

## "СЛАБАЯ" ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ПРОЦЕССЫ РАССЕЙЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СЕРЕБРА

М.Е. Гершензон, В.Н. Губанков, Ю.Е. Журавлев

На основе измерения аномальной зависимости сопротивления тонких пленок серебра от магнитного поля и температуры определена температурная зависимость неупругого времени рассеяния электронов и получено значение времен спиновой релаксации.

Конкретные формы проявления эффекта локализации электронов в неупорядоченных системах зависят от действия различных механизмов релаксации энергии и спина электронов, поэтому экспериментальное изучение "слабой" локализации может дать важную информацию о процессах рассеяния электронов (см., например,<sup>1</sup> и ссылки в ней).

В двумерных неупорядоченных пленках (толщина  $d$  которых не превосходит длину диффузии  $L_\varphi = (D\tau_\varphi)^{1/2}$  за время релаксации фазы волновой функции электрона  $\tau_\varphi$ ) подавление локализационного вклада в сопротивление в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки ( $H_\perp$ ), происходит при  $H \gtrsim \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$ , где  $\Phi_0$  - квант магнитного потока. Этим обуславливается появление отрицательного магнетосопротивления. Сбой фазы волновой функции определяется процессами неупругого рассеяния за время  $\tau_e$  и рассеяния с переворотом спина на парамагнитных примесях с характерным временем  $\tau_s$ , т.е.  $\tau_\varphi^{-1} = \tau_e^{-1} + \tau_s^{-1}$ . Сильное спин-орбитальное взаимодействие при упругом рассеянии на примесях ( $\tau_{s0} \ll \tau_\varphi$ , где  $\tau_{s0}$  - время спиновой релаксации за счет спин-орбитального взаимодействия) приводит к изменению вида зависимости  $R(H)$  и появлению положительного магнетосопротивления в области полей  $H \lesssim \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^{*2}$ , где  $L_\varphi^* = (D\tau_\varphi^*)^{1/2}$ ,  $\tau_\varphi^{*-1} = \tau_\varphi^{-1} + 2\tau_{s0}^{-1}$ . Теоретическая зависимость  $R(H_\perp)$ , полученная с учетом спин-орбитального взаимодействия, имеет вид<sup>1</sup>:

$$\frac{R(0) - R(H)}{R(0)} = \frac{e^2 R_\square}{2\pi^2 \hbar} \left\{ \frac{3}{2} f\left(\frac{4\pi L_\varphi^{*2}}{\Phi_0} H\right) - \frac{1}{2} f\left(\frac{4\pi L_\varphi^2}{\Phi_0} H\right) \right\}, \quad (1)$$

где  $R_\square$  - сопротивление квадрата поверхности пленки,  $f(x) = \ln x + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right)$ ,  $\psi(y)$  - логарифмическая производная Г-функции. Таким образом, в простых металлических системах (один тип носителей заряда, отсутствие многодолинности) вид зависимости  $R(H)$  определяется соотношением времен  $\tau_e$ ,  $\tau_s$  и  $\tau_{s0}$ .

Нами исследовались пленки серебра толщиной  $d = 20 - 120 \text{ \AA}$  с  $R_\square = 3 - 200 \text{ Ом}$ , полученные высокочастотным распылением чистого (99,99%) серебра в атмосфере аргона на стеклянные подложки, находящиеся при комнатной температуре. Методика определения параметров образцов (на примере пленок меди) описывалась ранее<sup>2</sup>. Измерения проводились на постоянном токе (напряженность поля  $E \lesssim 0,1 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$ ), регистрация напряжения на образце осуществлялась цифровым вольтметром с чувствительностью  $10^{-7} \text{ В}$ . Для повышения точности измерений из пленок с помощью фотолитографии изготавливались узкие (шириной 10 мкм) полоски длиной до 20 см в форме меандра. Измерение магнетосопротивления проводилось в диапазоне температур 1,4 - 40 К при помощи сверхпроводящего соленоида с максимальным полем  $\sim 60 \text{ кЭ}$ .

На рис.1 для ряда температур приведены зависимости сопротивления от магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости пленки, для образца с параметрами:  $d \cong 60 \text{ \AA}$ ,  $R_\square(4,2 \text{ К}) = 17,86 \text{ Ом}$ , длина свободного пробега электронов  $l \cong 50 \text{ \AA}$ . Сплошными линиями на рис.1 показаны теоретические зависимости ( $I$ ), где в качестве подгоночных параметров использовались значения времен  $\tau_\varphi$  и  $\tau_\varphi^*$ , приведенные на рис.2. Отметим, что хорошее согласие теории, не учитывающей межэлектронного взаимодействия, и экспе-

