gg H_\xi$, где

$$H_\xi = \frac{\Phi_0}{\xi W} \quad (6)$$

— масштаб поля, при котором нарушается симметрия обращения времени в пределах области, занятой локализованным состоянием (Φ_0 — квант магнитного потока). Хотя очевидно, что теория предсказывает правильное значение характеристического поля (см. рис. 2), было бы интересно получить теоретическую зависимость $\xi(H)$ для всех магнитных полей (в настоящее время она имеется только для предельных значений ξ). В самом деле, экспериментальные данные по $R(H)$ и $R(T)$ при $H=0$ предоставляют прямой метод измерения ξ в квази-1D-проводниках. Чтобы сделать этот метод более точным, необходимо иметь теоретическое выражение для кривой перехода $T_0(H)$, и это серьезная проблема для теории. Следует упомянуть, что в полях $H > H^* = \Phi_0/W^2$ можно ожидать наблюдения 1D–2D-кроссовера в магнитосопротивлении образцов. Уступ на кривой, наблюдаемый вблизи H^* (см. рис. 2) может быть признаком этого кроссовера.

Поскольку теоретическое выражение для кривой перехода отсутствует, оценим H_ξ из экспериментальных данных, фиксируя уровень $T_0(H_\xi) = 0,85T_0(H=0)$ (см. табл.). Этот выбор основан на сравнении теоретической оценки для H_ξ с экспериментальными данными для многих образцов. Расчетные значения H_ξ прекрасно

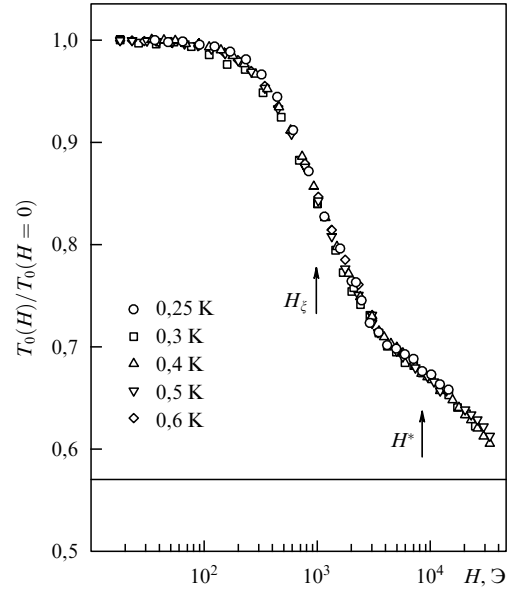


Рис. 2. Зависимость энергии активации от магнитного поля для образца 1 при различных температурах. Характеристические поля $H_\xi = \Phi_0/\xi W$ и $H^* = \Phi_0/W^2$ обозначены стрелками. Сплошная линия соответствует пределу T_0 в случае сильного поля ($\beta = 2$).

согласуются с экспериментальными; это доказывает, что кривая перехода имеет один и тот же вид для всех образцов. Заметим, что отношение характеристического магнитного поля к расстоянию между уровнями на масштабе ξ является универсальной величиной, зависящей только от эффективной массы m^* носителей тока:

$$\frac{H_\xi}{\Delta_\xi} = \Phi_0 v_{2D} = \frac{m^* c}{e \hbar} \quad (7)$$

Для GaAs, для которого эффективная масса хорошо известна, это отношение составляет $0,5 \text{ кЭ К}^{-1}$; последняя строка в таблице показывает, что экспериментальный аналог этого отношения, H_ξ^{exp}/T_0 , действительно не изменяется (с точностью до $\sim 20\%$) для всех исследованных образцов.

3.3. Нелинейность сопротивления

До сих пор обсуждались экспериментальные данные, полученные в линейном режиме (предел слабых электрических полей). Изучение нелинейности ВАХ позволяет определить расстояние между критическими прыжками и провести различие между разными механизмами электронного транспорта с режиме сильной локализации. Зависимости "сопротивления" $R \equiv V/I$ от приложенного напряжения V , измеренные для образца 1 при различных температурах, показаны на рис. 3. В слабых электрических полях экспериментальные кривые $R(V)$ можно аппроксимировать зависимостью

$$R \equiv \frac{V}{I} = R_0 \exp\left(\frac{T_0 - eV L_c/L}{T}\right), \quad (8)$$

где L_c — расстояние между критическими прыжками или длина прыжка L_h , если все прыжки одинаковы. Длина L_c возрастает с уменьшением температуры; при $T \approx 0,1 T_0$ она превышает ξ в 20 раз. Эти значения L_c в наших экспериментах недостаточно велики, чтобы быть в

