6.5. Квазиодномерные (q1D) системы

В параграфе 5.3 было показано, что в простейшей модели одномерного одноканального проводника со случайно расположенными одинаковыми рассеивателями происходит локализация при увеличении его длины L, причем эффективная длина свободного пробега l в достаточно коротком проводнике при увеличении длины превращается в длину локализации ξ,

$$\xi = l. \tag{6.27}$$

Требование об одинаковости рассеивателей не принципиально. Результат (6.27) подтверждается при помощи процедуры усреднения и в модели с разными рассеивателями, хотя эту процедуру следует проводить очень аккуратно (см. в гл. 5 замечания после формул (5.23) и (5.28) и ссылки [4], [6]).

Запишем формулы для одноканального проводника в виде, который сделает их удобными для использования в сочетании со скейлинговой гипотезой. Для этого используем безразмерный кондактанс $y = Y/(e^2/2\pi\hbar)$ и соответствующее безразмерное сопротивление $\varrho = y^{-1}$ (для упрощения численных коэффициентов в дальнейших формулах в соотношение между y и Y введен дополнительный коэффициент 2π по сравнению с формулой (6.1)). Согласно формуле (5.28), кондактанс y для "одноканальной проволоки" в классическом пределе равен

$$y = l/L. \tag{6.28}$$

Применим формулу (5.18) для сопротивления дефекта в одноканальном проводнике, $\varrho = \mathcal{R}/\mathcal{T} = 1/\mathcal{T} - 1$, взяв в качестве дефекта цепочку из N барьеров, рассмотренную в разделе 5.3. Согласно формулам (5.27), (5.27a) и (6.28), в локализационном пределе $\mathcal{T}_N = se^{\alpha N} = se^{-L/\xi} = se^{-L/l}$ и

$$\varrho(L) = y^{-1}(L) = \mathcal{T}^{-N} - 1 = se^{L/l} - 1. \tag{6.29}$$

Когда цепочка барьеров короткая, так что $L/l \ll 1$, экспоненту в уравнении (6.29) можно разложить в ряд. Тогда из сравнения с выражением (5.26b) для сопротивления цепочки барьеров в металлическом пределе получаем, что $s = 1$. Окончательно

$$y^{-1}(L) = e^{L/l} - 1. \tag{6.30}$$

На границе $L = \xi$ между металлическим и локализационным режимами кондактанс одноканальной проволоки y принимает значение

$$y_\xi = (e-1)^{-1} \approx 0.582, \qquad \text{а} \qquad R_\xi \approx 44.4\ \text{k}\Omega. \tag{6.31}$$

Скейлинговое уравнение (6.30) определяет кондактанс $y(L)$ проволоки любой длины через саму длину L и "длину пробега в металлическом пределе" l. Именно из этой функции должна получиться при помощи дифференцирования универсальная кривая $\beta_1(y)$ на рис. 6.1 для размерности $d = 1$.

Воспользуемся универсальностью скейлинговой кривой и применим ее к многоканальным одномерным системам, обсуждавшимся в параграфе 5.2. Пусть 1D-система имеет ν каналов (размерно квантованных подзон под уровнем Ферми) — такую систему обычно называют квазиодномерной (q1D) проволокой. q1D-системы бывают двух видов. Во-первых, это может быть тонкая проволока квадратного или круглого сечения с характерным размером b, в несколько раз превосходящим π/k_F. Формула (5.8) позволяет убедиться, что при достаточно большой площади $S \approx b^2$ сечения проволоки число каналов $\nu \approx 2b^2/(\pi k_F)^2 \propto S$ (см. также формулу (9.10) в гл. 9). Во-вторых, это может быть полоска двумерного электронного газа. В этом случае число каналов определяется шириной полоски, $\nu \propto b$. Такая q1D-система использовалась, например, в экспериментах, описанных в гл. 5 (см. там рис. 5.6 и 5.7). Мы будем называть проволоками оба типа q1D-систем.

