

ОДНОПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СКЕЙЛИНГ И ПРОВОДИМОСТЬ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ У ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

С.И.Дорожкин, Э.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий, Г.М.Гусев

Установлено, что вид температурной зависимости проводимости двумерного дырочного газа в кремниевых полевых транзисторах определяется только величиной проводимости. Этот результат является серьезным аргументом в пользу существования однопараметрического скейлинга в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

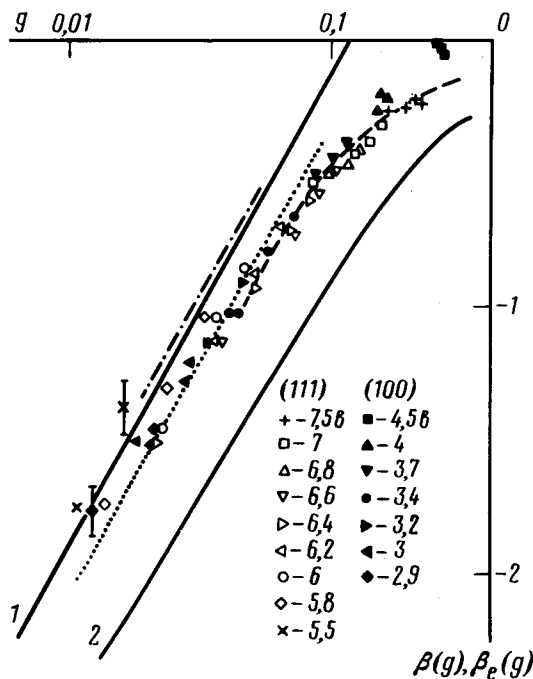
Вопрос о том, может ли переход металл – диэлектрик в неупорядоченных системах быть описан в рамках однопараметрического скейлинга ¹ пока не решен. Гипотеза о существовании однопараметрической функции $\beta(g) = d \ln g(L) / d \ln L$ (для двумерных систем $g = R_{\square}^{-1} \hbar / e^2$; R_{\square} – сопротивление, а L – размер образца квадратной формы), описывающей переход, первоначально была высказана ¹ для системы невзаимодействующих электронов. Справедливость этого предположения до сих пор подвергается сомнению ^{2, 3}. Осложняющим обстоятельством является и электрон-электронное взаимодействие ^{4, 5}. Метод ⁶ экспериментальной проверки идеи однопараметрического скейлинга состоит в измерении величины $\beta_e = - d \ln g / d \ln T$. Он основан на дополнительных предположениях о существовании зависящей от температуры длины L_T , свыше которой проводимость перестает зависеть от размера L ¹, причем вид температурной зависимости $L_T(T)$ определяется лишь величиной g ⁶. Например, если $L_T \sim T^{-\gamma}$ и $\gamma = \gamma(g)$, то экспериментально измеряемая функция β_e зависит только от проводимости g : $\beta_e = \gamma(g)\beta(g)$.

Эксперименты, выполненные на разных объектах, дали различные результаты. На основании измерений ⁶ на электронных инверсионных каналах кремниевых полевых транзисторов был сделан вывод об отсутствии однопараметрического скейлинга. Позже для ультратонких кристаллов $Bi_{14}Te_{11}S_{10}$ ⁷ и поверхностных проводящих слоев около поверхности скола Ge и границы сращивания бикристаллов германия ⁸ был наблюден однопараметрический вид функции $\beta_e(g)$.

В данной работе установлено, что зависимость проводимости от температуры при различных концентрациях носителей в двумерном дырочном газе кремниевых полевых транзисторов может быть описана в рамках однопараметрического скейлинга ¹ с функцией $\beta_e(g)$, близкой к определенной в работах ^{7, 8}. Полученные результаты подтверждают предсказанный в работе ⁴ универсальный характер поправок к проводимости, обусловленных электрон-электронным взаимодействием, в системах с сильным спин-орбитальным рассеянием, и позволяют связать отрицательные результаты работы ⁶ со слабостью соответствующего рассеяния в электронных каналах.

Нами выполнены измерения функции $\beta_e(g)$ на двух кремниевых полевых транзисторах с дырочным каналом. Ориентация поверхности образцов — (100) и (111), толщина слоя оксида $SiO_2 \sim 1200 \text{ \AA}$. Максимальная подвижность носителей при гелиевой температуре составляла $\mu \approx 1500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для образца с ориентацией (100) и $\mu \approx 1100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для ориентации (111). Измерения выполнены при помощи активного моста переменного тока на частоте 12 Гц по четырехточечной схеме. Экспериментально определялась величина $\beta_e = -\frac{T}{g} \frac{\Delta g}{\Delta T}$.

