

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПЛЕНОК ЗОЛОТА

С.И.Дорожкин, В.Т.Долгополов

Экспериментально обнаружено, что сопротивление R тонких (толщина $d \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см) пленок золота зависит от температуры $T(0,4 \div 20 \text{ К})$ и напряжения V на образце немонотонным образом. На кривых $R(T)$ и $R(V)$ имеются участки, где сопротивление изменяется по логарифмическому закону. В предположении, что зависимость $R(V)$ связана с разогревом электронной системы, определено время энергетической релаксации электронов на фононах.

Температурная зависимость проводимости неупорядоченных двумерных систем, к числу которых относятся тонкие металлические пленки, определяется следующими эффектами.

- 1) Локализация электронов проводимости¹, обусловленная интерференцией электронных волновых функций при рассеянии на статических дефектах структуры^{1,2} (эффекты локализации).
- 2) Электрон-электронное взаимодействие, видоизмененное из-за частого рассеяния электронов на дефектах³ (эффекты взаимодействия). 3) Эффект Кондо при наличии в системе магнитных примесей. 4) Рассеяние электронов на фононах. В данной работе мы будем иметь дело только с такими объектами и областями температур, в которых зависящие от температуры поправки к сопротивлению малы по сравнению с величиной остаточного сопротивления. Первые два эффекта приводят в этих условиях к логарифмическому возрастанию сопротивления при понижении температуры⁴⁻⁶.

$$R_c(T_1) - R_c(T_2) = -R_{\square}^2(e^2/2\pi^2\hbar)\lambda_t \ln(T_1/T_2). \quad (1)$$

Здесь R_{\square} – сопротивление образца квадратной формы, $R_{\square 0}$ – его остаточное сопротивление, коэффициент $\lambda_t \approx 1$ в теории взаимодействия, а в теории локализации определяется из зависимости частоты неупругого рассеяния электронов τ_{in}^{-1} от температуры: $\tau_{in}^{-1} \sim T^p$ ($\lambda_t = p$). Сопротивление, обусловленное непосредственно рассеянием электронов на фононах, при достаточно низких температурах становится пренебрежимо малым. Однако рассеяние электронов

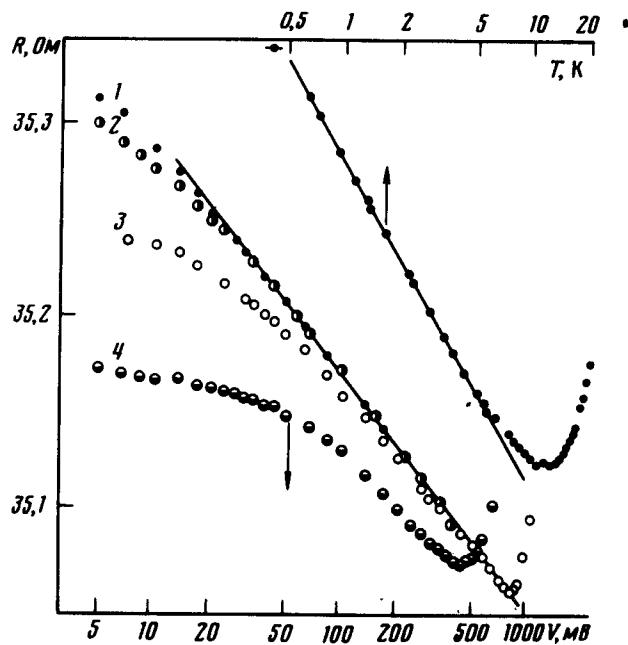
на фононах может быть основным неупругим процессом и определять температурную зависимость добавки к сопротивлению, связанной с локализацией. Зависимость электрон-фононного рассеяния от температуры в тонких неупорядоченных пленках контролируется следующими параметрами: размерностью фононной системы, определяемой толщиной пленки и акустической связью между пленкой и подложкой⁷; соотношениями между длиной волны теплового фонона и длиной свободного пробега электронов или средним расстоянием между дефектами⁸. Эта зависимость в настоящее время экспериментально не изучена.

