

ПЕРЕХОД ЛИНИЙ ПРОСКАЛЬЗОВАНИЯ ФАЗЫ В ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ РЕЗИСТИВНЫЕ ДОМЕНЫ В ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ С ТОКОМ

Е.В.Ильичев, В.И.Кузнецов, В.А.Тулин

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432, Черноголовка Московская обл.*

Поступила в редакцию 4 августа 1992 г.

Впервые экспериментально обнаружена немонотонная зависимость дифференциального сопротивления первой ступени линии проскальзывания фазы (ЛПФ) от температуры термостата вблизи T_c для сверхпроводящей пленки олова. Такое поведение трактуется как переход ЛПФ в элементарный резистивный домен (ЭРД) вследствие нарушения условия изотермичности.

Механизмы разрушения сверхпроводимости в тонкой пленке при пропускании через нее транспортного тока имеют в основном локальный характер. Узкие пленки шириной w меньшей длины когерентности ξ при этом расслаиваются на так называемые центры проскальзывания фазы ¹. В широких образцах при увеличении тока происходит проникновение вихрей магнитного потока с краев пленки в местах дефектов и неоднородностей, что вызывает диссипацию энергии и локальный перегрев. Образуются неравновесные, неизотермичные, тем не менее, локализованные резистивные или нормальные (если температура перегрева $T_m > T_c$) области ^{2,3}. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) таких пленок имеет ступенчатый характер и существенный гистерезис тепловой природы. Если перегрев не велик ($T_m \approx T_0$, где T_0 – температура термостата) то пленка неустойчива к образованию неравновесных, почти изотермичных участков линий проскальзывания фазы – двумерных аналогов центров проскальзывания фазы ^{4,5}. Вольт-амперная характеристика образцов, содержащих линии проскальзывания фазы, безгистерезисная, носит ступенчатый характер и состоит из серии линейных участков с дифференциальным сопротивлением $R_n = nR_0$, $n = 1, 2, \dots$. R_0 определяется сопротивлением пленки в нормальном состоянии на длине $2l_E$, где l_E – глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник ⁵.

В случае образования элементарных резистивных доменов ⁶ качественно ВАХ может иметь такой же вид, как и для линий проскальзывания фазы. Отличие в том, что глубина проникновения электрического поля при образовании ЭРД другая и зависит от перегрева и теплоотвода. Кроме того, на ВАХ в присутствии элементарного резистивного домена появляется тепловой гистерезис ⁶. В эксперименте образование ЭРД маловероятно. При плохом теплоотводе обычно наблюдается слияние ЭРД в большие домены. Минимальный размер наблюдаемых резистивных доменов ^{6,7} составляет 6–10 ЭРД.

Что касается ЛПФ, то в силу малости температурного интервала их существования ⁵, неисследованной осталась как температурная зависимость линий проскальзывания фазы, так и изменения в них вследствие нарушения условия изотермичности. Данная работа посвящена изучению этих вопросов.

Приготовление образцов состояло из следующих этапов: 1) термическое напыление олова толщиной $d \approx 1000 \text{ \AA}$ на кремниевые подложки; 2) фотолитография – получение полоски шириной $w = 70 \text{ мкм}$ и длиной $l = 2 \text{ мм}$; 3)

формирование канала шириной ≈ 1 мкм и глубиной ≈ 200 Å поперек полоски с помощью электронно-лучевой литографии и ионно-лучевого травления. Для облегчения вхождения вихрей потока боковые границы полоски были промодулированы с амплитудой и периодом в несколько микрон. Для этой же цели служил и канал. Как показал эксперимент, без канала ЛПФ тоже наблюдались, но были хуже выражены.

