

## Неупругие эффекты в двойных туннельных структурах Cr–Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb–Sn<sub>x</sub>O<sub>y</sub>–Pb

Ю. И. Степуренко, В. Е. Шатерник, Э. М. Руденко

*Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 01680, г. Киев, ГСП, пр. Вернадского, 36*  
E-mail: shat@d24.imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 20 декабря 1999 г., после переработки 23 февраля 2000 г.

Созданы двойные туннельные переходы Cr–Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb–Sn<sub>x</sub>O<sub>y</sub>–Pb с происходящими в них неупругими туннельными процессами. Исследуется увеличение сверхпроводникового параметра порядка в средней пленке Pb при варьировании температуры, толщины пленки и удельного сопротивления слоя Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Результаты интерпретируются в рамках теоретических моделей неупругих туннельных процессов, развитых Киртли, Зайдедем, Грайцаром и др.

Створено подвійні тунельні переходи Cr–Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb–Sn<sub>x</sub>O<sub>y</sub>–Pb з непружними тунельними процесами, що відбуваються в них. Досліджується збільшення надпровідного параметра порядку у середній плівці Pb при варіюванні температури, товщини плівки та питомого опору шару Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Результати інтерпретуються в рамках теоретичних моделей непружних тунельних процесів, розвинутих Кіртлі, Зайдедем, Грайцаром та іншими.

PACS: 74.50.+r, 74.80.Fr

### Введение

При исследовании вольт-амперных характеристик туннельных переходов Cr–Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb установлено [1], что на их поведение существенное влияние оказывает неупругое туннелирование с участием элементарных возбуждений в барьере Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. После того как были созданы контакты ВТСП–нормальный металл, оказалось, что они существенно отличаются от классических контактов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (SIN) или сверхпроводник–нормальный металл (SN). Основными отличиями характеристик контактов ВТСП–нормальный металл являются следующие: а) сильное размытие «щелевых» особенностей; б) возрастание или уменьшение дифференциальной проводимости контактов при увеличении напряжения смещения; в) изменение величины дифференциальной проводимости контактов при переключении полярности источника питания в процессе измерений. Такое поведение объясняется по-разному. Так, Куколо и др. [2] предложили модель, в которой плотность состояний сверхпроводника зависит линейно от энергии. Срикканс и др. [3] показали, что туннельная проводимость в нормальном состоянии перовскитных окислов также линейно изменяется с напря-

жением смещения. Более того, нестандартные теории (резонирующих валентных зон [4] и маргинальной ферми-жидкости [5]) предлагаются для того, чтобы объяснить интересные экспериментальные особенности поведения ВТСП, такие, как линейная зависимость сопротивления от температуры и линейный фон в туннельной проводимости контактов ВТСП–нормальный металл.

Однако Киртли и др. [6] показали, что линейный туннельный фон наблюдается не только в контактах ВТСП–нормальный металл, но и в других системах (Al–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb, Cr–Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Pb, La<sub>2–x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>), в которых этот фон объясняется в терминах неупругого туннелирования. Причем природа неупругого взаимодействия может быть разной в зависимости от ситуации. Затем Киртли [8] в терминах подхода Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [7] развил модель неупругого туннелирования для систем с проводимостью. В [9] показано, что неупругие процессы вблизи интерфейса ВТСП–нормальный металл играют решающую роль при протекании тока через интерфейс. В работе [10] изменение величины дифференциальной проводимости контактов ВТСП–нормальный металл при приложении напряжения смещения разной полярности описывается в терминах

неупругих процессов, связанных с сильным спиновым взаимодействием в барьере, которое возникает из-за смещения атомов кислорода в элементарной ячейке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  под воздействием приложенного напряжения.

Как уже упоминалось, линейный туннельный фон наблюдался и при исследовании дифференциальной проводимости туннельных переходов  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}$  [1]. В [1] рассматривается возможность объяснения существования линейного фона тем, что при протекании тока через барьер происходят не только процессы упругого туннелирования, но и одновременно неупругого. При этом с увеличением приложенного напряжения смещения на переходе все большее и большее число неупругих каналов открывается параллельно обычным (упругим) каналам, приводя к возрастанию дифференциальной проводимости. Предлагается представить неупругий вклад в проводимость  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}$  при нулевой температуре как

$$G_e^{\text{inel}}(V, 0) = \text{const} \int_0^{|eV|} N_b(E) |g(E)|^2 dE, \quad (1)$$

$N_b(E)$  — плотность состояний возбуждений в барьере;  $g(E)$  — константа взаимодействия электрон-возбуждение в барьере. Считается, что возбуждениями, дающими вклад в  $G_e^{\text{inel}}(V, 0)$  вблизи  $V(0)$ , должны быть антиферромагнотны, либо акустические фононы антиферромагнитного диэлектрика  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , либо его гибридные фонон-магнонные моды.

