

ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В УЗКИХ ПЛЕНКАХ АЛЮМИНИЯ

Д.В.Бородин, Ю.И.Латышев, Ф.Я.Надь

На узких пленках Al с понижением температуры экспериментально обнаружен рост сопротивления, характерный для эффектов локализации в квазиодномерных системах. При более низких температурах становится преобладающим механизм сверхпроводимости.

В тонких металлических пленках с большим удельным сопротивлением, т. е. малыми длиной пробега l можно ожидать появления минимума на температурной зависимости сопротивления с последующим его ростом ¹. Как считается в настоящее время, этот эффект обусловлен либо локализацией электронов ^{2, 3}, либо электрон-электронным взаимодействием в присутствии примесного рассеяния ^{4, 5}. При понижении температуры к $T = 0$ сопротивление такой двумерной пленки или одномерной нити в принципе должно стремиться к бесконечности, т. е. они должны стать непроводящими диэлектриками ^{2, 3}. С другой стороны при $T \rightarrow 0$ в металлических пленках и нитях может возникать сверхпроводящее спаривание с уменьшением их сопротивления до нуля. В связи с этим возникал вопрос о том, могут ли сосуществовать эти состояния и какое из них станет преобладающим с понижением температуры. Проведенные нами измерения на узких тонких пленках Al с сопротивлением $R_{\square} = 10^2 - 10^3$ Ом ($\rho = 10^{-4} - 10^{-3}$ Ом·см), близкими, но меньшими порога локализации, определяющего максимальное металлическое сопротивление пленки ($R_{\square max} \approx 3 \cdot 10^4$ Ом ⁶), показали, что в таких пленках сначала наблюдаются локализационные эффекты, а потом они переходят в сверхпроводящее состояние.

Исследованные нами образцы представляли собой узкие (ширина $w = 0,7 - 0,8$ мкм) длинные (длина $L \sim 500$ мкм) тонкие (толщина $d \sim 100$ Å) пленки из Al, нанесенные при комнатной температуре на подложки из кристаллического кварца. Нанесение проводилось в вакууме $10^{-3} - 10^{-4}$ Па со скоростью ~ 10 Å/сек через маски из толстой пленки олова с узкой прорезью, которые потом удалялись ⁷. Сопротивление пленки контролировалось в процессе

ее напыления и прекращалось как только значение R_{\square} достигало нужной величины. После извлечения пленки из вакуумной камеры на воздух ее сопротивление экспоненциально возрастало до уровня на 30% большего исходного за период 10 дней. Исследования на электронном микроскопе показали, что полученные пленки сплошные с размером зерна менее 50 Å.

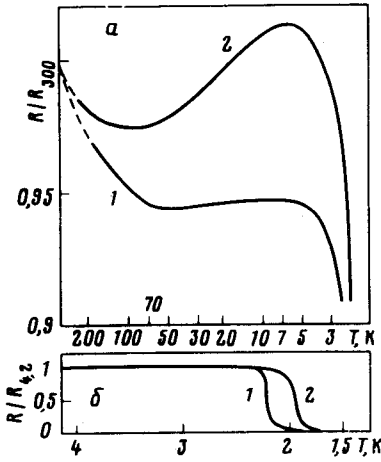


Рис. 1

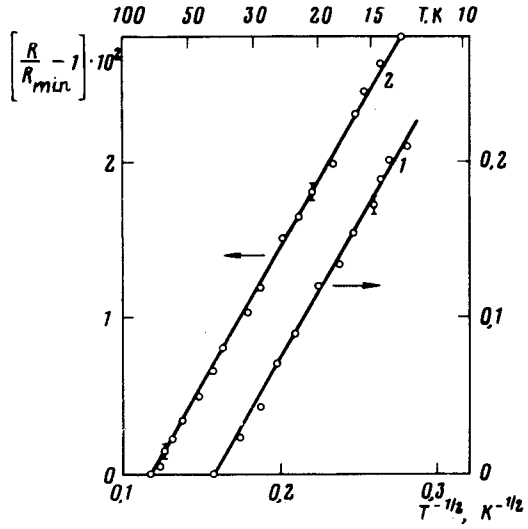


Рис. 2

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления Al пленок №1 и №2. Сопротивление пленок при комнатной температуре: №1 -- $R_{\square} = 230$ Ом, $R = 48,1$ кОм; №2 -- $R_{\square} = 635$ Ом, $R = 182,5$ кОм

