

05.4

© 1990

ТЕПЛОВОЕ РАЗРУШЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО  
СОСТОЯНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ В.Н. Скоков, В.П. Коверда,  
Н.М. Богданов, А.А. Дик

При использовании сверхпроводников в прикладных целях важным является вопрос о тепловом разрушении сверхпроводимости в присутствии транспортного тока. При внешних возмущениях или в силу локальных неоднородностей в сверхпроводнике могут возникать зоны, находящиеся в резистивном или нормальном состояниях. Джоулев разогрев этих областей транспортным током может привести к повышению температуры выше критической и к разрушению сверхпроводящего состояния. В условиях саморазогрева может возникнуть тепловая бистабильность сверхпроводника, при которой существуют два устойчивых однородных состояния [1].

В тонких ВТСП-пленках с высокими плотностями критического тока разрушение сверхпроводимости, связанное с джоулевым саморазогревом, является одним из основных факторов, определяющих устойчивость сверхпроводящего состояния. В настоящей работе приведены результаты исследования теплового разрушения сверхпроводимости тонких пленок системы  $Y-Ba-Cu-O$ .

Пленки получали методом магнетронного распыления на постоянном токе. Использовали мишени стехиометрического состава  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Распыление вели в атмосфере  $Ar-O_2$  (10–30%  $O_2$ ) при давлениях  $1-10^{-1}$  Па. Напряжение между электродами составляло 100–150 В при токе разряда 0.5–1 А. В качестве подложек использовали монокристаллы  $SrTiO_3$  (100),  $MgO$  (100) и сапфир (произвольная ориентация). Температура подложек варьировалась от комнатной до 500 °С. Толщина пленок составляла ~ 1 мкм. Структуру пленок определяли методом дифракции быстрых электронов на отражение. Осажденные пленки были аморфными и имели электрическое сопротивление 1–10 МОм. После осаждения пленки отжигались при температуре 870–900 °С в течение 40 мин. – 1 час и охлаждались в атмосфере кислорода с выдержкой при 400–500 °С в течение ~ 1 часа. Отожженные пленки имели электрическое сопротивление при комнатной температуре 1–10 Ом. Дифракционные исследования пленок показали, что они были поликристаллическими (на некоторых образцах наблюдалась текстура) и имели структуру, соответствующую ромбической фазе  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Электрическое сопротивление и вольтамперные характеристики (ВАХ) определяли четырехзондовым методом. На поверхность пленок термическим напылением в вакууме наносились двухслойные

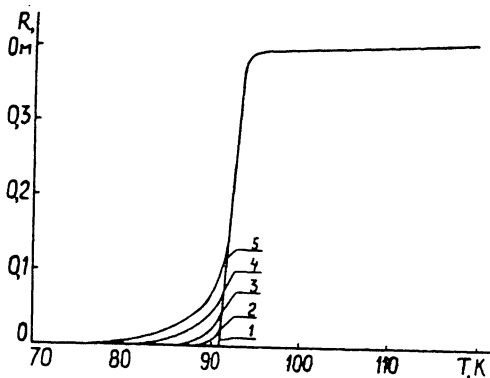


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления пленки при различных значениях транспортного тока  $I$ : 1 - 25 мкА, 2 - 1 мА, 3 - 2 мА, 4 - 5 мА, 5 - 10 мА. Подложка  $MgO$  (100).

полоски  $Ag-In$ , к которым индиевым припоем припаявались медные проволоочки. Образцы охлаждались в герметичной ячейке за счет теплообмена с разреженным газом.

Сопротивление пленок обращалось в ноль при температурах 80–90 К. На лучших образцах эти температуры составляли 91–93 К с шириной перехода  $\sim 2$  К. Пленки, осажденные на сапфир, имели более широкий переход в сверхпроводящее состояние, чем пленки, осажденные на  $SrTiO_3$  и  $MgO$ . Однако и для них сопротивление обращалось в ноль при температурах выше 80 К.

Температурная зависимость сопротивления одной из пленок при различных значениях транспортного тока приведена на рис. 1. Критический ток  $I_{C1}$  определялся по появлению падения напряжения на потенциальных контактах 1 мкВ. Плотность критического тока при 77 К составляла  $10^2$ – $10^3$  А/см<sup>2</sup>. Температурная зависимость  $I_{C1}$  вблизи  $T_C$  хорошо описывается зависимостью  $I_{C1} \propto (1 - T/T_C)^\alpha$ , где  $\alpha \approx 1.5$ .

