

УДК 539.292

© 1992

ПРОЯВЛЕНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЫ ПРИ ТУННЕЛИРОВАНИИ В Bi—Sr—Ca—Cu—O: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛЬ

В. М. Свистунов, О. В. Гризуть, А. И. Дьяченко, Ю. Ф. Ревенко

Обнаружено, что для туннельных контактов на основе Bi—Sr—Ca—Cu—O при низких температурах проводимость $dI/dU = \sigma$ в начальной области напряжения описывается корневой зависимостью $\sigma \sim U^{1/2}$, обусловленной усилением электрон-электронного взаимодействия в приповерхностном слое керамики, которая при больших напряжениях смещения и температурах (> 100 мВ и 100 К) переходит в линейную, что связывается с существованием на поверхности ВТСП барьера Шоттки. Для высокоомных пленочных туннельных структур и высоких $T \sim 300$ К $\sigma(U) \sim \exp(U/E_{00})$. В экспериментах с двойной иглой и при моделировании установлено, что пики дифференциального сопротивления в туннельных спектрах имеют токовый характер разрушения слабых джозефсоновских связей. Определены их параметры. Возникновение нулевого пика проводимости в $dU/dI - U$ объясняется разрушением связей с малым критическим током.

Металлооксидные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), приготовленные по керамической технологии, представляют собой джозефсоновские среды, макроскопические свойства которых описываются в приближении сетки слабо-связанных сверхпроводящих контактов [^{1, 2}]. Именно специфика джозефсоновской среды является одной из причин, приводящих к возникновению многочисленных особенностей в туннельных спектрах ВТСП [¹⁻⁵]. Для джозефсоновской среды на основе ВТСП усреднение квазичастичных эффектов осуществляется по поверхности отдельных гранул, примыкающих к туннельному барьеру, поэтому туннелирование в каждое отдельное зерно может осуществляться независимо от других [^{6, 7}]. Следовательно, особенности джозефсоновской среды изучаемого материала ВТСП при туннелировании могут отразиться на вольт-амперных характеристиках вследствие разрушения каналов протекания тока, что приводит к добавке сопротивления и соответствует пикам дифференциального сопротивления при записи производных $dU/dI - U$ [^{6, 7}]. Понимание природы их возникновения особенно важно для решения проблемы реконструкции функции электрон-фононного взаимодействия ВТСП [^{5, 6}]. Поэтому цель данной работы — установить, как соотносятся эксперимент и теоретическая интерпретация эффектов разрушения слабых связей в туннельных характеристиках контактов ВТСП—металл.

Исследованы прижимные и пленочные туннельные контакты на основе висмутового металлооксида Bi—Sr—Ca—Cu—O. Металлокерамика имела критическую температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 95$ К, ширину перехода $\Delta T_c = 5$ К, плотность критического тока $j_c = 400$ А/см².

Туннельные контакты изготавливались путем термического напыления в вакууме пленочного электрода (Pb, Pb—Bi) на свежоочищенную поверхность пластин ВТСП размерами $10 \times 1 \times 0.1$ мм, полученных по стандартной технологии [^{3, 4, 7}]. Токовые и потенциальные контактные площадки на керамике приготавливались вжиганием пасты на основе Ag. Туннельные контакты прижимного типа создавались в устройстве с регулируемым прижимом одной

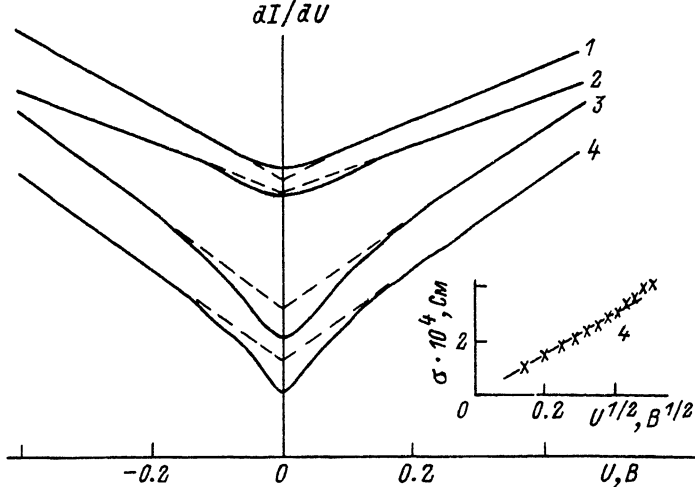
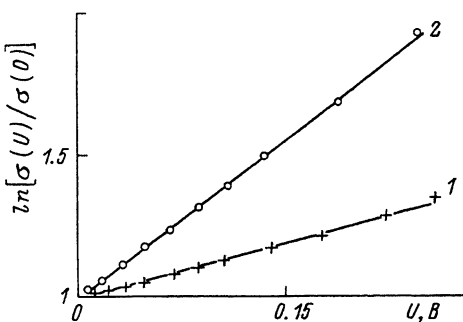


Рис. 1. Туннельная проводимость $dI/dU - U$ прижимного контакта Nb—Ti/Bi—Sr—Ca—Cu—O при температуре 180 (1), 100 (2), 55 (3), 4,2 К (4).

