Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 4, стр. 239 – 243 *20 февраля 1980 г.*

МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ

А.И.Ларкин

Сверхпроводящие флуктуации дают заметный вклад в магнетосопротивление тонких пленок даже при температуре много бо́льшей критической и даже при отталкивании между электронами. Этот вклад частично компенсирует вклад в магнетосопротивление, связанный с локализацией электронов, что улучшает согласие теории с экспериментом.

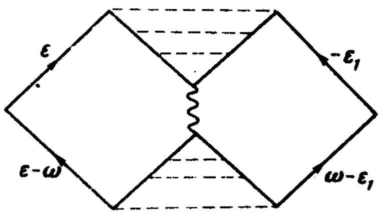
Обычное магнетосопротивление тонких пленок мало́ из-за малой длины пробега электронов. Однако существуют два квантовых эффекта, которые приводят к нетривиальной зависимости сопротивления от магнитного поля в области слабых полей. Один из этих эффектов существует в системе невзаимодействующих электронов. Он связан с андерсоновской локализацией и рассмотрен в работах [1, 2]. Ниже рассматривается другой эффект вызванный рассеянием электронов на сверхпроводящих флуктуациях. Эти флуктуации наиболее заметны вблизи температуры сверхпроводящего перехода, но даже далеко от нее они приводят к медленной логарифмической зависимости сопротивления от температуры. Такую зависимость трудно наблюдать, однако существенно, что магнитное поле сильно влияет на взаимодействие электронов со сверхпроводящими флуктуациями. Возникающий из-за этого эффект частично компенсирует эффект локализации, существующий в системе невзаимодействующих электронов. Возможно, что этим объясняется тот факт, что на эксперименте [3] магнетосопротивление меньше, чем предсказывается теорией невзаимодействующих электронов [1, 2]. Отметим, что сверхпроводящие флуктуации существуют даже в том случае, если электроны отталкиваются и сверхпроводящий переход отсутствует.

При температурах не очень близких к температуре сверхпроводящего перехода и в слабом магнитном поле вклад флуктаций в проводимость описывается диаграммой Маки – Томпсона [4] (см. рисунок) и равен

$$\omega\sigma_1 = 2e^2\langle v_x^2\rangle T^2 \sum_{0<\epsilon,\,\epsilon_1<\omega} \int d\xi\, G(\epsilon)\; G(\epsilon_1)\, G(\omega-\epsilon)\, G(\omega-\epsilon_1)\ \times$$
$$\times\ \frac{eH}{\pi\hbar c}\sum_j C_j(\epsilon+\epsilon_1)C_j(2\omega-\epsilon-\epsilon_1)\,\Gamma\,\frac{|\epsilon-\epsilon_1|}{2\pi T} \tag{1}$$

Здесь $\epsilon = \pi T(2n+1)$. Одночастичные функции Грина, изображаемые на рисунке сплошными линиями, равны

$$G(\epsilon) = (\xi - i\epsilon - i\,\mathrm{sign}\,\epsilon/2\tau)^{-1}.$$



Пунктирные линии изображают рассеяние электронов на примесях. Совокупность лестничных диаграмм из сплошных и пунктирных линий равна

$$\tau C_j(\omega) = [\omega + a(j+½) + 1/\tau_\epsilon]^{-1}, \qquad a = \frac{4DeH}{\hbar c}, \tag{2}$$

где τ_ϵ – время энергетической релаксации, $a(j+½)$ – собственные значения оператора $D(\nabla - 2ei A/\hbar c)^2$. Эффективная амплитуда взаимодействия между электронами, изображаемая на рисунке волнистой линией, равна

$$\Gamma(m) = -g[1 + gT \sum_{\epsilon > 0} 4\pi\tau C(2\epsilon + 2\pi|m|)]^{-1}. \qquad (3)$$

Интересной является область слабых магнитных полей $a \sim 1/\tau_\epsilon << T - T_c$.

В этом случае можно не учитывать зависимость $\Gamma(m)$ от магнитного поля. При этом $\Gamma(m)$ удобно выразить через зависящую от температуры константу взаимодействия

$$\Gamma(m) = -[\psi(m + 1/2) - \psi(1/2) + 1/g(T)]^{-1}, \qquad (4)$$

где

$$g(T) \equiv -\Gamma(0) = \left(g^{-1} + \ln\frac{\omega_D}{T}\right)^{-1} = -1/\ln T/T_c . \qquad (5)$$

