

О ВЛИЯНИИ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ УЛЬТРАТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

М.Е.Гершензон, В.Н.Губанков

Исследование влияния постоянного магнитного поля и СВЧ излучения на проводимость ультратонких пленок показывает, что наблюдаемый логарифмический рост сопротивления таких пленок с понижением температуры обусловлен кулоновским взаимодействием электронов в присутствии примесного рассеяния.

В последние годы в физике неупорядоченных систем был получен ряд важных результатов. В частности, в двумерных системах был зарегистрирован логарифмический рост сопротивления при понижении температуры T [1, 2]. Такое поведение может быть обусловлено двумя механизмами: локализацией невзаимодействующих электронов (ЛЭ) [3], и кулоновским взаимодействием (КВ) электронов в присутствии примесного рассеяния [4]. Как показано в работах [5, 6], экспериментальное разделение вкладов этих двух механизмов возможно при воздействии на неупорядоченную систему постоянного магнитного поля или СВЧ электромагнитного излучения.

Нами проведены измерения сопротивления R тонких пленок меди и ниобия, обнаруживающих при $T \lesssim 20$ К логарифмическую зависимость $R(T)$, при воздействии магнитного поля H и СВЧ излучения. Полученные результаты, по-видимому, показывают, что наблюдаемая зависимость $R(T)$ связана с проявлением механизма КВ.

В качестве образцов использовались пленки меди и ниобия толщиной $d = 30 + 40 \text{ \AA}$, шириной 2 мм и длиной ~ 7 мм, полученные высокочастотным распылением. Пленки осаждались со скоростью $5 + 10 \text{ \AA} \text{ сек}^{-1}$ на находящиеся при комнатной температуре стеклянные подложки с предварительно нанесенными на них контактными площадками. Величина R_{\square} -сопротивления, отнесенного к квадрату площади пленки, для исследованных образцов, составляла $100 + 500 \text{ Ом}$. Точность измерения сопротивления на постоянном токе составляла $\sim 2 \cdot 10^{-5}$. При СВЧ измерениях, проводившихся на частоте 10 ГГц, образцы помещались в центре волновода таким образом, чтобы плоскость пленки располагалась параллельно вектору электрического поля.

Для пленок Cu и Nb на постоянном токе были получены однотипные зависимости $R(T)$, одна из которых приведена на рис. 1. (При $d = 30 + 40 \text{ \AA}$ пленки ниобия не переходят в сверхпроводящее состояние вплоть до $T \approx 2$ К). При $T \lesssim 20$ К наблюдалась зависимость $\Delta R \sim \ln T$, согласующаяся с теоретическими результатами, полученными в рамках моделей ЛЭ [3] и КВ [4] для двумерного случая:

$$\frac{\Delta R_{\square}}{R_{\square}^2} = \frac{Ae^2}{2\pi^2\hbar} \ln T. \quad (1)$$

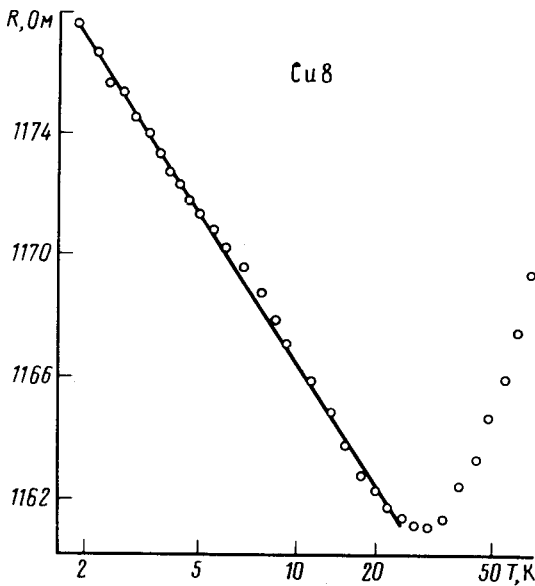


Рис. 1. Зависимость $R(T)$ для медной пленки Cu 8 с $R_{\square}(300\text{ К}) = 363\text{ Ом}$, $R(300\text{ К})/R(20\text{ К}) = 1,062$. Сплошная линия соответствует $\tilde{A} = 1,22$