На вставке — корневая зависимость $\sigma \sim U^{1/2}$.

или двух Nb—Ti игл с диаметром острия 100 мкм в поверхность Bi—Sr—Ca—Cu—O. Заметим, что образцы с пленочным инжектором были стабильнее, в частности, при термоциклировании.

На рис. 1 представлена зависимость туннельной проводимости dI/dU контакта Nb—Ti/Bi—Sr—Ca—Cu—O от напряжения смещения U при различных температурах. Видно, что для металлооксида Bi—Sr—Ca—Cu—O в широком диапазоне температур наблюдается характерная зависимость $dI/dU = \sigma \sim U$. При низких температурах $\sigma(U)$ в начальной области напряжения описывается корневой зависимостью $\sigma(U) \sim U^{1/2}$ (вставка на рис. 1), которая при больших $U (> 100$ мВ) переходит в линейную. Напряжение этого кроссовера U_{cr} зависит от сопротивления туннельного контакта $R_T(0)$ при нулевом напряжении смещения. С уменьшением $R_T(0)$ величина U_{cr} увеличивается. Линейную зависимость туннельной проводимости $dI/dU \sim U$, впервые отмеченной в переходах на основе Y—Ba—Cu—O металлокерамик, некоторые авторы связывают с образованием на их поверхности раздела объемного заряда и реализацией барьера Шоттки [7, 8]. Подобное поведение характеристик $\sigma(U)$ в нашем случае можно объяснить, если считать, что на поверхности металлокерамики Bi—Sr—Ca—Cu—O также образуется шоттковский тип потенциального барьера, о чем свидетельствует и значительная асимметрия кривых $\sigma(U)$. С понижением температуры характеристики симметризируются, а усиление электрон-электронного взаимодействия в приповерхностном слое керамики проявляется в корневой зависимости $\sigma \sim \sqrt{U}$ [9]. Для



пленочных туннельных структур $Pb_{80}Bi_{20}/Bi-Sr-Ca-Cu-O$ с высоким сопротивлением ($R_T(0) = 3.3$ кОм при $T = 300$ К, $R_T(0) = 25$ кОм при 80 К) зависимость $\sigma(U) \sim \exp(U/E_{00})$ (рис. 2), которая соответствует процессу термоэлектронной эмиссии через барьер

Рис. 2. Нормированные характеристики туннельной проводимости $\ln[\sigma(U)/\sigma(0) - U]$ пленочного контакта $Pb_{80}Bi_{20}/Bi-Sr-Ca-Cu-O$ при $T = 300$ (1), 80 К (2).

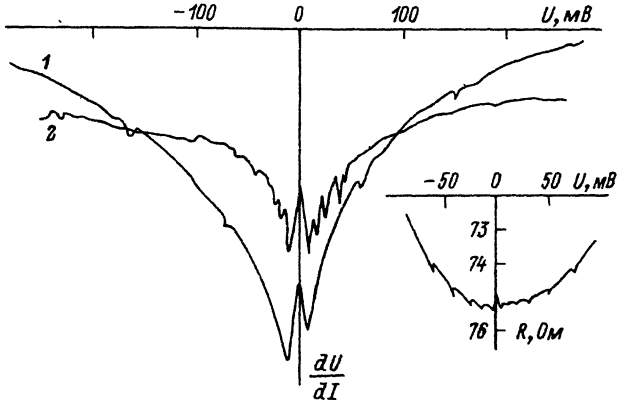


Рис. 3. Проявление нулевого пика проводимости в $dU/dI-U$ прижимных контактов к металлооксидам. 1 — несверхпроводящая (по $R-T$ зависимости) пленка $Y-Ba-Cu-O$, $R_T \sim 20$ Ом; 2 — керамика $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, $R_T \sim 250$ Ом. На вставке — расчетная зависимость (критический ток слабой связи $I_c \sim 10$ мкА).

Шоттки с малой высотой [10]. С понижением температуры также происходит симметризация кривых $\sigma(U)$, а проводимость системы определяется в основном электронными процессами в разупорядоченном слое на поверхности ВТСП.