Величина ΔT при измерениях составляла примерно 5 % от среднего значения температуры \bar{T} . Относительная точность измерений Δg и ΔT была не хуже 5 %. Интервал температур 4,2 — 1,3 К.



Экспериментальные значения $\beta_e(g)$, измеренные при различных напряжениях на затворе транзисторов и температурах, для ориентаций (111) и (100). Одинаковые значки соответствуют заданному значению концентрации носителей заряда. Штрих-пунктирная и точечная линии — экспериментальные функции $\beta_e(g)$ из работ ⁷ и ⁸, соответственно

Величина β_e изменялась при изменении двух параметров — концентрации носителей заряда и температуры. Однако экспериментальные результаты, представленные на рисунке, показывают, что фактически β_e является функцией только от одного параметра — величины проводимости, причем функция $\beta_e(g)$ одна и та же для образцов различных ориентаций. Различие между образцами, появляющееся при $g \gtrsim 0,2$ (для ориентации (100) β_e становится больше нуля при $g \gtrsim 0,3$), по-видимому, связано с температурной зависимостью эффектов экра-

нирования (см., например, ⁹). На рисунке приведены также экспериментальные результаты работ ^{7, 8}. Такая близость функции $\beta_e(g)$ для столь различных объектов на наш взгляд доказывает применимость теории скейлинга в этих системах. Отметим, что дырки на кремнии, в отличие от электронов, относятся к системам с сильной спин-орбитальной связью ¹⁰. Таким же свойством, по-видимому, обладают поверхностные проводящие слои в германии ¹¹ и электроны в $\text{Bi}_{14}\text{Te}_{11}\text{S}_{10}$ ¹². Наблюдения на этих объектах однопараметрических зависимостей $\beta_e(g)$ качественно согласуются с предсказаниями ⁴ универсальности квантовых поправок, связанных с электрон-электронным взаимодействием, при наличии сильной спин-орбитальной связи. Теория ⁴ квантовых поправок работает при $g \gg 1$ и в пренебрежении эффектами в куперовском канале взаимодействия дает $\beta(g) = -1/2\pi^2g$. Эта зависимость, экстраполированная нами на область $g \ll 1$, где выполнен эксперимент, показана на рисунке пунктиром. Сплошные линии 1 и 2 — соответственно, результаты численных ¹³ и аналитических ¹⁴ расчетов функции $\beta(g)$ для невзаимодействующих электронов в отсутствие спин-орбитального рассеяния. Надо отметить, что прямое сравнение $\beta_e(g)$ и $\beta(g)$ при $g \lesssim 1$ затруднено из-за наличия между ними коэффициента пропорциональности γ^1 . Таким образом, в свете этой работы с учетом результатов теории ⁴ представляется естественным связать отрицательный результат работы ⁶ с проявлением неуниверсальности электрон-электронного взаимодействия в системе со слабой спин-орбитальной связью, каковой являются электронные каналы на кремнии. Тем самым снимается противоречие между результатами теории скейлинга и экспериментом.

Авторы выражают свою благодарность Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C., Ramakrishnan T.V.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 673; **43**, 718.
2. *Ефетов К.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 508.
3. *Альтшулер Б.Л., Кравцов В.Е., Лернер И.В.* ЖЭТФ, 1986, **91**, 2276.
4. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Solid State Comm., 1983, **46**, 429.
5. *Финкельштейн А.М.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, 436.
6. *Davies R.A., Pepper M., Kaveh M.* J. Phys. C: Solid State Phys., 1983, **16**, L285.
7. *Soonpaа Н.Н., Schwalm W.A.* Phys. Lett., 1984, **100A**, 156.
8. *Заварицкая Э.И., Звягин И.И.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 393.
9. *Gold A., Dolgopолоv V.T.* Phys. Rev., 1986, **B33**, 1076.
10. *Гусев Г.М., Квон З.Д., Овсяк В.Н.* ЖЭТФ, 1985, **88**, 2077.
11. *Вул Б.М., Заварицкая Э.И.* ЖЭТФ, 1979, **76**, 1089.
12. *Soonpaа Н.Н., Schwalm W.A.* Solid State Comm., 1982, **42**, 201.
13. *Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 1492.
14. *Vollhardt D., Wölfle P.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 699.
15. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmel'nitsky D.E.* J. Phys. C: Solid State Phys., 1982, **15**, 7367.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР СО

Поступила в редакцию
23 апреля 1987 г.

¹) В случае $g \gg 1$ для дырок на кремнии следует ожидать $\gamma = \text{const} \approx 0,5$ ^{10, 15}.