риментальных данных в полях  $H > \pi ck T / 2 eD$  свидетельствует о малости константы взаимодействия при малом суммарном импульсе  $g(T)$  в серебре. По мере понижения температуры наблюдается переход от однопараметрических зависимостей  $R(H_{\perp})$  ( $\tau_{\varphi} = \tau_{\varphi}^*$ ), полученных при  $T > 10$  К, к двухпараметрическим ( $\tau_{\varphi} \neq \tau_{\varphi}^*$ ) при  $T \lesssim 10$  К. Такое поведение связано с переходом от случая  $\tau_{\varphi} \ll \tau_{s0}$  к  $\tau_{\varphi} \gg \tau_{s0}$ . Температурная зависимость  $\tau_{\varphi}$  свидетельствует о том, что основным механизмом сбоя фазы волновой функции электрона при  $T \gtrsim 5$  К является неупругое рассеяние. Неупругое рассеяние электронов происходит, по-видимому, на двумерных фононах (для пленок толщиной  $d \cong 60 \text{ \AA}$  условие двумерности тепловых фононов  $T \lesssim \lesssim 2\pi \hbar v_{зв} / kd$ , где  $v_{зв}$  – скорость звука, выполняется при  $T \lesssim 30$  К). Определяемый в эксперименте показатель степени  $p$  зависимости  $\tau_{\varphi} \sim T^{-p}$ , как видно из рис.2, близок к ожидаемому в этом случае значению  $p = 2$ . Отметим, что межэлектронное рассеяние, приводящее в двумерном случае ( $d \ll (\frac{\hbar D}{kT})^{1/2}$ ) к зависимости  $\tau_{ee} \sim T^{-3}$ , в исследованном диапазоне температур не дает существенного вклада в величину  $\tau_{\varphi}$ . Для различных пленок абсолютные значения  $\tau_{\varphi}$  варьировались незначительно и составляли при  $T = 4,2 \text{ К}$   $(5 \div 20) \cdot 10^{-11}$  с. Наблюдаемое для ряда образцов замедление роста зависимости  $\tau_{\varphi}(T)$  при  $T \lesssim 2 \div 5$  К, по-видимому, связано с ограничением  $\tau_{\varphi}$  значением независимого от температуры времени рассеяния электронов с переворотом спина. Для всех исследованных образцов значения  $\tau_s$  превышали  $\sim 2 \cdot 10^{-10}$  с. (Для образца, зависимость  $\tau_{\varphi}(T)$  которого показана на рис.2,  $\tau_s \cong \cong 3 \cdot 10^{-10}$  с).

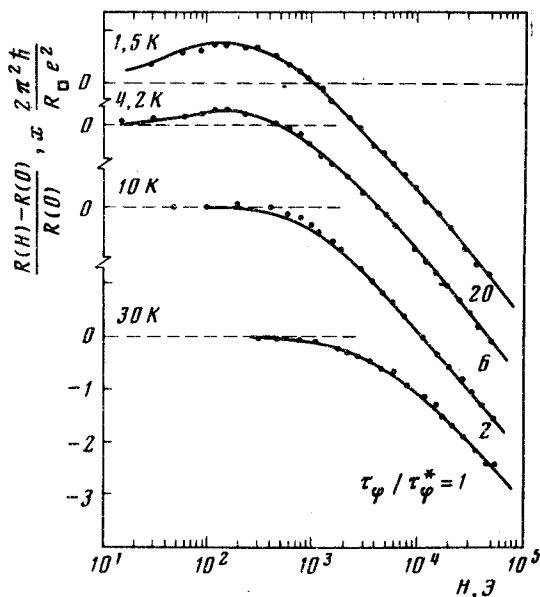


Рис.2

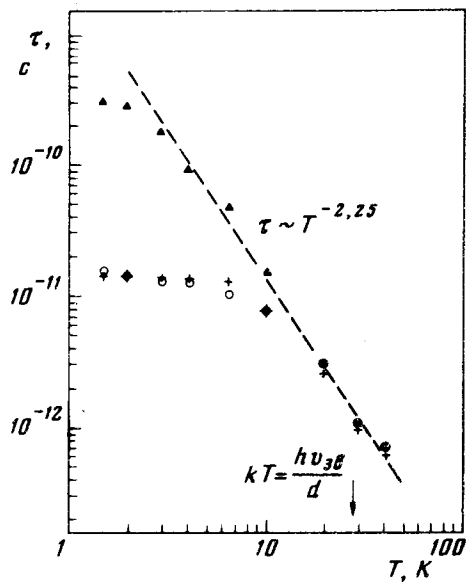


Рис.1

Рис.1. Зависимости  $R(H_{\perp})$ . Сплошные линии – теоретические зависимости (1), рассчитанные для  $\tau_{\varphi}$  и  $\tau_{\varphi}^*$ , показанных на рис.2

Рис.2. Зависимости  $\tau_{\varphi}(T)$  и  $\tau_{\varphi}^*(T)$ .  $\blacktriangle$  и  $\circ$  – экспериментально полученные значения  $\tau_{\varphi}$  и  $\tau_{\varphi}^*$ , соответственно,  $+$  – значения  $\tau_{\varphi}^*$ , рассчитанные с помощью  $\tau_{\varphi}$  и  $\tau_{s0} = 3 \cdot 10^{-11}$  с