Вольтамперные характеристики образцов снимались на постоянном токе. На рис. 2 приведена одна из таких характеристик (для той же пленки, что и рис. 1). На начальной стадии разрушения сверхпроводящего состояния ВАХ описывается зависимостью  $U \propto I^n$ , где  $n \approx 2.7$ . Степенной характер зависимостей  $I_{C1}(T)$  и  $U(I)$  связан с гранулированной структурой пленок и существованием сетки слабосвязанных (джозефсоновских) контактов. Начальная стадия перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние обусловлена разрушением слабой сверхпроводимости в межзеренных контактах. Этой же причиной объясняется характер температурной зависимости сопротивления при различных значениях транспортного тока (см. рис. 1).

При некоторых значениях транспортного тока  $I_q$  наблюдалось резкое возрастание сопротивления и переход образца в нормальное состояние. Величина  $I_q$  значительно меньше величины критичес-

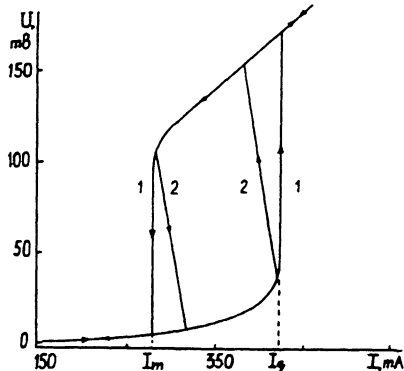


Рис. 2. Участок вольтамперной характеристики пленки. Температура измерительной ячейки 78 К.

кого тока  $I_{c2}$ , при котором в условиях хорошего теплоотвода полностью разрушается сверхпроводимость в объеме зерен (для наших пленок  $I_{c2} \sim 10$  А). При обратном ходе резкое падение сопротивления происходило при токе  $I_m < I_q$ . Участки „1“ соответствуют режиму фиксации тока. Участки „2“ с отрицательным дифференциальным сопротивлением соответствуют режиму измерения с малым полным сопротивлением электрической цепи. В этом режиме увеличение или уменьшение сопротивления пленки вызывает соответственное понижение или повышение транспортного тока.

Наличие гистерезиса на ВАХ свидетельствует о тепловой бистабильности системы. При значении транспортного тока  $I = I_q$  нарушается устойчивость системы, которая определяется балансом удельных мощностей тепловыделения и теплоотвода. При  $I = I_q$  вследствие джоулева тепловыделения пленка переходит в новое устойчивое (нормальное) состояние с более высокой температурой. На обратном ходе ВАХ нормальное состояние самоподдерживается джоулевым тепловыделением при токах  $I > I_m$  ( $I_m < I_q$ ). При  $I = I_m$  система теряет устойчивость и пленка переходит в резистивное состояние.

Тепловая устойчивость образца характеризуется параметром Стекли  $\alpha$ , который равен отношению характерных мощностей тепловыделения в нормальном состоянии при  $I = I_q$  и теплоотвода в среду [1, 2]. В нашем случае  $\alpha = I_q^2 / I_m^2 = 2.3$ . Параметр  $\alpha$  определяет роль джоулева саморазогрева в сверхпроводниках. При  $\alpha > 1$  величина  $I_m$  является минимальным током существования нормальной фазы и зависит от характеристик образца и условий его охлаждения. Сверхпроводник является криостатически стабилизированным лишь при токах  $I < I_m$ . При  $I > I_m$  образец, перешедший по какой-либо причине в нормальное состояние, не возвращается в сверхпроводящее (или резистивное) состояние после того, как устранена причина появления нормальной зоны. При значениях транспортного

тока  $I : I_m < I < I_g$  возникает тепловая бистабильность. В этой области существуют два устойчивых однородных состояния – „холодное“, при котором образец находится в резистивном состоянии и „горячее“, при котором пленка обладает нормальной проводимостью.

Возникновение тепловой бистабильности в тонких ВТСП-пленках указывает на существенную неравновесность системы. Переходы из одного устойчивого состояния в другое можно рассматривать как обобщенные неравновесные фазовые переходы. Исследование таких переходов является предметом нелинейной макроскопической кинетики, которая в последнее время является предметом интенсивного изучения [3].

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г у р е в и ч А.В., М и н ц Р.Г. Тепловые автоволны в нормальных металлах и сверхпроводниках. М.: ИВТАН, 1987. 165 с.
- [2] А л ь т о в В.А., З е н к е в и ч В.Б., К р е м л е в М.Г., С ы ч е в В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергия, 1975. 328 с.
- [3] М е р ж а н о в А.Г., Р у м а н о в Э.Н. // УФН. 1987. Т. 151. В. 4. С. 553–593.

Институт теплофизики  
УрО АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию  
13 мая 1990 г.