Коэффициент A в модели ЛЭ совпадает с показателем степени P в температурной зависимости времени неупругого рассеяния электронов $\tau_{in} \sim T^{-P}$, а для КВ — близок к единице при больших длинах экранировки. В эксперименте единственным параметром, влияющим на величину $\Delta R/R$, как и следует из формулы (1), являлось значение R_{\square} , а коэффициент A составлял $0,9 + 1,1$ для пленок Nb и $0,95 + 1,3$ для пленок Cu. Аналогичные результаты были получены ранее на тонких пленках $\text{Au}_{60}\text{Pd}_{40}$ [1, 7]. Так как на вид зависимости $\tau_{in}(T)$ для грязных и тонких ($l \approx d \ll \lambda_{ph}$, где l — длина свободного пробега электронов, λ_{ph} — длина волны теплового фона) пленок могут влиять многие трудно поддающиеся учету факторы (например, акустическое согласование пленки и подложки), то измерения $R(T)$ на таких пленках не позволяют разделить вклады механизмов ЛЭ и КВ.

Изучение влияния на проводимость пленок магнитного поля, ориентированного перпендикулярно их плоскости, проводилось в диапазоне полей $H = 0 + 3000\text{ Э}$ при $T \leq 4,2\text{ К}$. Для ниобиевых пленок наблюдался слабый, не зависящий от температуры и близкий к квадратичному по полю, рост сопротивления $\Delta R/R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ кЭ}^{-2} \cdot H^2$, а для медных пленок — незначительное понижение сопротивления — $\Delta R/R = (2 + 30) \cdot 10^{-5}$ при $H = 3\text{ кЭ}$, причем величина ΔR уменьшалась с понижением температуры. Следует отметить, что при проявлении эффектов ЛЭ как для медных, так и для ниобиевых пленок при напряженности поля $H \gtrsim 20\text{ Э}$ должно было бы наблюдаться значительное отрицательное магнитосопротивление (ОМС), связанное с подавлением локализации в полях $H > H_c = \frac{\hbar c}{4eDr_{in}}$ [5]. (В случае наших образцов коэффициент диффузии $D \approx 10\text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$, $\tau_{in} \approx 10^{-10}\text{ сек}$). С другой стороны, при реализации механизма КВ влияние магнитного поля на проводимость в исследованном диапазоне полей должно быть незначительным, что согласуется с результатами эксперимента. Отсутствие ОМС отмечалось также в работе [7].

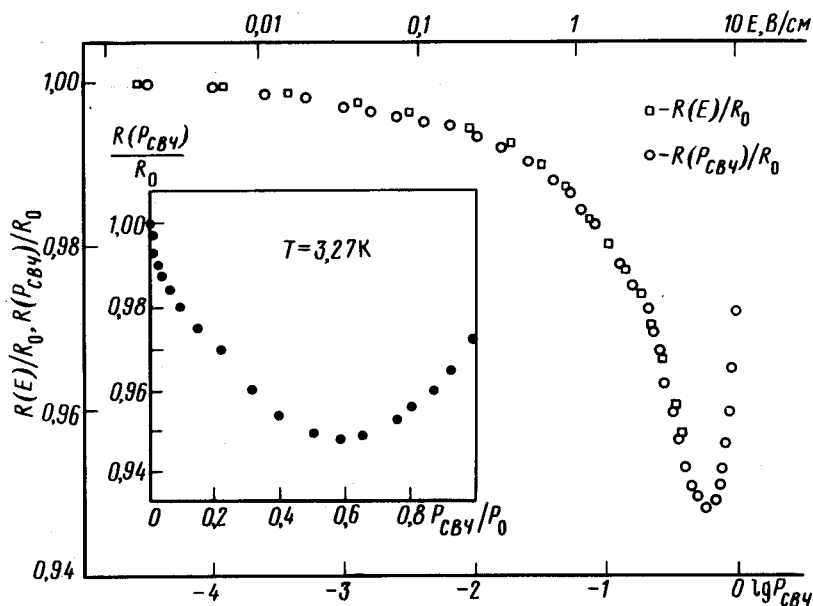


Рис. 2. Зависимости $R(E)/R_0$ и $R(P_{\text{СВЧ}})/R_0$ для медной пленки $\text{Cu } 8$. На вставке зависимость $R(P_{\text{СВЧ}})/R_0$ показана в линейном по мощности масштабе. R_0 — сопротивление образца, измеренное на малом измерительном токе без воздействия СВЧ, P_0 — максимальная СВЧ мощность