Независимое определение  $\tau_{\varphi}$  и  $\tau_{\varphi}^*$  позволяет получить значение  $\tau_{s0}$  в исследованных пленках. На рис.2 наряду со значениями  $\tau_{\varphi}^*$ , определенными из эксперимента, приведены значения  $\tau_{\varphi}^*$ , рассчитанные с помощью найденных значений  $\tau_{\varphi}$  и не зависящего от температуры значения  $\tau_{s0} = 3 \cdot 10^{-11}$  с. Для чистых пленок значения  $\tau_{s0}$  практически не зависели от толщины и находились в диапазоне  $(2 \div 5) \cdot 10^{-11}$  с. Отметим, что загрязнение пленок при-

месями с большим значением заряда ядра  $Z$  (напыление пленок в установке, в которой непосредственно перед этим расплылся свинец) приводит к уменьшению значения  $\tau_{s_0}$  примерно на порядок при неизменном значении  $\tau_\varphi$ . Этот факт, а также наблюдаемая для различных металлов немонотонная зависимость  $\tau_{s_0}$  от  $Z$  (в чистом Mg ( $Z = 12$ )  $\tau_{s_0} = 1,7 \cdot 10^{-10}$  с<sup>4</sup>, в Cu ( $Z = 29$ )  $\tau_{s_0} \cong 3 \cdot 10^{-12}$  с<sup>2</sup>, в Ag ( $Z = 47$ )  $\tau_{s_0} \cong (2 \div 5) \cdot 10^{-11}$  с) показывает, что спин-орбитальное взаимодействие в исследованных нами пленках меди и серебра определяется, в основном, примесями.

Независимое определение показателя степени  $p$  в выражении  $\tau_\varphi \sim T^{-p}$  можно провести, сравнивая коэффициенты  $A$  перед логарифмическим вкладом в сопротивление неупорядоченных тонких пленок  $\frac{R(T_1) - R(T_2)}{R(T_1)} = A \frac{e^2 R_\square}{2\pi^2 \hbar} \ln \frac{T_2}{T_1}$ , обусловленным совместным проявлением эффектов локализации и межэлектронного взаимодействия в случаях  $H = 0$  и  $H \gg \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$ . При анализе теоретической зависимости<sup>2,5</sup>

$$\frac{R(T_1) - R(T_2)}{R(T_1)} = \frac{e^2 R_\square}{2\pi^2 \hbar} \left\{ (1 - F) \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{3}{2} \ln \frac{\tau_\varphi^*(T_1)}{\tau_\varphi^*(T_2)} - \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_\varphi(T_1)}{\tau_\varphi(T_2)} \right\} \quad (2)$$

следует учесть, что для большинства изучавшихся пленок логарифмический участок зависимости  $R(T)$  наблюдается в области температур, где сильным является спин-орбитальное взаимодействие ( $\tau_{s_0} \ll \tau_\varphi$ ) и  $\tau_\varphi^*$  оказывается слабо зависящим от  $T$ , а второй член формулы практически не дает вклада в величину  $A$ . Соответственно, при  $H = 0$  следует ожидать  $A = 1 - F - \frac{1}{2} p$ , а при  $H > \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$  должно происходить подавление температурной зависимости локализационного вклада в сопротивление и увеличение  $A$  до  $(1 - F)$ . Действительно, для пленок, в которых  $\tau_\varphi(T)$  не замедляет роста при низких температурах, наблюдается изменение значения  $A$  от  $A \cong 0$  при  $H = 0$  до  $A \approx 1,1 \pm 0,1$  при  $H > \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$ , что соответствует значению  $p \cong 2$ , и согласуется с величиной  $p$ , определенной по зависимости  $R(H_\perp)$ . Отметим, что значение  $A \sim 1$  при  $H > \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$  указывает на малость параметра экранировки  $F$  в исследованных пленках. Для образца, зависимость  $\tau_\varphi(T)$  которого показана на рис. 2, логарифмическая зависимость  $R(T)$  наблюдается при  $T \lesssim 6$  К. Уменьшение  $p$  в этой области температур, связанное с "включением" процессов рассеяния с переворотом спина, приводит к тому, что увеличение  $A$  при росте  $H$  оказывается менее выраженным — от  $A \cong 0,7$  при  $H = 0$  до  $A \cong 1,2$  при  $H > \Phi_0 / 4\pi L_\varphi^2$ .

В заключение авторы благодарят Б.Л.Альтшулера, А.Г.Аронова и Д.Е.Хмельницкого за полезную дискуссию.

#### Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
2. Gershenson M.E., Gubankov V.N. Solid State Comm., 1982, 41, 33.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G. Solid State Comm., 1981, 38, 11.
4. Bergmann G. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1046.
5. Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.