

спекания, режимов термообработок как шихты, так и спеченой керамики, введения различных модифицирующих добавок. Это открывает возможности оптимизации позисторных характеристик керамики на основе ФНС и ФТС. Таким образом, ФТС и его твердые растворы могут явиться основой для создания низкотемпературных позисторных материалов.

Литература

- [1] Шефтель И. Т. Терморезисторы. М.: Наука, 1973. 415 с.
- [2] Полупроводники на основе титаната бария. М.: Энергоиздат, 1982. 328 с.
- [3] Раевский И. П., Емельянов С. М., Тарасенко П. Ф. В кн.: Получение и применение сегнето- и пьезоматериалов в народном хозяйстве. М., 1984, с. 46—50.
- [4] Nomura S., Doi K. Jap. J. Appl. Phys., 1970, v. 9, N 6, p. 716—718.
- [5] Богатин А. С., Прокопало О. И. Изв. вузов. Физика, 1970, № 3, с. 96—100.

Ростовский государственный университет
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию
17 марта 1987 г.

УДК 537.312.62

Журнал технической физики, т. 58, в. 6, 1988

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОТВОДА НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ В ШИРОКИХ ПЛЕНКАХ НИТРИДА НИОБИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОКА

О. Г. Вендик, С. Г. Колесов, О. В. Пахомов, А. С. Рубан

В настоящей статье приведены результаты экспериментального исследования кинетики разрушения сверхпроводящего состояния в пленке нитрида ниобия под действием импульсов транспортного тока в широком интервале температур. Пленки нитрида ниобия, для которых характерно большое удельное сопротивление, являются удобным модельным материалом для исследования процесса разрушения сверхпроводящего состояния. Известно, что на вид вольт-амперной характеристики сверхпроводниковой пленки существенное влияние оказывает эффективность теплоотвода от пленки в подложку [1], которая при низких температурах определяется контактными термическим сопротивлением [2].

Пленки были получены на подложках из сапфира толщиной 1 мм методом геттерного реактивного распыления ниобиевой мишени [3]. Эксперименты проводились на пленке шириной $W=30$ мкм, толщиной $h=175$ нм, длиной $l=2$ мм с удельным электросопротивлением постоянному току в нормальном состоянии $\rho_N=16$ мкОм·м. Критическая температура T_c определялась по появлению сопротивления в 0.1 Ом и составляла для данного образца 12.4 К. Исследования проводились на экспериментальной установке, описанной в работе [4]. Прямоугольные импульсы тока длительностью 10^{-6} — 10^{-3} с подавались на пленку от генератора с внутренним сопротивлением $R_p=50$ Ом. Минимальное значение измеряемых напряжения и тока составляли 10^{-3} В и 10^{-4} А соответственно.

При амплитуде импульсов тока $I=I_T$ часть пленки переходила в нормальное состояние. Форма импульсов тока и падения напряжения на пленке при $I=I_T$ в обобщенном виде представлена на рис. 1. Из рис. 1 видно, что процесс разрушения сверхпроводящего состояния в пленке состоит из трех этапов. На первом этапе длительностью $\Delta t_{зд}=2\div 5$ мкс напряжение на пленке сохранялось постоянным $U_{зд}$; ток, протекающий через пленку, оставался равным I_T . Величина $\Delta t_{зд}$ определяется величиной тока в начале импульса [4]. В данных экспериментах ток I_T соответствовал максимально возможному значению $\Delta t_{зд}$. На втором этапе длительностью $\Delta t^*=0.08$ мкс имеет место увеличение падения напряжения до величины U^* и уменьшение тока до величины I^* . На третьем этапе напряжение на пленке U увеличилось до стационарного значения, соответствующего установившемуся сопротивлению пленки, а ток при этом уменьшался до величины I_p с характерным временем установления $\tau_v=1\div 3$ мкс.

По осциллограммам тока и напряжения рассчитывалось сопротивление $R_{зд}$, которое имела пленка в течение времени задержки $\Delta t_{зд}$, а также сопротивление $R^*=U^*/I^*$, образующееся к концу интервала Δt^* . При пропускании через пленку импульсов тока амплитудой

$I_0 < I_T$ на пленке наблюдалось постоянное падение напряжения U_0 в течение всей длительности импульса.

Экспериментально исследовалась зависимость $R_{3\lambda}$, R^* и R_0 от температуры термостата T_0 в интервале $T_0 = 4.2 \div 12.3$ К. На рис. 2 представлены зависимости R^* (1), $R_{3\lambda}$ (2) и R_0 (3) от приведенной температуры T_0/T_c .