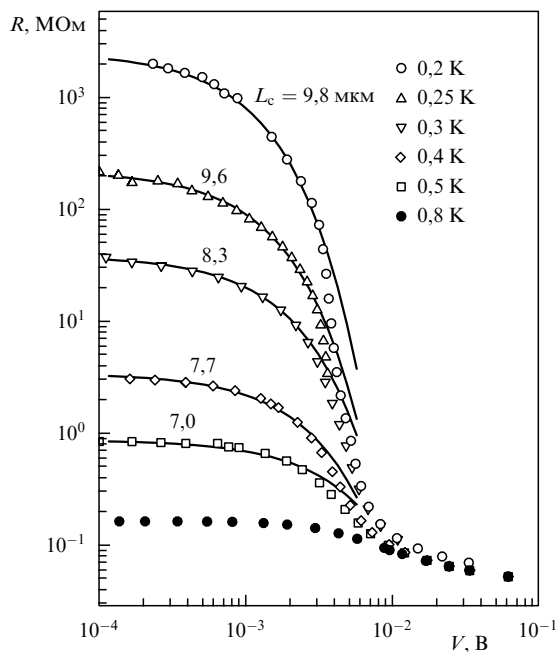


Рис. 3. Зависимости сопротивления $R \equiv V/I$ образца 1 от напряжения V между концами образца при различных температурах. Сплошная кривая представляет собой наилучшую аппроксимацию экспериментальных данных при низком напряжении: $R = 4,7 [\text{кОм}] \times \exp[(T_0 - eVL_c/L)/T]$.

согласии с моделью Куркьярви (см. (4)) [10–12]. Следовательно, наиболее вероятным механизмом электронного транспорта в наших образцах в режиме сильной локализации являются прыжки ближайших соседей между сильно перекрывающимися локализованными электронными состояниями. Надо надеяться, что дальнейшие эксперименты дадут информацию по статистике флуктуаций сопротивления в длинных 1D-проводниках.

4. Заключение

Это первое экспериментальное исследование кроссовера от слабой к сильной локализации в квази-1D-проводниках в зависимости от температуры, когда по обе стороны кроссовера электронные состояния одни и те же. В соответствии с теорией Таулеса кроссовер происходит, когда длина сбоя фазы становится сравнимой с длиной локализации. Сопротивление сегмента провода, имеющего длину ξ , близко к квантовому сопротивлению h/e^2 при кроссовере. С диэлектрической стороны кроссовера наблюдается активационная зависимость сопротивления от температуры; энергия активации близка к расстоянию между энергетическими уровнями локализован-

ных электронных состояний внутри области локализации. Экспоненциально сильное магнитосопротивление в этом режиме обусловлено зависимостью длины локализации от магнитного поля. Наши данные можно считать экспериментальным доказательством вызванного магнитным полем удвоения длины локализации в квази-1D-проводниках со слабым спин-орбитальным рассеянием. Исследование магнитосопротивления в режиме сильной локализации дает возможность прямого измерения длины локализации в квази-1D-проводниках. В данной работе расстояние L_c между наиболее резистивными прыжками оценивается по нелинейности вольт-амперных характеристик в режиме сильной локализации. Относительно малые значения L_c противоречат модели Куркьярви, в которой критические прыжки должны быть экспоненциально редкими. Таким образом, прыжки между ближайшими соседями являются наиболее вероятным механизмом транспорта в наших образцах с диэлектрической стороны кроссовера.

Авторы благодарны за сотрудничество А.Г. Михальчуку и Х.М. Бозлеру, их помощь была очень важна на начальном этапе этой работы. Нам приятно поблагодарить И.Л. Алейнера, А.И. Ларкина, М.Е. Райха и Б.И. Шкловского за полезные обсуждения. Мы благодарны Б.К. Михайлову за приготовление δ -легированных слоев GaAs. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, (грант 96-02-18613) и INTAS (грант 94-3862).

Список литературы

1. Imry Y *Introduction to Mesoscopic Physics* (New York: Oxford University Press, 1997)
2. Beenakker C W J *Rev. Mod. Phys.* **69** 731 (1997)
3. Fowler A B, Wainer J J, Webb R A, in *Hopping Transport in Solids* (Eds M Pollak, B Shklovskii) (Amsterdam: North-Holland, 1991) p. 233; Kastner A et al. *Phys. Rev. B* **36** 8015 (1987)
4. Ishiguro T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 660 (1992); Prigodin V N, Efetov K B *Phys. Rev. Lett.* **70** 2932 (1993); Kohlman R S et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3915 (1997)
5. Ebbesen T W et al. *Nature* **382** 54 (1996); Tans S J et al. *Nature* **386** 474 (1997)
6. Thouless D J *Phys. Rev. Lett.* **39** 1167 (1977); *Solid State Commun.* **34** 683 (1980)
7. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
8. Gershenson et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 725 (1997)
9. Altshuler B L et al. *Sov. Sci. Rev. A* **39** 223 (1987)
10. Kurkijärvi J *Phys. Rev. B* **8** 922 (1973)
11. Serota R A, Kalia R K, Lee P A *Phys. Rev. B* **33** 8441 (1986)
12. Райх М Е, Рузин И М *ЖЭТФ* **95** 1113 (1989)
13. Fyodorov Y V, Mirlin A D *Int. J. of Mod. Phys. B* **8** 3795 (1994); Mirlin A D, Muller-Groeling A, Zirnbauer M R *Ann. Phys.* **236** 325 (1994)
14. Ефетов К Б, Ларкин А И *ЖЭТФ* **85** 764 (1983); Дорохов О Н *ЖЭТФ* **85** 1040 (1983); Pichard J-L et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 1812 (1990); Pichard J-L, in *Quantum Coherence in Mesoscopic systems* (Ed. B Kramer) (Plenum Press, 1991)