

## АНОМАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ДВУМЕРНОМ ДЫРОЧНОМ ГАЗЕ

*Г.М.Гусев., З.Д.Квон, И.Г.Неизвестный,  
В.Н.Овсюк, А.М.Палкин*

Впервые экспериментально исследовано аномальное магнитосопротивление (АМС) двумерного газа дырок в инверсионных каналах на поверхности кремния и показано, что оно полностью описывается теорией АМС, связанного с рассеянием на сверхпроводящих флуктуациях. Определено время энергетической релаксации дырок и сделан вывод о существенной роли их спин-орбитального рассеяния.

В последнее время появилась новая возможность объяснения АМС, связанная с учетом влияния магнитного поля на квантовые поправки к кинетическим коэффициентам<sup>1-4</sup>. В частности, на основе этого подхода удалось объяснить поведение отрицательного АМС в электронном двумерном газе<sup>5, 6</sup>. Более того, изучение АМС в двумерных системах становится уже эффективным методом исследования взаимодействия между электронами и времени их энергетической релаксации<sup>7, 8</sup>:

В данной работе впервые сообщается об экспериментальном исследовании АМС в двумерном дырочном газе в инверсионных каналах на поверхности (111) кремния, которое,

как оказалось, носит иной характер, чем в двумерном газе электронов (знак АМС, например, является положительным).

Экспериментальные образцы представляли собой  $p$ -канальные МОП-транзисторы, изготовленные на поверхности (111) кремния; технология их изготовления и основные параметры были описаны ранее<sup>9</sup>. В работе измерялось магнитосопротивление (МС)  $\Delta R = R(H) - R_0$  или магнитопроводимость (МП)  $\Delta G = G(H) - G_0$  образцов, где  $R(H)$  и  $G(H)$  — сопротивление или проводимость канала на единицу площади при ориентации магнитного поля  $H$ , нормальной к их поверхности, а  $R_0$  и  $G_0$  — эти же величины при  $H = 0$ . Величина приповерхностных избытков дырок  $\Gamma_p$  определялась по соотношению  $\Gamma_p = C_d |V_g - V_T| / e$ , где  $C_d$  — емкость диэлектрика,  $V_g$  — напряжение на затворе и  $V_T$  — пороговое напряжение транзистора при 77,3К. Измерения выполнены в диапазоне температур 4,2 — 20К и  $\Gamma_p = (2 - 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ; в этих условиях дырочный газ у поверхности Si (111) является двумерным<sup>9, 10</sup>.

На рис. 1, а приведены экспериментальные зависимости  $\Delta R/R_0$  от напряженности магнитного поля  $H$ . Знак МС положителен, его зависимость от  $H$  соответствует квадратичному закону на начальном участке и далее, с увеличением  $H$ , скорость возрастания МС уменьшается. Величина классического МС пренебрежимо мала по сравнению с наблюдаемой для приведенной области магнитных полей. Таким образом в эксперименте наблюдается положительное АМС. Заметим, что о подобном поведении МС в дырочном инверсионном канале сообщалось ранее в<sup>11</sup>, однако в этой работе оно не нашло никакого объяснения.

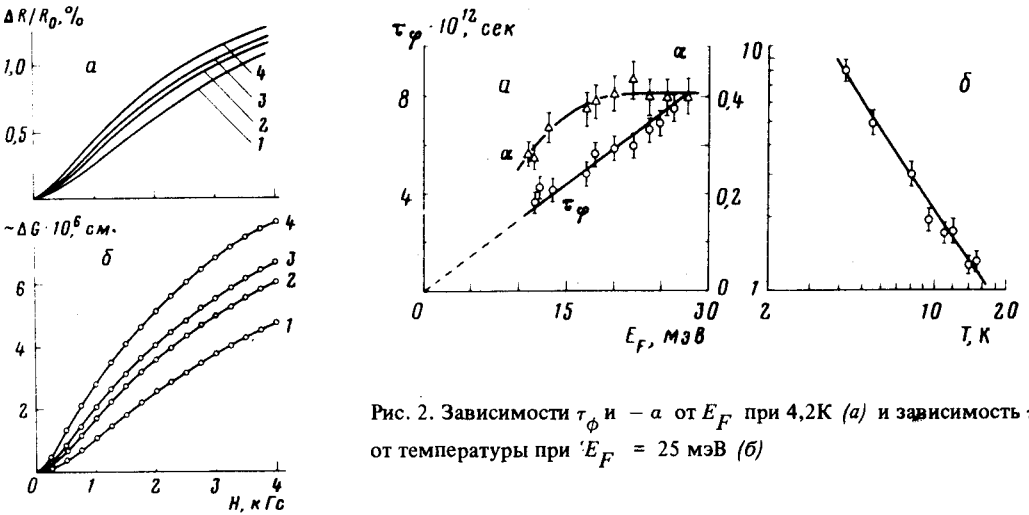


Рис. 2. Зависимости  $\tau_\phi$  и  $\alpha$  от  $E_F$  при 4,2К (а) и зависимость  $\tau_\phi$  от температуры при  $E_F = 25$  мэВ (б)

Рис. 1. Зависимость относительного магнитосопротивления (а) и магнитопроводности (б) дырочного канала от напряженности магнитного поля при 4,2К ( $\Gamma_p$  в ед.  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ ): 1 — 1,8; 2 — 2,8; 3 — 3,2; 4 — 5,85 на рис. б точки — эксперимент, сплошные линии — теория при параметрах, соответственно,  $\alpha = 0,28; 0,37; 0,39; 0,41$  (в ед.  $10^{-12}$  сек) и  $\tau_\phi = 4, 4; 4, 9; 5, 6; 7, 2$ )