Наблюдается аналогия поведения туннельного перехода  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}$  и контакта ВТСП-нормальный металл, например  $\text{YBCO}-\text{Au}$ . Хорошо известно, что большинство высокотемпературных сверхпроводников являются допированными антиферромагнитными диэлектриками [11]. Даже если допирование кислородом в диэлектрике  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  разрушает дальний антиферромагнитный порядок, то антиферромагнитные корреляции внутри  $\text{CuO}_2$ -плоскостей сохраняются вплоть до полностью насыщенного кислородом  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . Таким образом, неупругое антиферромагнитное спин-флуктуационное рассеяние должно играть важную роль при туннелировании квазичастиц из/в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  [10] и в то же время, как отмечается в обзоре [12], влиять на спаривание в сверхпроводнике.

В связи с этим возникает вопрос, не могут ли неупругие процессы, например, в структуре  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}$  повлиять на величину параметра порядка сверхпроводника (в этой структуре —

Pb), которая измеряется в туннельных экспериментах? Изучению этого вопроса и посвящена настоящая статья.

## Эксперимент

Созданы двойные туннельные структуры  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}-\text{Sn}_x\text{O}_y-\text{Pb}$ . Для сравнения в том же технологическом цикле каждый раз одновременно с ними создавались «эталонные» переходы  $\text{Pb}-\text{Sn}_x\text{O}_y-\text{Pb}$ . Пленки хрома, олова и свинца осаждали путем термического испарения металлов в вакууме, в качестве диэлектрической подложки выбраны пластинки монокристаллического или поликристаллического сапфира. Хром осаждали на подложку через металлическую маску при температуре подложки и маски порядка 830 К, толщина пленки хрома составляла порядка 100 нм. Затем поверхность пленки хрома окислялась в атмосфере воздуха при нормальном давлении при температуре пленки 473–500 К для того, чтобы на ее поверхности образовался слой окисла  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  толщиной  $\approx 5-10$  нм. После этого осаждали первую пленку свинца толщиной  $\approx 20-30$  нм, на нее слой олова  $\approx 5$  нм, который затем окислялся для образования туннельного барьера  $\text{Sn}_x\text{O}_y$ . И наконец, осаждалась верхняя пленка свинца толщиной 100 нм. Схематически созданные туннельные переходы показаны на рис. 1.

Измерялись вольт-амперные характеристики переходов  $\text{Cr}-\text{Cr}_2\text{O}_3-\text{Pb}$ , входящих в состав двойных туннельных переходов, и их производные. Зависимость дифференциального сопротивления  $(dV/dI)(V)$  определяли по стандартной низкочастотной методике детектирования гармоник. Характеристики  $(dI/dV)(I)$  получены с помощью численного преобразования измеренных

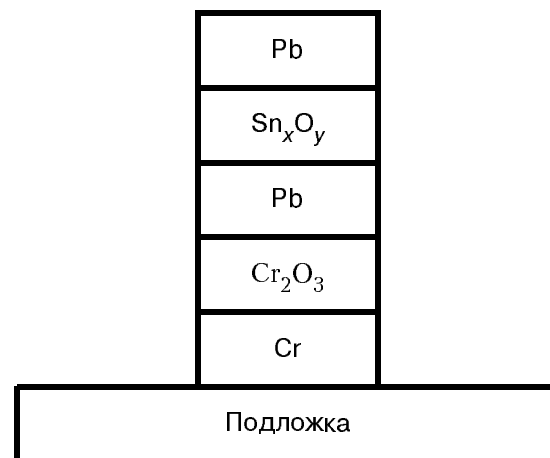


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемых туннельных переходов.

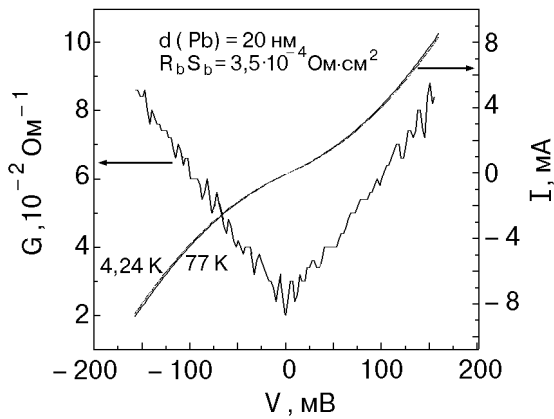


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика перехода  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb}$  и зависимость дифференциальной проводимости такого перехода от напряжения.

характеристик  $(dV/dI)(V)$ . Типичная вольт-амперная характеристика изготовленных нами переходов  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb}$  и зависимость дифференциальной проводимости от напряжения смещения приведены на рис. 2.

