

## ИЗМЕНЕНИЕ РЕАЛИЗАЦИИ СЛУЧАЙНОГО ПОТЕНЦИАЛА И ПРОВОДИМОСТЬ ОБРАЗЦОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Б.Л.Альгшулер, Б.З.Спивак

Показано, что остаточная проводимость образцов малых размеров обладает большой чувствительностью к малым изменениям реализации примесного потенциала. Например, проводимость пленки конечной толщины изменяется при перемещении одной примеси на конечную величину независимо от размеров пленки. Явление можно использовать для изучения сверхмедленной диффузии примесей. Рассмотрено магнетосопротивление в спиновом стекле, связанное с изменением в магнитном поле реализации обменного потенциала. Обсуждается возможная связь этого явления с экспериментами <sup>5</sup>.

1. Проводимость проводников малого размера флуктуирует от образца к образцу. В <sup>1,2</sup> были рассмотрены эти флуктуации в условиях слабой локализации. Отклонение полной проводимости (кондактанса) образца при  $T = 0$  от среднего значения  $\langle G \rangle$  оказалось порядка  $e^2/\hbar$  (независимо от его размеров и формы). Наличие этих флуктуаций приводит к чрезвычайно большой чувствительности электропроводности к малым изменениям случайного потенциала, рассеивающего электроны проводимости. Пусть этот потенциал по какой-либо причине изменил свою реализацию с  $u(r)$  на  $u(r')$ . Будет показано, что корреляционная функция  $F$  кондактансов до ( $G$ ) и после ( $G'$ ) смены реализации есть

$$F \equiv \langle GG' \rangle - \langle G \rangle \langle G' \rangle \approx \left( \frac{2e^2}{\pi\hbar} \right)^2 \times \begin{cases} \frac{d+1}{\pi^4} b_1 - \frac{4b_2}{\pi^2} \left( \frac{L}{L_f} \right)^2 & L < L_f, \\ \frac{\Gamma(\frac{d}{2})}{2\pi^{d/2}} \left( \frac{L_f}{L} \right)^{4-d} & L > L_f \end{cases}, \quad (1)$$

$$\text{где } L_f = \sqrt{D\tau_f} = l/\sqrt{\alpha}; \alpha = 1 - \frac{\langle UU' \rangle}{\langle U^2 \rangle} \quad (2)$$

$b_1, b_2$  – коэффициенты, зависящие от формы образца,  $d$  – эффективная размерность относительно длины  $L_f$ ,  $L$  – размер образца в направлении тока,  $l$  – длина свободного пробега, а  $D$  – коэффициент диффузии электронов. Таким образом,  $G$  меняется на величину порядка  $e^2/\hbar$  при  $\tau_f \cong L^2/D$ .

2. Если проводимость определяется рассеянием на короткодействующем потенциале примесей, то  $\alpha \cong \delta N_{im}/N_{im}$ , где  $N_{im} = VC_{im}$  – полное число примесей в образце,  $\delta N_{im}$  – число при-

месей, изменивших свое положение. Видно, что условие  $D\tau_f \sim L^2$  (приводящее к  $|G - G'| \sim e^2/\hbar$ ) выполняется в квадратной пленке конечной толщины  $a$  при  $\delta N_{im} \sim l^2 a C_{im}$  ( $C_{im}$  — концентрация примесей) для любого, сколь угодно большого  $L$ . Другими словами, изменение положения одной примеси меняет проводимость при  $T = 0$  и  $d = 2$  на конечную величину. В общем случае конечное изменение проводимости достигается при  $\delta N_{im}$  пропорциональном  $L^{d-2}$ .