Влияние постоянного электрического поля E и СВЧ излучения (мощностью $P_{\text{СВЧ}}$) на проводимость пленок показано на рис. 2. Сопротивление пленки при воздействии на нее СВЧ излучения контролировалось на измерительном токе, соответствующем значению $E = 2 \cdot 10^{-2} \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$. Теоретическое рассмотрение, проведенное в работе [6], показывает, что влияние излучения частотой ω , заключающееся в подавлении локализационных поправок к проводимости, зависит от двух параметров: значения $\omega \tau_\phi$ (τ_ϕ — время сбоя фазы [6]), и безразмерной величины $\alpha = \frac{2e^2 E_{\sim}^2 D}{\hbar^2 \omega^3}$, где E_{\sim} — напряженность электрического СВЧ поля. Реализующимся в эксперименте значениям $\omega \tau_\phi = 3 + 10$ и $\alpha_{\text{max}} = 5 \cdot 10$ должны соответствовать значительные изменения сопротивления — так, например, на рис. 2 при $\lg P_{\text{СВЧ}} = 0,4$ — более чем на 3%. В то же время постоянное электрическое поле не должно непосредственно влиять на ЛЭ [6]. Тот факт, что в эксперименте постоянное электрическое поле действует на исследованные пленки так же, как и СВЧ излучение, свидетельствует о том, что логарифмическая зависимость $R(T)$ не связана с эффектами локализации.

Следует отметить, что наблюдаемые зависимости $R(E)$ и $R(P_{\text{СВЧ}})$ не связаны с разогревом — оценки решеточного и электронного перегревов для наших образцов не превышают 1 К. Кроме того, для ряда образ-

цов реализовывалось соотношение $\min R(P_{\text{свч}}) < \min R(T)$, что отчетливо видно при сравнении рис. 1 и 2. По-видимому, полевая зависимость проводимости исследованных пленок связана с их гранулированной структурой. При этом гранулированность не должна влиять на ход зависимости $R(T)$, обусловленной эффектами КВ, либо ЛЭ, так как размер гранул (порядка толщины пленки) оказывается гораздо меньше фигурирующих в этих моделях характерных длин — $\sqrt{\hbar D/kT}$ для КВ и $\sqrt{D\tau_{in}}$ для ЛЭ. С другой стороны, наличие малых металлических гранул и туннельных барьеров в пленках может приводить к сложной полевой зависимости проводимости.

Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что наблюдаемая в тонких металлических пленках с $R_{\square} \gtrsim 100$ Ом логарифмическая зависимость $R(T)$ обусловлена проявлением эффектов межэлектронного взаимодействия. Следует отметить, что при переходе к толстым и чистым пленкам (что должно сопровождаться увеличением точности измерений) удастся, по-видимому, наблюдать сосуществование эффектов КВ и ЛЭ [8]. Вопрос о механизме подавления локализации в тонких и грязных пленках в настоящее время остается открытым.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б.Л.Альтшулеру, А.Г.Аронову и Д.Э.Хмельницкому за полезное обсуждение затронутых в этой работе вопросов.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 июня 1981 г.

Литература

- [1] G.J.Dolan, D.D.Osheroff. Phys. Rev. Lett., **43**, 721, 1979.
- [2] D.J.Bishop, D.C.Tsui, R.C.Dynes. Phys. Rev. Lett., **44**, 1153, 1980.
- [3] E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello, T.V.Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., **42**, 673, 1979; P.W.Anderson, E.Abrahams, T.V.Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., **43**, 718, 1979.
- [4] B.L.Altshuler, A.G.Aronov, P.A.Lee. Phys. Rev. Lett., **44**, 1288, 1980.
- [5] B.L.Altshuler, D.Khmel'nitzkii, A.I.Larkin, P.A.Lee. Phys. Rev., **B22**, 5142, 1980.
- [6] B.L.Altshuler, A.G.Aronov, D.Khmel'nitzkii. Solid State Comm., **39**, 1981.
- [7] N.Giordano. Phys. Rev., **B22**, 5635, 1980.
- [8] L.Van den dries, C.Van Haesendonck, Y.Bruynseraede, G.Deutscher. Phys. Rev. Lett., **46**, 565, 1981.