Рис. 2. Зависимость относительного увеличения сопротивления $R/R_{min} - 1$ Al пленок №1 и №2 от температуры

Сопротивление пленок измерялось в области температур от комнатной до 1,5К четырехзондовым методом в режиме заданного тока на частоте ~ 1 кГц. Для точного измерения малых изменений сопротивлений использовалась мостовая компенсационная схема, обеспечивающая при измерительном токе 10 нА относительную точность $3 \cdot 10^{-5}$. Погрешность измерения температуры в области гелиевых температур $\sim 10^{-2}$ К, а в области азотных $5 \cdot 10^{-1}$ К. Кривые $R(T)$ регистрировались на двухкоординатном самописце.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления $R(T)$ для двух образцов с сопротивлением $R_{\square} = 230$ Ом (образец №1) и 635 Ом (№2). На этой зависимости можно выделить несколько областей: начальное уменьшение R , минимум, возрастание R до максимума и последующее резкое падение до нуля (см. рис. 1, б). Рассмотрим подробнее каждую из этих областей. Детальное изучение участка начального уменьшения R от комнатной температуры и до температуры минимума T_{min} показало, что до $T \approx \Theta/2$ (Θ — температура Дебая, в Al $\Theta = 428$ К) $R(T) \sim T$, далее вплоть до T_{min} $R(T) \sim T^5$. Эти зависимости являются типичными для металлической проводимости. Минимум на зависимости $R(T)$ наблюдался нами при довольно высоких температурах $T \sim 100$ К, что также понятно, поскольку как можно показать, $T_{min} \sim \Theta$, которая для Al достаточно высока. Положение минимума, т. е. величина T_{min} , зависит кроме того от величины R_{\square} и с его ростом сдвигается в сторону высоких T (для образца №1 $T_{min} = 41$ К, для №2 $T_{min} = 77$ К).

Далее в довольно широкой области температур от T_{min} до 10К наблюдается рост R . Величина возрастания R относительно R_{min} также зависит от сопротивления образца R_{\square} — возрастание больше в образцах с большим R_{\square} . Причем, для образца №2 возрастание R было таково, что R_{max} превышало R_{300} . На рис. 2 представлены участки возрастания сопротивления ΔR в зависимости от $T^{-1/2}$. Как видно из рис. 2 эти зависимости с хорошей точностью линейны. С другой стороны кривые $\Delta R \sim \ln 1/T$ были существенно нелинейны. Таким образом в на-

ших узких пленках $\Delta R \sim T^{-1/2}$ – закон, характерный для квазиодномерного случая^{1, 8}. Характерным размером, определяющим размерность системы, являются длины $L_i \approx \sqrt{D\tau_i}$ для механизма локализации и $L_c \approx \sqrt{\hbar D/kT}$ для механизма взаимодействия⁵. В нашем случае оценки, сделанные на основе экспериментальных данных дают для $L_i \approx 1$ мкм (коэффициент диффузии $D \approx 10$ см²/сек, время неупругой релаксации $\tau_i \approx 10^{-9}$ сек), а для $L_c \approx \approx 300$ Å при $T = 10$ К. Т. е. благодаря достаточно большому времени неупругой релаксации электронов длина локализации в пленках из Al оказывается также достаточно большой и превышает ширину наших пленок $W = 0,7 - 0,8$ мкм. Таким образом для наших пленок условие квазиодномерности выполняется для случая локализации $w < L_i$ и не выполняется для случая электрон-электронного взаимодействия $w \gg L_c$. Иначе говоря, для механизма взаимодействия^{4, 5} наши пленки должны были бы рассматриваться как двумерные и в них следовало бы ожидать зависимость $\Delta R \sim \ln 1/T$. Экспериментальная же зависимость $\Delta R \sim T^{-1/2}$, что свидетельствует, по-видимому, об определяющем вкладе в рост ΔR механизма локализации.