Высокая чувствительность проводимости к изменению положения примесей дает принципиальную возможность исследовать диффузию примесей в металлах (например, квантовую диффузию водорода) при крайне малых коэффициентах этой диффузии  $D_{im}$ . Если примесь за характерное время  $T_{im}$  прыгает на расстояние  $r_0$ , то кондактанс изменяется на  $e^2/\hbar$  за время  $t \sim T_{im}(l^2/L^2)$ . Это позволяет за время  $t$  измерить  $D_{im} \sim r_0^2 l^2/L^2 t$ . При  $r_0^2 \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>,  $l \sim 10^{-6}$  см,  $L \sim 10^{-4}$  см за  $t \sim 1$  с можно измерить  $D_{im} \sim 10^{-19}$  см<sup>2</sup>/с.

3. Если в образце есть локализованные спины, то при достаточно низких температурах они могут либо образовать спиновое стекло ( $SG$ ) при  $T_G > T, T_K$ , либо исчезать за счет эффекта Кондо ( $T_K > T_G, T$ ).<sup>1)</sup> Здесь  $T_K$  и  $T_G$  — температуры Кондо и перехода в  $SG$  соответственно. В обоих случаях магнитное поле  $H$  влияет на реализацию рассеивающего потенциала, обусловленного обменным взаимодействием локализованных спинов со спинами электронов проводимости (мы считаем, что реальные перевороты локализованных спинов при рассеянии на них электронов проводимости отсутствуют).

Возникающая из-за этой смены реализаций величина  $L_f$  в  $SG$  имеет вид, аналогичный (2)

$$L_f = \sqrt{\frac{D\tau_s}{\alpha_{SG}(H)}}; \quad \alpha_{SG}(H) = 1 - \frac{\langle S(0)S(H) \rangle}{S(S+1)}, \quad (2a)$$

где  $S$  — величина локализованного спина,  $\tau_s$  — время свободного пробега электрона относительно рассеяния на локализованном спине. Подставляя (2a) в (1), получим, что  $F(H) = \langle G(H)G(0) \rangle - \langle G(H) \rangle \langle G(0) \rangle$  существенно падает с ростом  $H$  на масштабе  $H_s$ , определенном из условия  $\alpha_{SG}(H_s) \sim D\tau_s/\hbar^2$ . Это значит, что кондактанс отдельного образца испытывает случайные осцилляции как функция  $H$  с характерным периодом  $H_s$  и амплитудой порядка  $e^2/\hbar$ . В работах<sup>2-4</sup> изучалась зависимость  $F(H)$ , связанная с орбитальными эффектами, для объяснения экспериментов (5). При этом амплитуда осцилляций оказалась такой же (порядка  $e^2/\hbar$ ), а характерный период определялся из условия  $H_c L^2 \gamma \sim \Phi_0 = hc/e$ . Здесь  $\gamma = A/L^2$ ,  $A$  — площадь сечения образца плоскостью, перпендикулярной  $H$ . Таким образом, если

ли  $\alpha_{SG} \sim \left(\frac{g\mu H}{T_G}\right)^\beta$ , то

$$\frac{H_s}{H_c} \cong \left(\frac{D\tau_s}{L^2}\right)^{1/\beta-1} \gamma(T_G\tau_s) \frac{p_F l}{\hbar}, \quad (3)$$

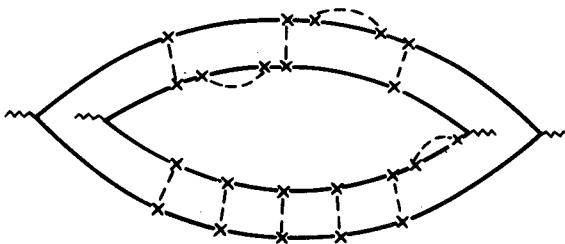
где  $p_F$  — фермиевский импульс,  $g\mu H$  — зеемановское расщепление. Из (3) следует, что возможно любое соотношение между  $H_s$  и  $H_c$ , и в достаточно грязных образцах  $H_s < H_c$ , т.е. спиновые эффекты определяют зависимость  $F(H)$ , а значит и нерегулярные осцилляции  $G(H)$ . Изучение этих осцилляций дает возможность экспериментально определять величину  $\alpha_{SG}(H)$ , которая имеет важное значение в физике спиновых стекол и которую очень трудно измерить другими методами.