Объектами исследования служили туннельные переходы  $\text{Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$ , расположенные на пленке  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , и «эталонные», т.е. расположенные непосредственно на сапфировой подложке. На рис. 3, 4 представлены ВАХ переходов  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  (кривые *Б*) и соответствующие им «эталонные» переходы  $\text{Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  (кривые *А*), измеренные при нескольких температурах. Кривые *А* по мере надобности слегка растягивались или сжимались вдоль оси токов для того, чтобы совместились линейные участки кривых *А* и *Б* в «зашелевой» области. Видно, что токовая ступенька на ВАХ при напряжениях смещения, равных полусумме энергетических щелей сверхпроводников, на кривых *Б* слегка сдвинута в сторону больших напряжений смещения относительно кривых *А*. Таким образом, наблюдается стимуляция сверхпроводимости свинца в случае *Б* по сравнению со случаем *А*. Полусумма энергетических щелей сверхпроводников определяется по положению на оси напряжений точки, соответствующей максимуму производной  $(dI/dV)(V)$  измеряемой ВАХ.

Также изучено влияние толщины пленки сверхпроводника на стимуляцию сверхпроводимости в туннельных структурах  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$ . Результаты измерений показаны на рис. 4,а. Видно, что стимуляция исчезает при достижении средней пленкой сверхпроводника определенной толщины. Экспериментально изучено влияние изменения толщины слоя окисла  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  на стимуляцию сверхпроводимости в двойных туннельных

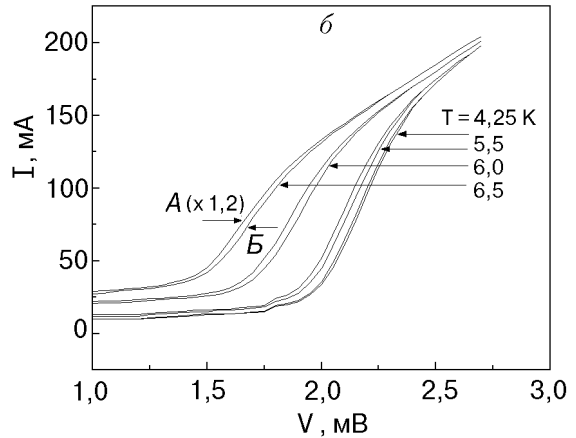
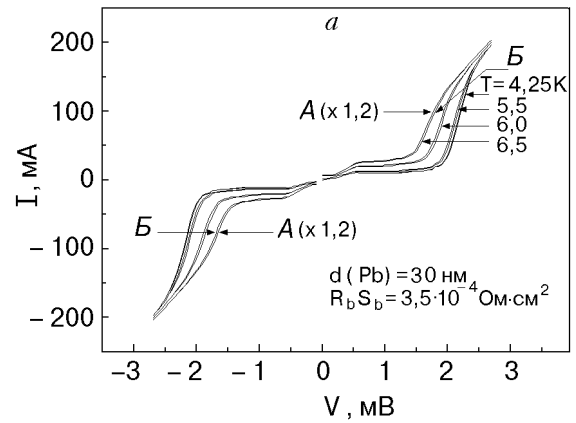


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики туннельных переходов  $\text{Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  (*А*) и  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  (*Б*); увеличенный участок ВАХ этих переходов при положительных напряжениях смещения (*б*).

переходах  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$ . Результаты измерений изображены на рис. 4,б. Видно, что стимуляция наблюдается при изменении в довольно широких пределах толщины и, соответственно, удельного сопротивления  $R_b S_b$  слоя диэлектрика  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ .

### Обсуждение

В [9] на базе модели Киртли и подхода Блондера-Тинкхама-Клапвика развивается теоретическая модель неупругих процессов в туннельных переходах. Показано, что учет неупругих процессов в теории БТК приводит к тому, что время жизни квазичастиц становится конечным. Чтобы учесть уменьшение времени жизни квазичастиц при наличии неупругих процессов в уравнение Боголюбова-де Жена [13] вводится неупругий рассеивающий член и, следуя подходу БТК [7], находятся боголюбовские факторы когерентности

$$\tilde{U}_0^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\sqrt{(E + i\Gamma)^2 - \Delta^2}}{E + i\Gamma} \right] \quad (2)$$

и

$$\tilde{V}_0^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\sqrt{(E + i\Gamma)^2 - \Delta^2}}{E + i\Gamma} \right], \quad (3)$$

$\Gamma$  — параметр размытия.