Были исследованы пять пленок золота, термически напыленных на стеклянную подложку в вакууме $\sim 10^{-5}$ тор. Подложка во время напыления имела комнатную температуру. Образцы имели длину $L = 0,1$ см, ширину $W = 0,4$ см и толщину $d = 5 \cdot 10^{-7}$ см. Величины сопротивлений образцов приведены в таблице. Сверху на пленки напылялось защитное покрытие SiO толщиной $\sim 10^{-5}$ см. Электродами служили пленки золота толщиной $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ см, напыленные заранее. Измерения сопротивления проводились по четырехточечной схеме. Температурная зависимость сопротивления измерялась при помощи моста переменного тока, работавшего на частоте ≈ 20 Гц. Амплитуда переменного напряжения на образце не превышала 10^{-3} В. Сигнал раскомпенсации моста измерялся при помощи селективного вольтметра, имевшего чувствительность $\sim 10^{-8}$ В. Вольт-амперные характеристики образцов V / I измерялись при помощи потенциометра с чувствительностью 10^{-7} В.

№ образца	$R_{\square\square}$, Ом	λ_T	λ_V	λ_T / λ_V	τ_e (1К), с	β
1	88,8	1,2	1,0	1,2	$1,3 \cdot 10^{-7}$	3,3
2	83,6	1,4	1,1	1,3	—	—
3	140,8	1,2	0,9	1,4	$1,5 \cdot 10^{-7}$	2,9
4	157,6	1,8	1,5	1,2	$9,0 \cdot 10^{-8}$	—
5	604	$\approx 1,6$	1,3	$\approx 1,2$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	3,7

У всех образцов на зависимости сопротивления от температуры был обнаружен минимум $R_{min}(T)$, положение которого для всех образцов лежало в интервале температур от 10 до 20 К. При температурах ниже 5 К сопротивление образцов №№ 1 – 4 возрастало по логарифмическому закону (см. рисунок). На образце №5 зависимость $R(T)$ обнаруживала тенденцию к насыщению при $T < 1$ К. Коэффициент перед логарифмом, λ_T , рассчитанный на основании экспериментальных результатов по формуле (1), приведен в таблице. Введение постоянного магнитного поля $H \lesssim 10^3$ Э приводило к возрастанию сопротивления образцов. Величина относительного изменения сопротивления $\Delta R / R$ зависела от ориентации магнитного поля относительно плоскости пленки: для образца №3 в перпендикулярном поле $\Delta R / R \approx 4 \cdot 10^{-4}$ в параллельном $\Delta R / R \approx 1 \cdot 10^{-4}$ при $H \approx 800$ Э, $T \approx 0,4$ К. На наш взгляд значение коэффициентов λ_T и небольшое положительное магнетосопротивление свидетельствуют о том, что логарифмическое возрастание сопротивления в исследованных пленках обусловлено эффектами электрон-электронного взаимодействия.

Полное сопротивление образца $R(T)$ определяется его остаточным сопротивлением R_0 и также небольшими поправками ΔR_{kv} и ΔR_{fon} , связанными с квантовыми эффектами и электрон-фононным рассеянием: $R(T) = R_0 + \Delta R_{kv}(T) + \Delta R_{fon}(T)$. Фононная часть сопротивления уменьшается при понижении температуры, что приводит к появлению минимума на зависимости $R(T)$, и становится пренебрежимо малой при $T < 5$ К, где наблюдается логарифмическое возрастание сопротивления. Мы выделили фононную часть сопротивления в области температур от 10 до 20 К, аппроксимируя логарифмическую низкотемпературную зависимость $R(T)$ на эту область. Оказалось, что возрастание ΔR_{fon} в указанной области температур происходит по степенному закону: $\Delta R_{fon} \sim T^\beta$ (значения β см. в таблице).



Зависимости сопротивления образца № 3 от температуры (верхняя кривая) и напряжения на образце V при разных температурах криостата T_0 (кривые 1 – 4 : 1 – $T_0 \approx 0,4$ К; 2 – $T_0 \approx 0,65$ К; 3 – $T_0 \approx 1,4$ К; 4 – $T_0 \approx 4,2$ К)