В туннельных спектрах ВТСП $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ особенности, приписываемые нами процессам токового разрушения слабых связей, регистрируются не только для контактов с $R_T(0) \ll 10^5$ Ом, что характерно для металлокерамик типа $Y-Ba-Cu-O$ и $La-Sr-Cu-O$, но и для гораздо более высокоомных, с $R_T(0) \sim 10^5$ Ом. Вероятность реализации туннельных контактов, приводящих к токовому разрушению путей протекания, связана с неоднородностью толщины туннельного барьера. Это приводит к локализации туннельного тока на малой части токовых путей, в которые входят сверхпроводящие слабосвязанные звенья протекательного кластера керамики. Данный факт подтверждают и наши измерения, выполненные на несверхпроводящих пленках $Y-Ba-Cu-O$ (с неполным сверхпроводящим переходом по R , имеющих конечное сопротивление при температуре измерения 4.2 К). Для них также обнаружена пиковая структура в кривых $dU/dI-U$ (кривая 1 на рис. 3).

Как отмечалось [6, 7], эффекты токового разрушения приводят к добавлению сопротивления в измерительную цепь и регистрируются как пики в $dU/dI-U$. Пример расчета подобного разрушения нескольких джозефсоновских контактов вблизи туннельного контакта и сравнение его с реальной экспериментальной кривой для контакта $Pb-In/Bi-Sr-Ca-Cu-O$ приведены на рис. 4. Видно хорошее совпадение как по положению, так и по амплитуде особенностей. Различие при малых напряжениях связано с проявлением энергетической щели инжектора. Теоретическая кривая рассчитывалась для сэндвича конфигурации $N-I$ -джозефсоновская среда. На вставке рис. 4 дана соответствующая эквивалентная схема, использованная при расчете. Крестиками выделены слабые звенья, сверхпроводимость которых разрушается под действием тока. Существенная амплитуда пиков определяется тем, что при скачкообразном переходе слабой связи в резистивное состояние дифференциальное сопротивление dU/dI велико и определяется шунтирующим слабые связи массивом (объемом) керамики, сопротивление которого обозначено как $R_{ш}$ на вставке рис. 4. Нами при расчете $dU/dI-U$ были получены следующие значения параметров джозефсоновских контактов: критический ток единичной связи $I_c \sim 0.5 \div 2$ мкА, сопротивление $R_K \sim 500 \div 3000$ Ом. Величина $I_c R_K \sim 0.2 \div 0.2$ мВ, что по порядку величины согласуется со значениями, полученными непосредственно из измерений эффекта Джозефсона для висмутовой керамики [11]. Пики в кривых $dU/dI-U$ для более

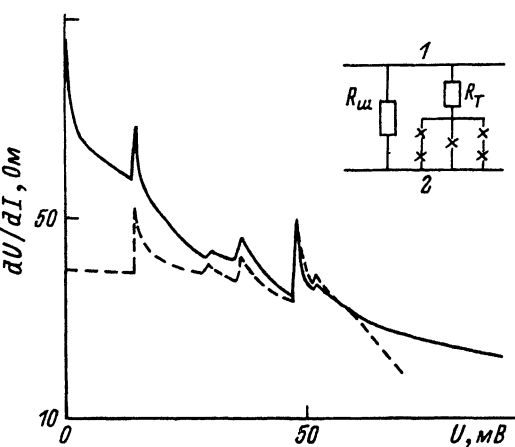


Рис. 4. Экспериментальная и расчетная зависимости $dU/dI - U$, отражающие эффекты токового разрушения межзеренных контактов.

На вставке — эквивалентная схема цепи, использованная при моделировании. 1 — N -инжектор, 2 — ВТСП.

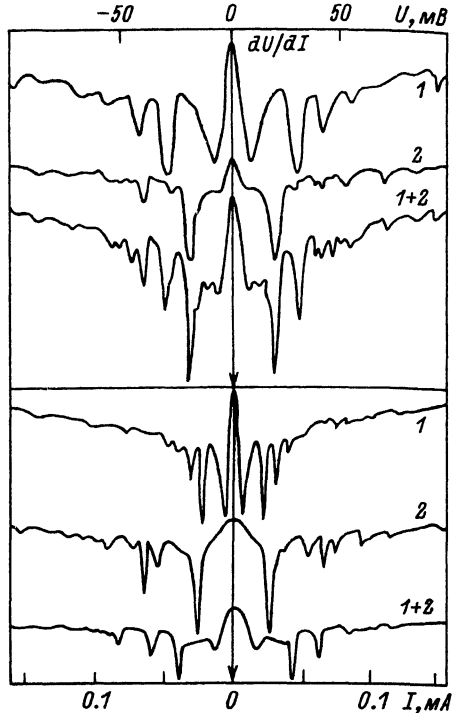


Рис. 5. Туннельные характеристики dU/dU контакта $Nb-Ti/Bi-Sr-Ca-Cu-O$ с двойной иглой-инжектором (контакт $Bi_{2223}/NbTi$), записанные в потенциальных и токовых координатах.