Ранее проведенные экспериментальные исследования времени восстановления сверхпроводящего состояния после окончания импульса тока амплитудой $I \geq I_T$ на образцах с различной теплопроводностью подложки показали наличие разогрева пленки [4]. Образование нормальной области в широкой сверхпроводниковой пленке, согласно [5-7], обусловлено вхождением в пленку вихрей. Пленка разогревается вдоль траектории движущихся вихрей, и при некотором токе развивается температурная неустойчивость, приводящая к образованию нормальной области с температурой T_c на ее границах [6].

Согласно [8], разрушение сверхпроводящего состояния в пленке нитрида ниобия при плотности критического тока $j_c = 10^6$ А·см⁻² (при $T_0/T_c = 0.27$) обусловлено вихревым механизмом образования нормальной области. Плотность критического тока в наших экспериментах составляла $4 \cdot 10^6$ А·см⁻² при $T_0/T_c = 0.33$. Это дает основание полагать, что тот же механизм реализуется и в нашем случае.

Наблюдавшиеся в экспериментах три этапа разрушения сверхпроводящего состояния могут быть объяснены следующим образом. При амплитуде тока равной I_T в течение времени $\Delta t_{3\lambda}$ пленка находится в резистивном состоянии, которое обусловлено движением вихрей. За время Δt^* происходит образование нормальной полоски шириной l^* . Предполагая, что образовавшаяся полоска имеет удельное сопротивление равное ρ_N , из экспериментальных значений R^* при известных ширине и толщине пленки рассчитывалась величина l^* . Результаты расчета представлены на рис. 3 (кривая 1). На третьем этапе происходит увеличение размеров нормальной области в результате разогрева током.

Характерная длина λ_T , в пределах которой происходит существенное изменение температуры в системе пленка—подложка, носит название тепловой длины [6, 9]. Величина λ_T зависит от термической проводимости контакта пленка—подложка α_T , продольной теплопроводности κ и определяется выражением [9]

$$\lambda_T = \sqrt{\kappa h / \alpha_T}. \quad (1)$$

На основании тепловой модели [9] для нормальной области, образованной под действием тока в сверхпроводящей пленке, с температурой $T_c(I)$ на границах получено выражение для расчета λ_T по измеренным в эксперименте величинам l^* и I^*

$$\lambda_T = l^* \left/ \ln \left[\frac{1}{1 - \frac{2\alpha_T W^2 h (T_c(I) - T_0)}{(I^*)^2 \rho_N}} \right] \right. \quad (2)$$

Величина α_T для структуры NbN—сапфир определялась из измерений в установившемся режиме [10], а величина $T_c(I)$ — по экспериментальной зависимости $I_c(T_0)$. На рис. 3 (кривая 2) приведена рассчитанная таким путем зависимость величины λ_T от приведенной температуры. Видно, что λ_T изменяется пропорционально $T_0^{-1.5}$ в области $T_0/T_c = 0.35 \div 0.85$. Такая же зависимость λ_T от температуры следует и из выражения (1), поскольку α_T изменяется пропорционально T_c^3 [2], а κ имеет значение, соответствующее критической температуре на границах нормальной области, и не зависит от температуры термостата.

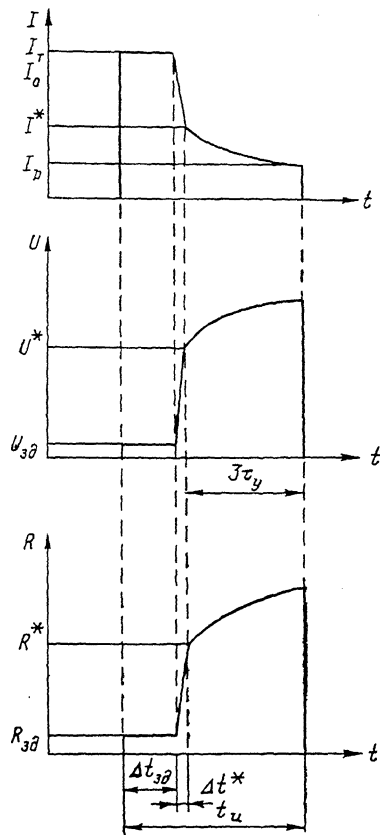


Рис. 1. Форма импульсов тока, напряжения и сопротивления пленки при разрушении сверхпроводящего состояния.