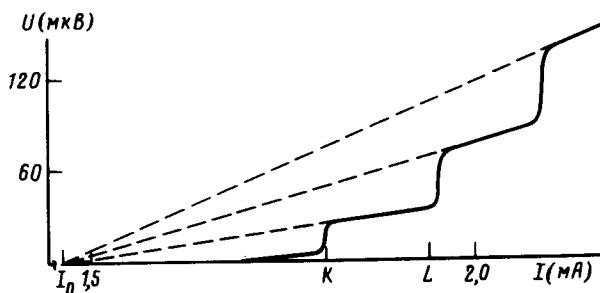


Рис.1. ВАХ образца при $T = 3,86$ К. I_0 – избыточный ток

Мы записывали ВАХ образцов, при этом температура определялась по давлению паров гелия. Типичная ВАХ, характерная для линий проскальзывания фазы ⁵, представлена на рис.1. Отметим растянутость по току линейных участков, приводящую к наблюдению до 20 отдельных ступеней. При этом сопротивление N -й ступени составляло NR_0 , где R_0 – сопротивление первой ступени. При уменьшении температуры ступенчатая структура ВАХ сохранялась, однако появлялся гистерезис.

Мы вычисляли сопротивление участка KL (рис.1) по наклону ступени R_0 и разность сопротивлений 2-й и 1-й ступеней $R_1 - R_0$ в зависимости от температуры термостата T_0 . Зависимость $R_0(T_0)$ и $R_1(T_0) - R_0(T_0)$ оказывается немонотонной (рис.2). В интервале EC точки обеих зависимостей совпадают и их положение практически не меняется при термоциклировании. Участок CA характеризуется заметным разбросом сопротивлений (рис.2).

В области ED близкой к T_c , не существует еще линий проскальзывания фазы. Участок DC характеризуется существованием множества линий проскальзывания фазы.

Для количественного анализа используем выражения (например ⁵):

$$R_0 = 2\rho_n l_E / wd, \quad (1)$$

где ρ_n – удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии

$$l_E = \lambda_E (1 - \tau)^{-1/4}, \quad \tau = T/T_c. \quad (2)$$

Считаем $T = T_0$, так как в интервале DC перегрева практически нет

$$\lambda_E = (v_F l \tau_E / 3)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $v_F \approx 7 \cdot 10^7$ см/с – фермиевская скорость, $\tau_E \approx 3 \cdot 10^{-10}$ с – время энергетической релаксации для олова. Длину свободного пробега l обычно определяют

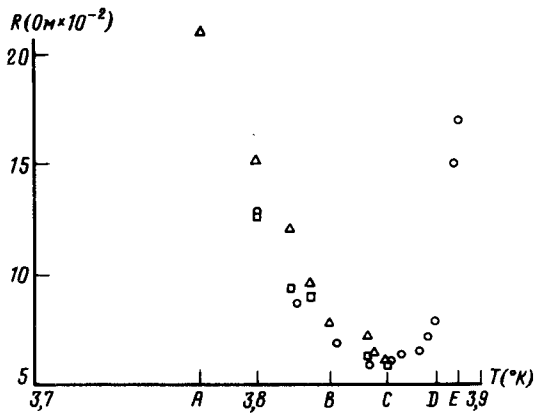


Рис.2. Зависимость усредненного дифференциального сопротивления от температуры. ○, △ – сопротивление первой ступени для двух циклов измерений. □ – разность сопротивлений второй и первой ступени. $T_c = 3,89$ К

по известному значению $\rho_n l$. Однако в литературе существует заметный разброс этой величины, поэтому мы воспользовались значением коэффициента электронной теплоемкости $\gamma = 1030$ эрг/град²·см³ ⁸, а также выражениями для параметра Гинзбурга – Ландау $\kappa = 7,5 \cdot 10^3 \rho_n \gamma^{1/2}$ и $\kappa = 0,75 \cdot \lambda_L(0)/l$ ⁹, где $\lambda_L(0)$ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля при $T = 0$. Отсюда имеем $\rho_n l \approx 1,6 \cdot 10^{-11}$ Ом/см². Используя экспериментальное значение для наших образцов $\rho_n \approx 3 \cdot 10^{-6}$ Ом·см находим, что $l \approx 500$ Å. Соответственно $\lambda_E \approx 1,9$ мкм. Тогда

$$R_0 = R(0)(1 - \tau)^{-1/4}, \quad \text{где} \quad R(0) = 2\rho_n \lambda_E / wd. \quad (4)$$

Вычисления дают $R(0) \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ Ом.

