

©1993

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЛИНИИ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ФАЗЫ В ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ

Е.В.Ильчев, В.И.Кузнецов, В.А.Тулин

Экспериментально исследована температурная зависимость сопротивления первой ступени линии проскальзывания фазы для тонкой сверхпроводящей оловянной пленки. Определена глубина проникновения неравновесного продольного электрического поля в сверхпроводник вблизи критической температуры. Проведено сравнение с теоретическими работами для одномерных структур с центрами проскальзывания фазы. Эксперимент хорошо согласуется с теорией в том случае, когда механизм перемешивания электроноподобной и дырочно-подобной ветвей квазичастичного спектра определяется упругим рассеянием возбуждений. Это дает еще одно экспериментальное подтверждение того, что линия проскальзывания фазы есть двумерный аналог центра проскальзывания фазы.

При пропускании постоянного транспортного тока, превышающего критическое значение, возникает пространственно-неоднородное резистивное состояние сверхпроводящей пленки. Особенностью этого состояния является существование энергетической щели в спектре квазичастичных возбуждений, т.е. сверхпроводящего тока, а также нормального диссипативного тока, создающего падение напряжения. Узкая пленка шириной W меньше длины когерентности $\xi(T)$ расслаивается на локализованные резистивные области — так называемые центры проскальзывания фазы (ЦПФ) [1]. В широкой пленке $W > \xi(T)$ могут образовываться линии проскальзывания фазы (ЛПФ) [2] при хорошем теплоотводе.

Глубина проникновения неравновесного продольного электрического поля l_E определяет сопротивление току R_0 отдельного центра проскальзывания фазы [1] и линии проскальзывания фазы [2], причем

$$R_0 = 2\rho_n \frac{l_E}{Wd}, \quad (1)$$

где ρ_n — удельное сопротивление в нормальном состоянии, d — толщина пленки. Для более или менее однородной пленки выражение можно переписать в виде

$$R_0 = \frac{2l_e}{L} R_n, \quad (2)$$

здесь R_n — сопротивление в нормальном состоянии, L — длина всей пленки.

По поведению R от температуры T можно судить о температурной зависимости L_E . Информацию о глубине проникновения электрического поля можно получить также непосредственно с помощью микрондов, расположенных вблизи отдельного ШПФ [3] и ЛПФ [2]. Глубина проникновения электрического поля определяется различными механизмами релаксации разности населенности электроноподобной и дырочно-подобной ветвей энергетического спектра сверхпроводника [4,5]. В их числе: неупругий механизм электрон-фононных столкновений, «упругий» механизм при достаточно сильном токе конденсата j_s , а также «упругие» механизмы при рассеянии на парамагнитных примесях и при анизотропии и неоднородности энергетической щели. Разные механизмы имеют разную температурную зависимость. Экспериментальное исследование зависимости $l_E(T)$ позволит сказать, какой механизм реализуется в данной ситуации.

В ШПФ, как показано во многих теоретических и экспериментальных работах [1,3], неоднородное распределение продольного поля формируется в основном процессами неупругого электрон-фононного рассеяния. В этом случае в сверхпроводнике с энергетической щелью глубина проникновения электрического поля [5]

$$l_E^n = \sqrt{D\tau_Q} = \sqrt{D\tau_\varepsilon \frac{4kT}{\pi\Delta}}, \quad (3)$$

где Δ — энергетическая щель, $D = (1/3)V_F l$ — коэффициент электронной диффузии (V_F — фермиевская скорость, l — длина свободного пробега), τ_Q — время релаксации асимметрии населенностей ветвей квазичастичного спектра, τ_ε — время энергетической релаксации. Вблизи T_c для неупругого механизма можно записать

$$l_E^n = A(D\tau_\varepsilon)^{1/2}(1-\tau)^{-1/4}, \quad (4)$$

где A — численный коэффициент порядка единицы, $\tau = T/T_c$, T_c — критическая температура.

В работах [4,6-8] показано, что другим механизмом проникновения электрического поля являются упругие процессы рассеяния возбуждений, приводящие к перемешиванию электронной и дырочной ветвей спектра. Они существенны при учете конечной скорости течения сверхпроводящего конденсата. При некотором отдалении от T_c эти процессы могут преобладать над неупругими. Глубина проникновения электрического поля в случае упругого механизма [6,7]

$$l_E^{el} = \frac{\pi\varepsilon}{P_s\Delta}\sqrt{2}, \quad (5)$$

где P_s — сверхтекучий импульс, ε — характерная энергия. Вблизи T_c

$$l_E^{el} = B(\xi_0 l)^{1/2}(1-\tau)^{-1}, \quad (6)$$

где B — численный коэффициент порядка единицы, ξ_0 — длина когерентности для чистого сверхпроводника.