В случае простой зонной структуры теория<sup>4</sup> дает для АМП двумерной системы выражение

$$\Delta G(H) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left[ a f(x) - g(T) \phi(y) \right], \quad (1)$$

где  $f(x)$  — логарифмическая производная от  $\gamma$ -функции,  $\phi(y)$  — функция, табулированная в<sup>4</sup>,  $x = (4DeH/\hbar c)/\tau_\phi$ ,  $y = 2DeH/\pi cT$ ,  $D$  — коэффициент диффузии дырок,  $\tau_\phi$  — время релаксации фазы волновой функции вследствие неупругих столкновений,  $g(T)$  — константа взаимодействия между частицами. Первое слагаемое в (1) описывает вклад в АМП, связанный с локализацией Андерсона и рассеянием на сверхпроводящих флуктуациях. Здесь  $\alpha = -\beta(T)$ ,

если эффекты локализации отсутствуют, и  $a = 1 - \beta(T)$ , если они имеют место ( $\beta(T)$  является функцией  $g(T)$  и табулирована в <sup>2</sup>); второе слагаемое в (1) обусловлено зависящими от  $H$  поправками к плотности состояний из-за взаимодействия между частицами.

Выражение (1) было использовано для сопоставления с экспериментом, причем вторым членом было пренебрежено, так как в исследованной области магнитных полей он является малым по сравнению с первым. Результат сопоставления показан на рис. 1, б. Видно, что первый член в (1) хорошо описывает экспериментальные зависимости при соответствующих значениях  $a$  и  $\tau_\phi$  (указаны в подписи к рисунку).

При низких температурах основную роль в энергетической релаксации частиц играют столкновения между ними, в этом случае  $\tau_\phi = \tau_E \sim E_F T^{-2}$ , где  $E_F$  — энергия Ферми дырок. Зависимость  $\tau_\phi(E_F)$ , определенная из измерений АМС, для 4,2К показана на рис. 2, а и в пределах точности эксперимента, действительно, является линейной. Зависимость  $\tau_\phi(T)$  показана на рис. 2, б, она не является квадратичной, а описывается соотношением  $\tau_\phi \sim T^{-n}$ , где  $n = 1,5 \pm 0,1$ . Как показывают результаты работы <sup>12</sup>, зависимость  $\tau_\phi \sim T^{-2}$  справедлива только при отсутствии рассеяния на статических дефектах. При учете такого рассеяния в зависимости  $\tau_\phi$  от  $T$  появляется линейный член, и совместное действие квадратичного и линейного членов могут привести к неквадратичной зависимости  $\tau_\phi(T)$ . Заметим, что подобная зависимость  $\tau_\phi(T)$  наблюдалась в <sup>8</sup> для электронов в условиях, аналогичных условиям нашего эксперимента.

Значения коэффициента  $a$ , определенные из наших экспериментов, оказались равными  $-0,3 \div -0,4$  (рис. 2, а) и в пределах точности эксперимента не зависели от температуры. Соответствующие значения константы  $\beta(T)$  равны либо 0,3 — 0,4, если АМС, связанное с локализацией, отсутствует, либо 1,3 — 1,4 — если оно имеет место. Однако, большие значения  $\beta(T)$ , соответствующие второму случаю, возможны только при условиях, когда сверхпроводящий переход происходит при  $T \geq 2$ К. Поскольку даже при более низких температурах сверхпроводимость в двумерном дырочном газе не наблюдается, следует сделать вывод, что в рассматриваемой ситуации  $a = -\beta(T)$ , а эффекты локализации отсутствуют. Таким образом, АМП в исследованной системе полностью определяется влиянием магнитного поля на рассеяние дырок на сверхпроводящих флуктуациях <sup>2</sup>. Отсутствие же локализационных эффектов можно связать с существенной ролью спин-орбитального рассеяния дырок, которое, как показано в <sup>4</sup>, приводит к исчезновению АМС, связанного с андерсоновской локализацией.

В заключение авторы благодарят Б.Л.Альтшулера, Э.Г.Батыева, А.И.Ларкина, А.В. Чаплика, Д.Е.Хмельницкого и М.В.Энтина за интерес к работе и полезное обсуждение затронутых в ней вопросов, а также В.И.Гутова за помощь в проведении ряда численных расчетов.

#### Литература

1. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y. Progr. Theor. Phys., 1980, 63, 707.
2. Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
3. Altshuler B.L., Khmelnitzkii D.E., Larkin A.I., Lee P.A. Phys. Rev., 1980, В22, В142.
4. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
5. Kawaguchi Y., Kawaji S. J. Phys. Soc., 1980, 48, 699.
6. Зинчик Ю.С., Козырев С.В., Полянская Т.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 278.
7. Uren M.J., Davies R.A., Kaveh M., Pepper M. Phys. C, 1981, 14, L395.
8. Kawaguchi Y., Kawaji S. Proc. IV International Conference on Electronic Properties of Two-Dimension. Systems, USA, New London, p. 678, 1981.
9. Квон З.Д., Кольцов Б.Б., Неизвестный И.Г., Овсяк В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 587.
10. Lakhani A., Stiles P.J., Cheng J.C. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 1003.

11. *Holyavko V.N., Dragunov V.F., Morozov B.V., Skok E.M., Velchev N.B.* Physica Status Solidi (b), 1976, 75, 423.
12. *Altshuler B.L., Aronov A.G.* Sol. St. Comm., 1981, 38, 11.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
28 января 1982 г.

---