Таким образом, простая тепловая модель, основанная на выделении джоулевой мощности в нормальной области, и теплопередача через границу металл—диэлектрик справедливы в области температур $(0.35-0.85) T_c$.

Локальный разогрев пленки вдоль траектории движения вихрей до T_c происходит за время $\Delta t_{зд}$, а образование теплового домена за время Δt^* . Время Δt^* в этом случае может

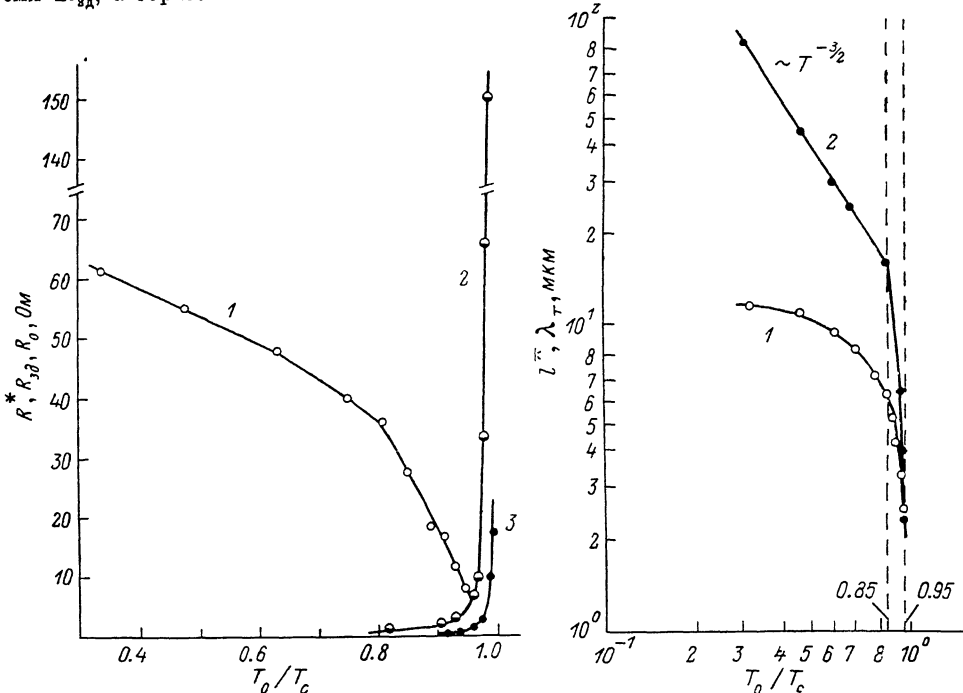


Рис. 2. Зависимость сопротивлений R^* , $R_{ад}$, R_0 от T_0/T_c .

1 — сопротивление, образовавшееся за время Δt^* ; 2, 3 — сопротивления пленки при токе $I=I_T$ и $I=0.5 I_T$ соответственно.

Рис. 3. Зависимость l^* (1), λ_T (2) от T_0/T_c .

быть охарактеризовано как время развития температурной неустойчивости. При температурах $T_0 > 0.85 T_c$ характер зависимости λ_T от температуры, рассчитанной по соотношению (2), изменяется (рис. 3, кривая 2), что означает неприменимость тепловой модели при данных температурах. При этом механизмы разрушения сверхпроводящего состояния требуют дальнейшего изучения.

Литература

- [1] Медведев Ю. В., Хирный В. Ф. ФТТ, 1984, т. 26, № 4, с. 1163—1167.
- [2] Вагг Х. Phys. Kondens. Materie, 1968, v. 8, N 1, p. 1—20.
- [3] Антонова Е. А., Сузов В. А. ФНТ, 1981, т. 7, № 8, с. 1002—1009.
- [4] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Колесов С. Г. и др. ФНТ, 1986, т. 72, № 6, с. 576—583.
- [5] Иванченко Ю. М., Мищенко П. Н., Хирный В. Ф. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 1, с. 171—182.
- [6] Иванченко Ю. М., Мищенко П. Н. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 2, с. 684—697.
- [7] Асламазов Л. Г., Лемпицкий С. В. ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 2216—2221.
- [8] Антонова Е. А., Рузинов В. Л., Сузов В. А. Тез. конф. «Металлофизика сверхпроводников». Киев, 1986, ч. 1, с. 90—91.
- [9] Skocpol W. J., Beasley M. R., Tinkham M. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 9, p. 4054—4066.
- [10] Вендик О. Г., Зайончковский А. Я., Колесов С. Г. и др. ЖТФ, 1987, т. 57, № 10, с. 1930—1935.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
18 марта 1987 г.