1 — первый инжектор, 2 — второй, 1+2 — первый и второй одновременно. $R_1(0) = 0.6$, $R_2(0) = 0.47$, $R_{1+2}(0) = 0.264$, кОм.

низкоомных контактов ($< 10^3$ Ом) обусловлены контактами, имеющими другие параметры: $I_c \sim 10^{-4}$ А и $R_k \sim 1 \div 10$ Ом.

Токовый характер получаемых особенностей в проводимости туннельных контактов подтверждается и в экспериментах с прижимной двойной иглой-инжектором. Конструкция позволяла использовать их вместе либо каждую отдельно. Оказалось, что местоположение особенностей спектра dI/dU подчиняется закону распределения токов в такой электрической цепи. Особенности, наблюдаемые для отдельных инжекторов, проявляются и для «двойного» инжектора и соответственно смещены по оси токов при записи характеристик $dU/dI - I$ пропорционально сопротивлению отдельных туннельных контактов (рис. 5).

Таким образом, мы выяснили, что, изменяя сопротивление туннельного контакта, появляется возможность избирательно регистрировать и изучать межгранульные контакты с различными параметрами. При этом джозефсоновские связи, имеющие малый критический ток, будут проявляться вблизи от нуля напряжений смещения на туннельном контакте. Мы промоделировали данную ситуацию, уменьшив на порядок величину критического тока одного (!) контакта. В динамическом сопротивлении $dU/dI - U$ при этом возникает пик проводимости (вставка на рис. 3). Такого рода особенности наблюдались нами в туннельных экспериментах с регулируемым барьером (игла $NbTi$) для низкоомных переходов (рис. 5).

На аналогичную возможность возникновения нулевых аномалий в микроконтактных спектрах висмутовых и иттриевых керамик указывали и авторы [12, 13].

Отметим, что пик вблизи нуля напряжения может возникать, если ток тепловых флуктуаций I_f (I_f (мкА) = $0.084 T$ (К) [1^4]) будет близок к критическому току слабых связей. При $T = 4.2$ К величина $I_f = 0.3$ мкА и для «плохих» металлооксидов такая ситуация возможна. Другое следствие флуктуационного теплового тока I_f — существенное размытие особенностей в туннельных спектрах уже при 10—15 К. При 40—80 К величина I_f достигает 3—8 мкА и особенности на кривых практически не видны.

Таким образом, пики динамического сопротивления, наблюдаемые при туннелировании в металлооксиды, хорошо описываются предлагаемой теоретической схемой и могут быть связаны с разрушением сверхпроводимости межзеренных связей. «Резистивная спектроскопия» открывает возможность избирательно регистрировать и изучать состояние межзеренных границ металлооксидов, варьируя сопротивление формируемого на поверхности ВТСП туннельного контакта. Подобная информация оказывается весьма ценной при решении проблем нестехиометрии состава, структурного состояния зерен и межзеренных границ металлооксидов.

Список литературы

- [1] Горьков Л. П., Копнин Н. В. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—136.
- [2] Габолич А. М., Моисеев Д. П. // УФН. 1986. Т. 150. № 4. С. 599—635.
- [3] Аминов А. М., Грабой И. Э., Кауль А. Р. и др. // ПЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 55—57.
- [4] Moreland J., Ekin J. M., Goodrich L. F. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 16. P. 8856—8862.
- [5] Svistunov V. M., Benacka S., Plecenik A. et al. // IEEE Trans. on Magn. 1989. V. 25. N 2. P. 2583—2588.
- [6] Свистунов В. М., Дьяченко А. И. // Сб. «Магнитные и электронные свойства материалов». 1989. В. 1. С. 53—86.
- [7] Свистунов В. М., Дьяченко А. И., Таренков В. Ю. и др. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 6. С. 1240—1248.
- [8] Freire F. et al. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 1. P. 400—404.
- [9] Al'tshuler B. L., Aronov A. G. // Solid State Commun. 1979. V. 30. N 1. P. 115—119.
- [10] Kao K. C., Hwang W. Electrical transport in Solids. Pergamon Press, 1981.
- [11] Imai S., Sumiya K., Sugawara N. et al. // Proc. ISEC-89. Tokyo, 1989. P. 493—496.
- [12] Рыбальченко Л. Ф., Фисун В. В., Бобров Н. Л. и др. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 1. С. 95—100.
- [13] Escudero R., Morales F., Estrada F. et al. // Modern Phys. Lett. B. 1989. V 3. N 1. P. 73—78.
- [14] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.

Донецкий физико-технический
институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
5 февраля 1992 г.