На рис.3 представлена зависимость $R = R_0/1$ Ом (безразмерная величина) от $(1 - \tau)$ в логарифмическом масштабе в интервале температур DC. Экспериментальные точки ложатся на прямую с тангенсом угла наклона $k \approx 0,26$. Более того, продолжение прямой пересекает ось сопротивлений в точке $\ln R(0) \approx -4,1$, что дает $R(0) \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ Ом. Таким образом, эксперимент подтверждает не только функциональную зависимость (4), но и имеется количественное согласие между (4) и экспериментом.

Как известно, резистивные образования имеют два характерных параметра l_E – глубину проникновения электрического поля и λ_T – характерный масштаб спада температуры от центра домена ^{3,6}. В частности, в ³ получена зависимость l_E от параметров образца, однако она не применима для наших пленок, которые характеризуются хорошим теплоотводом. Поэтому, при объяснении поведения усредненного дифференциального сопротивления на участке CA (рис.2), ограничимся качественными рассуждениями. Логично предположить, что здесь ЛПФ становятся неизотемичными и тепловые процессы играют определяющую роль. Действительно, 1) в интервале BA возрастает гистерезис,

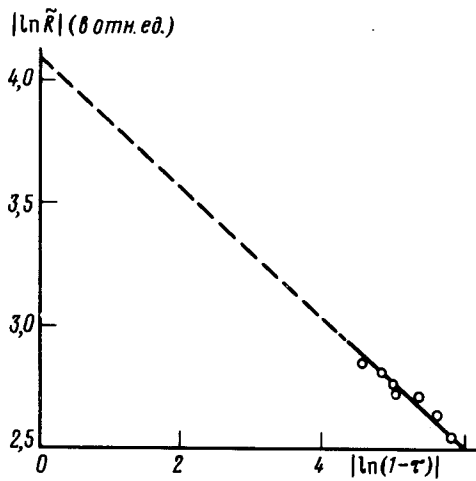


Рис.3. Температурная зависимость сопротивления линии проскальзывания фазы (интервал CD , рис.2)

2) ступени на ВАХ становятся заметно нелинейными, 3) возрастает сопротивление первой ступени с уменьшением температуры, 4) оценки λ_T в случае малого перегрева ($T - T_0 \ll T_0$) в области CB показывают, что λ_T порядка l_E . Это означает, что появление неизотермичности существенно влияет на размер резистивных образований. Здесь для оценок λ_T мы использовали выражение $\lambda_T = (kd/H)^{1/2}$, где $k \approx 3 \cdot 10^{-2}$ Вт/град·см – коэффициент теплопроводности, полученный из закона Видемана–Франца, $H \approx 2$ Вт/см²·град – коэффициент теплоотдачи, взятый из ¹⁰.

Таким образом, на участке CB наблюдается переход от линии проскальзывания фазы в элементарные резистивные домены. В интервале BA тепловые процессы уже определяют поведение вольт-амперной характеристики. Здесь сопротивление и ток появления первой ступени зависят от температуры примерно одинаковым образом, а именно, пропорциональны $(1 - \tau)$. Отсюда следует линейность усредненного дифференциального сопротивления по току. По всей видимости, в этом интервале температур рост сопротивления связан с ростом домена, размер которого пропорционален току его возникновения.

1. Б.Н.Ивлев, Н.Б.Копнин, УФН **142**, 435 (1984).
2. Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, В.Ф.Хирный, ЖЭТФ **80**, 171 (1981).
3. Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, ЖЭТФ **82**, 488 (1982).
4. В.Г.Волоцкая, И.М.Дмитренко, Л.Е.Мусиенко, А.Г.Сиваков, ФНТ **7**, 383 (1981).
5. В.Г.Волоцкая, И.М.Дмитренко, Л.Е.Мусиенко, А.Г.Сиваков, ФНТ **10**, 347 (1984).
6. Ю.М.Иванченко, П.Н.Михеенко, ЖЭТФ **83**, 684 (1982).
7. Ю.В.Медведев, В.Ф.Хирный, ФТТ **26**, 1163 (1984).
8. Faber and Rippard A.V., Proc. Roy. Soc. **V231**, 336 (1955).
9. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов: М.: Мир, 1968.
10. D.A.Neeper and J.R.Dillinger, Phys. Rev. A, **V135**, 1028 (1964).