Рассмотрим q1D-проволоку с ν каналами при $T = 0$. Пусть ее длина $L < \xi$, так что проволока находится в металлическом режиме и ее транспорт характеризуется длиной пробега l. Согласно формуле (6.28), кондактанс каждого канала равен $y_1 = l/L$, а кондактанс всей проволоки

$$y = \nu y_1 = \nu L/l. \tag{6.32}$$

При этом не имеет значения, что общая для всех каналов величина l сама по себе может контролироваться межканальным рассеянием.

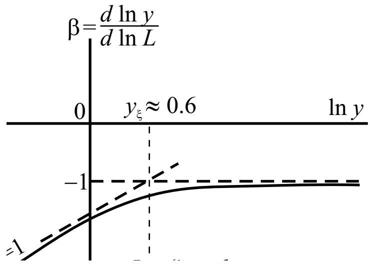

Рис. 6.13: Универсальная скейлинговая кривая для размерности $d = 1$.

Ввиду универсальности скейлинговой кривой (6.30), значение $y_\xi \approx 0.582$ является критическим не только для одноканальной проволоки, и для любой q1D-проволоки при $y \approx y_\xi$ реализуется равенство $L = \xi$ (см. рис. 6.13). Отсюда получаем обобщение соотношения (6.27)

$$\xi = \nu l. \tag{6.33}$$

Представим себе, что мы имеем возможность измерять *при достаточно низкой температуре* сопротивление отрезков различной длины реальной тонкой проволоки. Пусть проволока статистически однородна, т.е. сопротивление отрезка однозначно определяется его длиной: $R = R(L)$. Пока длина проволоки L невелика, так что ее кондактанс $y \gtrsim y_\xi$, и соответственно, сопротивление $R \lesssim 45\,\mathrm{k\Omega}$, изображающая точка находится на правой асимптотике $\beta_1(y) = -1$ скейлинговой кривой. В этой "металлической" области справедлив закон Ома, т.е. $R \propto L$, а при дальнейшем понижении температуры $T \to 0$ сопротивление не должно сильно увеличиться. Однако, при измерении более длинных отрезков той же проволоки $L > \xi$, когда изображающая точка попадет в локализационную область, а сопротивление станет $R \gtrsim 45\,\mathrm{k\Omega}$, мы вправе ожидать экспоненциальный рост сопротивления при понижении температуры $T \to 0$.

> *Заметьте:* Характер сопротивления отрезка проволоки при $T \to 0$ определяется только его сопротивлением $R(L) \lesseqgtr 45\mathrm{k\Omega}$ и не зависит непосредственно от его диаметра, электронной концентрации или количества примесей, т.е. от тех свойств, которые в совокупности определяют сопротивление.

Пользуясь скейлинговой гипотезой, формально мы можем определить длину локализации ξ, имея лишь короткий кусок проволоки длиной $L \ll \xi$:

$$\xi \approx L\,\frac{0.6 \cdot 45\mathrm{k\Omega}}{R_0}\,,$$

где $R_0(L) = R(L, T \to 0)$ — значение сопротивления этого куска при $T = 0$, полученное экстраполяцией измеренной температурной зависимости.

В металлической области $L < \xi$ для описания механизма проводимости естественно было пользоваться диффузионной моделью, считая электроны свободными частицами, рассеивающимися на примесях. Перейдем теперь к локализационной области. Диффузия на расстояния $L \gg \xi$ требует бесконечно большого времени. Поэтому транспорт на расстояния $L > \xi$ обязательно включает квантовые переходы (прыжки), и именно вероятность таких прыжков контролирует проводимость. Это означает, что проводимость отрезка проволоки, принадлежащего локализационной области, следует описывать формулами прыжковой проводимости.

В проволоках электронный спектр происходит не из примесных уровней в запрещенной зоне, а из спектра свободных носителей под влиянием размерного квантования и случайного потенциала. Поэтому он не имеет вид узкой полосы с максимумом примерно посередине (ср. гл. 3). Его плотность состояний в широкой окрестности Ферми-уровня представляет собой монотонную медленно меняющуюся функцию. Поэтому естественно было бы ожидать, что в проволоках доминирующей является проводимость с переменной длиной прыжка. Действительно, на рис. 5.7 была продемонстрирована характерная для этого типа прыжковой проводимости зависимость $\ln Y \propto T^{-1/2}$ с переходом на $\ln Y \propto T^{-1/3}$ при увеличении ширины полоски b. Этот переход показывает, что в образцах реализуется моттовский вариант прыжков с переменной длиной, без кулоновской щели на Ферми-уровне.