Сопротивление $R \equiv V(I)/I$ всех образцов зависело от напряжения на образце немонотонным образом (см. рисунок), причем величина сопротивления $R_{min}(V)$ в точке минимума зависимости $R(V)$ оказалась заметно меньше $R_{min}(T)$ ¹⁾. При температурах ниже ≈ 2 К в значительном диапазоне напряжений наблюдалась логарифмическая зависимость:

$$R_{\square}(V_1) - R_{\square}(V_2) = -\Lambda_V \ln(V_1/V_2) \quad (2)$$

причем в этой области величина сопротивления не зависела от температуры криостата. Значения нормированного коэффициента $\lambda_V \equiv \Lambda_V 2\pi^2 \hbar / e^2 R_{\square 0}^2$ приведены в таблице.. Уменьшение сопротивления пленок при увеличении тянувшего электрического поля в принципе может быть связано с островковой структурой пленок и с туннелированием между островками, зависящим от величины поля⁹, а также с влиянием электрического поля на квантовые поправки. Первый из указанных эффектов имеет экспоненциальную зависимость от электрического поля и зависимость активационного типа от температуры⁹.

Наши оценки показали, что заметное влияние этого эффекта на проводимость исследованных образцов сделало бы невозможным наблюдение логарифмических зависимостей (1) и (2) в исследованной области температур и электрических полей. В настоящее время известен только один механизм подавления квантовых поправок электрическим полем, который связан с нагревом электронной системы^{7 2)}. В рамках этого механизма можно объяснить все наши результаты, хотя для этого необходимо выполнение еще нескольких условий, справедливость которых нуждается в теоретическом обосновании. Эти условия мы сейчас и рассмотрим. Отметим, что пленка не перегревается как целое (так как $R_{min}(V) < R_{min}(T)$). Будем предполагать перегрев электронов и запишем баланс между подводом и отводом энер-

1) Аналогичные результаты: немонотонная зависимость сопротивления пленок от мощности СВЧ облучения с более глубоким минимумом; были получены в работе⁶.

2) Другой механизм был предложен в работе¹⁰, однако, как нам указал Д.Е.Хмельницкий, результаты этой работы являются в высшей степени дискуссионными. В дальнейшем мы не будем обсуждать эти результаты.

гии от электронной системы⁷:

$$V^2 / R = U_0 \int_{T_0}^{T_e} C_e(T) dT / \tau_e = U_0 \gamma (T_e^2 - T_0^2) / 2\tau_e . \quad (3)$$

Здесь U_0 – объем образца, $C_e(T) = \gamma T$ – электронная теплоемкость единицы объема, T_e , T_0 – температуры электронов и фононов, соответственно, τ_e – время энергетической релаксации электронов на фонах. Перегрев электронной системы относительно криостата в наших экспериментах достигал 15 градусов. Логарифмируя (3) при $T_e \gg T_0$ в предположении степенной зависимости: $\tau_e^{-1} \sim T_e^p$, и подставляя выражение для $\ln T_e$ в (1), приходим к соотношению (2), где $\lambda_V = \lambda_T (1 + p/2)^{-1}$. Экспериментальные значения λ_T / λ_V приведены в таблице, откуда $p = 0,4 \div 0,8$. В настоящее время неизвестны причины, которые могли бы привести к такой низкой степени в температурной зависимости времени энергетической релаксации. Из соотношения (3), используя экспериментальные результаты и известное значение электронной теплоемкости, легко определить время τ_e при различных температурах. Соответствующие значения для $T_e = 1$ К приведены в таблице. Минимум на зависимости $R(V)$ по-видимому появляется в результате увеличения $\Delta R_{\text{фон}}$ за счет нагрева фононной системы. Увеличение глубины минимума на зависимости $R(V)$ можно объяснить в рамках использованной модели, только предположив, что $\Delta R_{\text{фон}}$ определяется в основном температурой фононов, а не электронов. Отметим, что в чистых металлах электрон-фононное сопротивление в неравновесном случае определяется в основном температурой электронов¹¹.

Авторы выражают искреннюю 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.
2. Горьков Л.П., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 248.
3. Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1288.
4. Dolan G.J., Osheroff D.D., Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 721.
5. Bishop D.J., Tsui D.C., Dynes R.C. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1153.
6. Гершензон М.Е., Губанков В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 32.
7. Anderson P.W., Abrahams E., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 718.
8. Flenrov V.N., Kondratenko P.S., Kozlov A.N. J. Phys. F., 1980, 10, 1953.
9. Abeles B., Sheng Ping, Coutts M.D., Arie Y. Adv. in Phys., 1975, 24, 407.
10. Tsuzuki T. Sol. St. Comm., 1981, 38, 915.
11. Каганов М.И., Песчанский В.Г. ЖЭТФ, 1957, 33, 1261.