В экспериментах (5) наблюдались случайные осцилляции  $G(H)$ , которые, в принципе, можно объяснить и орбитальными и спиновыми эффектами. Однако наблюдавшееся в (5) отличие  $G(H)$  от  $G(-H)$  в силу соотношений Онзагера не может быть объяснено орбитальными эффектами, и его следует целиком отнести за счет спинов. Подчеркнем, что даже при  $H_c < H_s$ , когда

<sup>1)</sup> В парамагнитной области флуктуации подавляются спиновым рассеянием при  $D\tau_s < L^2$ . В (1) при об- суждении этого вопроса допущена неточность.

зависимость  $G(H)$  определяется в основном орбитальными эффектами, величина  $G(H) - G(-H)$  порядка  $e^2/\hbar$  и меняется только за счет спиновых эффектов на масштабе  $H_s$ . Другими способами разделения орбитальных и спиновых эффектов является обнаружение временной зависимости  $\alpha_{SG}(H, t)$ , присущей  $SG$ , и изучение зависимости эффекта от направления магнитного поля, т.е. от величины  $\gamma$ . В кондовском случае  $\tau_f \sim \tau_s = \frac{4T_K^2}{(g\mu H)^2}$ . Это также ведет к случай-

ным осцилляциям  $G(H)$ , однако равенство  $G(H) = G(-H)$  сохраняется.



4. Как показано в <sup>1,2</sup>, для вычисления коррелятора проводимостей необходимо вычислить сумму графиков типа рисунка. Для того чтобы получить формулу (1), надо в одну из электронных петель на рисунке подставить примесный потенциал  $u(r)$ , а в другую —  $u'(r)$ . Поэтому в электронные пропагаторы входит  $\langle u^2 \rangle$  или  $\langle u'^2 \rangle$ , а пунктиру, соединяющему разные петли, соответствует  $\langle uu' \rangle$ . В результате, сумма лестничных графиков (диффузионный или куперовский полюс) оказывается равной  $(Dq^2 + \tau_f^{-1})^{-1}$ , что и приводит к (1) при использовании тех же граничных условий, что и в <sup>1,2</sup>.

5. Существует еще одна экспериментальная ситуация, в которой проявляются флуктуационные свойства малых образцов. Это контакт сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник с  $L > \sqrt{D\hbar/T}$ , в котором эффект Джозефсона не существует. В <sup>6</sup> было показано, что  $\langle G \rangle$  такой системы осциллирует как функция разности фаз сверхпроводников  $\varphi$  с периодом  $\pi$ . С другой стороны, как в эксперименте <sup>5</sup>, так и в теории <sup>2-4, 6-8</sup>, посвященных эффекту Ааронова — Бома в малых образцах, усредненный кондактанс осциллировал с "нормальным" (не сверхпроводящим) периодом  $\Phi_0$ . По тем же причинам в указанной выше системе  $F(\varphi) = \langle G(\varphi)G(0) \rangle - \langle G(\varphi) \rangle \langle G(0) \rangle$ , значит, и  $G(\varphi)$  будет периодической функцией  $\varphi$  с периодом  $2\pi$ .

Мы благодарны А.Г.Аронову, Д.Е.Хмельницкому, Б.И.Шкловскому за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 530.
2. Lee T.A., Stone A.D. Preprint, 1985.
3. Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2692.
4. Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 291.
5. Webb R.A., Washburn S., Umbach C.F., Laibowits R.B. Phys. Rev., 1984, B30, 4048; Phys. Rev. Lett., 1985, 51, 2696.
6. Спивак Б.З., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 412.
7. Gefen Y., Imry Y., Azbel H.Y. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 129.
8. Лин Н.В., Спивак Б.З., Шкловский Б.И. ЖЭТФ, 1985, 89, №11; Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 35.