С другой стороны, на рис. 6.9 ясно видно, что в q1D-проволоке, изготовленной на базе δ-легированного GaAs, в локализационной области имеет место активационный закон изменения сопротивления

$$R(T) \propto \exp(T_0/T). \tag{6.34}$$

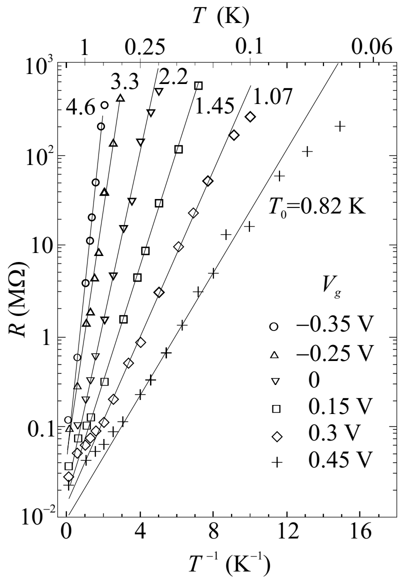

Рис. 6.14: Температурная зависимость сопротивления q1D-проволоки на базе δ-легированного GaAs при разных напряжениях V_g на затворе, т.е. при разной концентрации электронов в проволоке [9]. Около кривых указана энергия активации T_0, входящая в формулу (6.34)

Активационная зависимость (6.34) сохраняется и при изменении концентрации электронов в q1D-проволоке на базе δ-легированного GaAs (см. рис. 6.14), хотя для самой большой концентрации ($V_g = 0.45\,\mathrm{V}$), когда температурную зависимость удается промерить до 60 mK, уже не совсем ясно, какую формулу, (6.34) или (5.30), следует предпочесть для обработки результатов. Кроме того, активационная зависимость (6.34) наблюдалась и на q1D-проволоках другого происхождения. Например, она была подробно исследована на проволоках, изготовленных на базе инверсных слоев на поверхности кремния [12].

Это требует специального объяснения. При одномерном движении электрон не имеет возможности обогнуть какие-либо места с расположением центров, невыгодным для прыжков на дальние расстояния. Именно эти места, где электрон вынужден прыгать на один из ближайших центров, определяют полное сопротивление всей проволоки. Мы уже сталкивались с этой особенностью одномерного движения — отсутствием обходных путей, когда обсуждали хаотические осцилляции в квазиодномерном канале полевого транзистора (рис. 5.6). В экспериментах, представленных на рис. 6.9 и рис. 6.14), для того, чтобы убрать хаотические осцилляции, измеряли 470 проволок, включенных в параллель.

Из сказанного следует, что энергия T_0 в активационном законе (6.34) определяется средним расстоянием $\delta\varepsilon$ между уровнями вблизи энергии Ферми

$$T_0 \approx \delta\varepsilon = \frac{1}{g_F S\xi}, \tag{6.35}$$

где g_F — плотность состояний на уровне Ферми, а $S\xi$ — локализационный объем. Отсюда следует второй способ измерения корреляционной длины ξ в q1D-проволоках — по показателю экспоненты в температурной зависимости сопротивления в локализационном режиме, с использованием формулы (6.35). Этим способом, в частности, было проанализировано отрицательное магнетосопротивление в локализационной области у q1D-проволоки из δ-легированного GaAs [9]. Было показано, что оно обусловлено увеличением в магнитном поле длины локализации ξ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (к главе 6)

....

[9] Yu.Havin, M.Gershenson, and A.Bogdanov, Phys.Rev. B **58**, 8009 (1998)

....

[12] R.F.Kwasnick, M.A.Kastner, J.Melngallis, and P.A.Lee, Phys.Rev.Lett. **52**, 224 (1984)