В области $T \sim 10$ К рост R замедляется, наблюдается максимум и далее падение R с последующим сверхпроводящим переходом (рис. 1, б). Эти данные однозначно говорят о том, что после наблюдения в области от T_{min} до 10 К эффектов локализации (или взаимодействия) включается новый механизм – сверхпроводящее спаривание, который в конце концов приводит к понижению сопротивления пленки до нуля. Критическая температура пленок, определенная как температура, при которой сопротивление спадает вдвое, составляла 2,21 и 1,95 К для образцов №1 и 2 соответственно. С ростом $R_{\square} > 200$ Ом T_c несколько падает аналогично тому, как это наблюдалось в⁹. Сверхпроводящие флуктуации начинают заметно влиять на $R(T)$ уже при $T \approx 10$ К. Одновременное влияние сверхпроводящих флуктуаций и эффекта локализации на магнетосопротивление металлических пленок теоретически рассмотрено в работе¹⁰. Используя результаты этой работы для случая $H = 0$ можно оценить температуру, при которой эти вклады сравниваются (это приблизительно соответствует максимуму на нашей кривой $R(T)$). Оценка дает $T_{max} = 2,7 T_c$, т. е. 6,5 К для образца №1 и 5,2 К для №2, что хорошо согласуется с экспериментальным значением T_{max} 8,0 и 5,9 К соответственно. Детальное исследование области максимума на зависимости $R(T)$ даст возможность более точно определить вклад флуктуаций сверхпроводимости и ряд других параметров¹⁰. Полученные выше результаты позволяют представить себе изменение характера электропроводности исследованных нами тонких металлических пленок с понижением температуры. К уменьшающемуся в области 300 – 100 К металлическому сопротивлению наших пленок при $T \sim 100$ К добавляется сопротивление ΔR , обусловленное либо локализацией части электронов, либо эффектами взаимодействия. По мере приближения к температуре сверхпроводящего перехода T_c эта добавка ΔR постепенно компенсируется флуктуационной сверхпроводимостью. Эти механизмы сосуществуют в области 10 – 2,2 К. После чего сверхпроводящий канал шунтирует все остальные каналы проводимости, и сопротивление пленки падает до нуля. Особенности взаимодействия эффектов локализации и изменения плотности состояний вблизи поверхности Ферми из-за механизма взаимодействия с конкурирующим механизмом сверхпроводящего спаривания, для которого очень важны эти состояния, а также зависимость вкладов этих эффектов от величины сопротивления пленок требуют дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

В заключение авторы выражают благодарность Р.Н.Шефталю за проведение исследования пленок на электронном микроскопе, а также А.И.Ларкину и Д.Е.Хмельницкому за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Giordano N. Phys. Rev., 1980, B22, 5635.
2. Thouless D.J. Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 1167.
3. Abrahams E.A., Anderson P. W. Licciardello D.C., Ramakrishnan T. V. Phys. Rev., Lett., 1979, 42, 673.

4. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 1288.
5. *Altshuler B.L., Khmel'nitzkii D., Larkin A.I., Lee P.A.* Phys. Rev., 1980, **B22**, 5142.
6. *Licciardello D.C., Thouless D.J.* Phys. Rev. Lett., 1975, **35**, 1475.
6. *Латышев Ю.И., Надь Ф.Я.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 2158.
8. *Chaudhari P., Habermeyer H.-H.* Sol. St. Commun., 1980, **34**, 687.
9. *Dynes R.C., Garno J.P.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 137.
10. *Ларкин А.И.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 239.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 января 1982 г.