В теоретической работе [4] показаны предельные условия реализации упругого и неупругого случаев. Для пренебрежения неупругими механизмами перемешивания необходимо требование

$$l_E^{el} \ll l_E^n. \quad (7)$$

Или для однородного образца

$$(1 - \tau) \gg \left[\frac{\hbar}{\tau_\epsilon k T_c} \right]^{2/3}. \quad (8)$$

Из этого неравенства видно, что на некотором отдалении от T_c для данного образца могут преобладать упругие процессы перемешивания электронной и дырочной ветвей квазичастичного спектра. Кроме того, выполнение (8) зависит от времени энергетической релаксации τ_ϵ . Теоретические оценки величины τ_ϵ даны в [9], однако экспериментальные значения τ_ϵ имеют значительный разброс. Поэтому при одной и той же температуре в различных образцах может реализоваться тот или иной механизм перемешивания.

ППФ относительно хорошо исследованы теоретически и экспериментально [1,9], однако практически нет теоретических работ по линиям проскальзывания фазы. Линии проскальзывания фазы имеют такие особенности: 1) наличие движения вихрей до образования первой ЛПФ; 2) наличие магнитного поля, создаваемого транспортным током (в ППФ из-за малой ширины пленок этим полем пренебрегают). Это затрудняет теоретическое рассмотрение ЛПФ. Недостаточно изученной является температурная зависимость сопротивления ЛПФ. Даже на центрах проскальзывания фазы в ранних работах Тинкхама и др. [9] не удалось пронаблюдать температурную зависимость дифференциального сопротивления ППФ. В более поздних работах [10,11] эта зависимость была получена. В широких пленках температурная зависимость дифференциального сопротивления ЛПФ впервые исследована в [12], где было показано, что глубина проникновения электрического поля определяется неупругим механизмом.

Варьируя исходные данные образца, мы можем перейти к упругому механизму. Температурной зависимости сопротивления ЛПФ в случае упругого механизма посвящена настоящая работа. Мы приготовили образцы с гораздо меньшим удельным сопротивлением $\rho_n = 8 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, чем в [12], что позволило нам расширить температурный интервал существования ЛПФ до перехода их в резистивные домены, что повышает вероятность реализации упругого случая. Кроме того, для новых образцов время τ_ϵ оказалось в несколько раз выше, чем [12].

Образцы представляли собой оловянные пленки толщиной $d \simeq 2000 \text{ \AA}$, шириной $W = 70 \text{ мкм}$ и длиной $L = 2 \text{ мм}$. Они изготовлены путем термического напыления на кремниевые подложки при комнатной температуре. Для облегчения создания изолированных ЛПФ были созданы слабые места (насечки) на боковых границах полоски. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) образцов записывалась при различных температурах гелиевой ванны вблизи $T_c \simeq 3.91 \text{ К}$. ВАХ имела ступенчатый вид и состояла из серии линейных участков с дифференциальным сопротивлением, кратным сопротивлению R_0 отдельной ЛПФ аналогично [12].

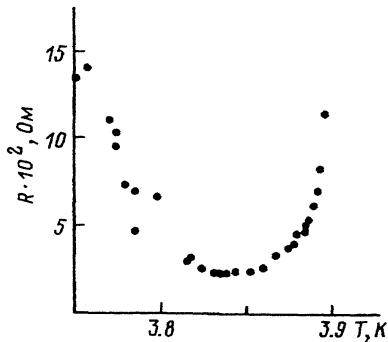


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления ЛПФ.

Возрастание сопротивления при понижении температуры связано с переходом ЛПФ в резистивный домен вследствие нарушения изотермичности.

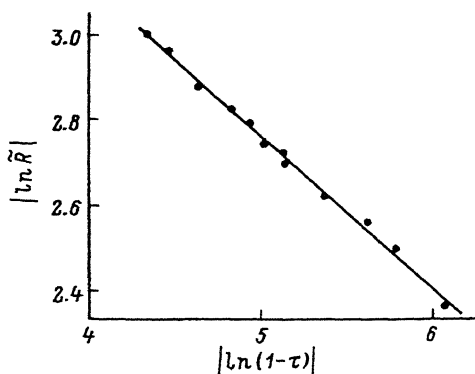


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления ЛПФ в интервале изотермичности.