Константа g взаимодействия электронов при энергии порядка обычным образом выражается через константу g_p, связанную с обменом фононами, и константу g_c кулоновского взаимодействия

$$g = -g_p + g_c/(1 + g_c \ln\epsilon_F/\omega_D).$$

Для вычисления проводимости σ_1 слудет выражение (1) вычислить при $\omega = 2\pi n = 2\pi\Omega$ и затем аналитически продолжить в область $\mathrm{Re}\Omega > 0$. Результат такого продолжения имеет вид

$$\sigma_1 = \frac{2DeH}{\pi^2\hbar c} \sum_j \tau\, C_j(\omega)\, \beta(T), \qquad (6)$$

$$\beta(T) = \frac{1}{\Omega} \sum_{n \geqslant 0, m} \left\{ \Gamma(|m|)\left(\frac{1}{2n + m + 1} - \frac{1}{2n - m + 1 + 2\Omega}\right) + \right.$$

$$+ \frac{\mathrm{sign}\, m\, \Gamma(|m| + \Omega)}{2n + m + \Omega + 1} + \Gamma(2n + 1 + 2\Omega) \times$$

$$\left. \times \left(\frac{1}{2n - m + 1 + 2\Omega} - \frac{1}{2n - m + 1 + \Omega}\right)\right\}. \qquad (7)$$

В пределе малых частот получаем

$$\beta(T) = \frac{\pi^2}{4} \sum_m (-1)^m \Gamma(|m|) - \sum_{n \geqslant 0} \Gamma''(2n + 1). \qquad (8)$$

Подставляя в это выражение $\Gamma(m)$ из формулы (4), найдем зависимость β от $-g = (\ln T/T_c)^{-1}$. Эта зависимость приведена в таблице.

В предельном случае $T \to T_c$, $-g(T) >> 1$, $\beta = -g(T)\pi^2/4$, что совпадает с результатом [4]. В противоположном предельном случае высоких температур $T >> T_c$, $|g| << 1$, $\beta = g^2(T)\pi^2/6$, параметр β обратно пропорционален квадрату логарифма температуры [5].

$-g(T)$	$-0,1$	0,1	0,2	0,3	0,5	0,8	1	2	5	10
$\beta(T)$	0,017	0,015	0,06	0,13	0,33	0,73	1,05	3	9,8	22

Определяемая формулой (6) флуктуационная проводимость зависит от магнитного поля так же, как проводимость в системе невзаимодействующих электронов [1, 2], но имеет противоположный знак. Суммируя оба эффекта, получим для магнетосопротивления квадрата пленки выражение

$$\Delta R = -R^2 \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} [a - \beta(T)]\, Y\left(\frac{4DeH\tau_\epsilon}{\hbar c}\right), \tag{9}$$

где

$$Y(x) = \ln x + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) = \begin{cases} \dfrac{x^2}{24} & (x << 1) \\ \ln x & (x >> 1) \end{cases}$$

Если спин-орбитальное взаимодействие электронов с примесями мало, что $a = 1$. В обратном предельном случае ($\tau_{s0} << \tau_\epsilon$) $a = -½$. Отметим, что параметр β не зависит от спин-орбитального взаимодействия. Большая концентрация магнитных примесей должна подавить оба эффекта.

Экспериментальные результаты [3] примерно соответствуют параметру $a - \beta = an_v = 0,6$. Возможно, что этот результат означает, что в пленках MOSFET сравнительно сильное взаимодействие между электронами $|g| \sim 0,5$.

Детальное экспериментальное исследование рассмотренного эффекта позволит определить параметры проводника, которые трудно найти другим способом. Зависимость магнетосопротивления от магнитного поля дает величину и температурную зависимость времени энергетической релаксации τ_ϵ. Коэффициент в формуле (9) является мировой постоянной ($e^2/2\pi^2\hbar = 1,2\cdot 10^{-5}\,\Omega^{-1}$). Поэтому величина магнетосопротивления позволит определить коэффициент β и его температурную зависимость, что в свою очередь дает величину эффективного взаимодействия между электронами $g(T)$. В случае отталкивания $g(T)$, а, следовательно, и $\beta(T)$ логарифмически стремятся к нулю с понижением температуры. В случае притяжения $\beta(T)$ растет с понижением температуры. Оба эффекта должны наблюдаться в любых двумерных проводящих системах, таких как MOS (металл – окисел – полупроводник). пленки металла, слоистые проводники.

Автор благодарен С.Хиками, И.Нагаока, Т.Тсунето и Ю.Авчиннико-ву за ценные советы.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 января 1980 г.

Литература

[1] B.Altshuller, D.Khmelnitzkii, A.Larkin. P.Lee. to be published.

[2] S.Hikami, A.Larkin, Y.Nagaoka. Prog. Theor. Phys. to be published.

[3] Y.Kawaguchi, S.Kawaji. J. Phys. Soc. Jap. to be published.

[4] R.Thompson. Phys. Rev., B1, 327, 1970.

[5] L.G.Aslamasov, A.A.Varlamov. J. Low Temp. Phys to be published.