Температурная зависимость сопротивления первой линии проскальзывания фазы (рис. 1) была качественно похожа на результаты [12]. Отличие состояло в том, что в настоящей работе хуже проявлялись отдельные линии проскальзывания фазы на ВАХ, а обычно происходило слияние нескольких ЛПФ. Проявление первой ступени отдельной ЛПФ вблизи критического тока и критической температуры наблюдалось на образцах с ярко выраженной неоднородностью границы (размеры неоднородности были меньше глубины проникновения электрического поля). Основное отличие состоит в том, что сопротивление ЛПФ в области изотермичности (для нашего образца в температурном интервале $\approx 3.83 \div 3.90$ К) имеет более сильную температурную зависимость (рис. 1).

Количественная обработка для одного из образцов представлена на рис. 2. Температурная зависимость безразмерного сопротивления $\tilde{R} = R_0/1$ Ом от $1 - \tau$ построена в логарифмическом масштабе. Экспериментальные точки ложатся на прямую с тангенсом угла наклона $n \approx 0.86$, и продолжение этой прямой пересекает ось ординат в точке $\ln M_{\text{exp}} \approx -7.4$. Отсюда находим экспериментальное значение M_{exp} . Предполагая

$$l_E^{\text{el}} = B(\xi_0 l)^{1/2}(1 - \tau)^{-n}, \quad (9)$$

получим

$$R_0^{\text{exp}} = R_N \frac{2l_E}{L} = M(1 - \tau)^{-n}, \quad (10)$$

где

$$M = \frac{2R_N B(\xi_0 l)^{1/2}}{L}, \quad (11)$$

$\xi_0 = 2.3 \cdot 10^{-5}$ см — длина когерентности для олова; $l = 2 \cdot 10^{-5}$ см — длина свободного пробега в пленке, она получена на основе $\rho_n l \approx \approx 1.6 \cdot 10^{-11}$ Ом \times см² [12].

Сравнивая экспериментальное значение M_{exp} , полученное из рис. 2, со значением M , находим, что численный коэффициент $B \approx 1.9$. Таким

образом, из эксперимента глубина проникновения электрического поля определяется выражением (9), где $B \simeq 1.9$, $n \simeq 0.86$. Этот результат совпадает с предсказаниями теоретической работы [7] и согласуется с результатами эксперимента [10] в узких пленках при образовании ШПФ. Из условия реализации упругого случая $l_E^n > l_E^{el}$ можно оценить время энергетической релаксации τ_ϵ . Оно оказывается порядка 10^{-9} с, что близко к значению, определенному в работе [10], где реализуются оба (упругий и неупругий) механизма в условиях образования центров проскальзывания фазы. Это значение τ_ϵ в несколько раз больше того, что использовалось в работе [12], где реализуется неупругий механизм.

Таким образом, впервые показано, что в широких пленках при наличии линий проскальзывания фазы при транспортном токе, немного большем критического, вблизи T_c упругий механизм релаксации разбаланса населенностей электроноподобной и дырочноподобной ветвей квазичастичного спектра возбуждения может преобладать и определять глубину проникновения электрического поля и соответственно температурную зависимость сопротивления ЛПФ. Другим важным результатом является то, что собственное магнитное поле тока и динамика движения вихрей существенно не сказываются на температурной зависимости сопротивления линии проскальзывания фазы. Она определяется l_E , так же как и для узких пленок с ШПФ.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить большую благодарность В.Т.Волкову за ионно-лучевое травление структур.

Список литературы

- [1] Ивлев Б.И., Копнин Н.Б. // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 435–471.
- [2] Волоцкая В.Г., Дмитренко И.М., Сиваков А.Г. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 4. С. 347–357.
- [3] Dolan G.J., Jackel L.D. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 25. P. 1628–1631.
- [4] Безуглый Е.В., Братусь Е.Н., Галайко В.П. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 8. С. 1010–1021.
- [5] Артеменко С.Н., Волков А.Ф. // УФН. 1979. Т. 128. № 1. С. 3–30.
- [6] Галайко В.П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 223–237.
- [7] Галайко В.П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 1(7). С. 273–285.
- [8] Галайко В.П., Шумейко В.С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 2(8). С. 671–678.
- [9] Skocpol W.J., Beasley M.R., Tinkham M. // J. Low Temp. Phys. 1974. V. 16. N 1/2. P. 145–167.
- [10] Дмитриев В.М., Христенко Е.В. // ФНТ. 1977. Т. 3. № 9. С. 1210–1213.
- [11] Kadin A.M., Skocpol W.J., Tinkham M. // J. Low Temp. Phys. 1978. V. 33. N 5/6. P. 481–503.
- [12] Ильичев Е.В., Кузнецов В.И., Тулин В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. № 6. С. 297–300.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особо чистых материалов РАН
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
9 июня 1993 г.