Видно, что  $\tilde{U}_0$  и  $\tilde{V}_0$  становятся комплексными во всем диапазоне энергий, что отличает их от полученных в обычной теории БТК функций  $U_0$  и  $V_0$ , которые являются действительными для  $E > \Delta$ . Плотность состояний выражается тогда следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{NS}(E, \Gamma) &= \text{Re} \left( \tilde{U}_0^2 - \tilde{V}_0^2 \right)^{-1} = \\ &= \text{Re} \left[ \frac{E + i\Gamma}{\sqrt{(E + i\Gamma)^2 - \Delta^2}} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Эта формула подобна выражению, приведенному Дайнсом [14]. Подставим коэффициенты  $\tilde{U}_0$  и  $\tilde{V}_0$  в выражения для вероятности как андреевского отражения  $A(E)$ , так и обычного отражения  $B(E)$  [7] (таблица).

Вероятности андреевского и обычного отражения

$\gamma = U_0^2(U_0^2 - V_0^2)Z^2$	
$A(E)$	$B(E)$
$A(E) = aa^*$	$B(E) = bb^*$
$a = U_0 V_0 / \gamma$	$b = -(U_0^2 - V_0^2)(Z^2 + iZ) / \gamma$

Упругий ток можно выразить как

$$I_d = C \int_{-\infty}^{+\infty} [f(E - eV) - f(E)] [1 + A(E) - B(E)] dE, \quad (5)$$

$f(E)$  — функция распределения Ферми;  $C$  — константа, зависящая от площади перехода. В работе [9] определены теоретические зависимости дифференциальной проводимости контакта с неупругими процессами  $G_{NS}/G_{NN} \sim dI_{el}/dV$  при разных значениях высоты барьера  $Z$  и параметра размытия  $\Gamma$ . Показано, что сокращение времени жизни приводит к размытию щелевой особенности на кривых  $G_{NS}(V)/G_{NN}(V)$ . Однако это еще не позволяет объяснить то, что дифференциальная проводимость контакта с неупругими процессами может уменьшаться или увеличиваться при увеличении напряжения смещения, как это, например, показано на рис. 4. Поэтому в [9] отмечено, что необходимо добавить неупругую компоненту тока к вышеописанной упругой. Теория неупругого транспорта в контактах металл-сверхпроводник с произвольной прозрачностью развита Киртли в [8]. В качестве первого приближения в теории возмущений (пренебрегая влиянием неупругих процессов на функцию распределения квазичастиц) он предложил соотношение для неупругой компоненты тока

$$\begin{aligned} I_{inel}(V, \hbar\omega) &= I_A(V, \hbar\omega) + I_B(V, \hbar\omega) + \\ &+ I_C(V, \hbar\omega) + I_D(V, \hbar\omega), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $I_A, I_B, I_C, I_D$  — соответственно неупругие токи андреевского рассеяния, обычного отражения, прямого прохождения и пересечения ветвей [8]. Эти токовые компоненты зависят от величин  $U_0(E)$  и  $V_0(E)$ , высоты барьера  $Z$ , а также от  $A(E)$  и  $B(E)$ , являющихся функциями  $U_0(E)$ ,  $V_0(E)$ ,  $Z$  (см. таблицу) и от величины потери энергии в неупругом процессе  $\hbar\omega$ . Для широкого

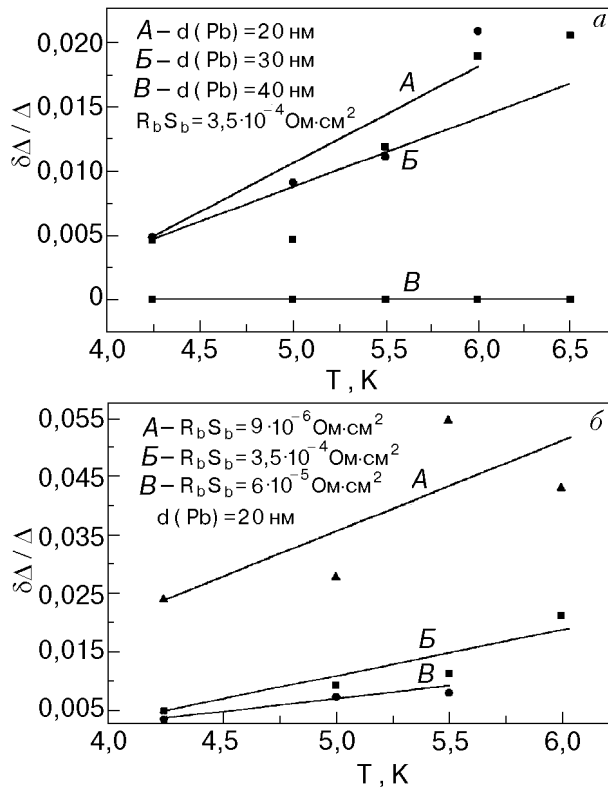


Рис. 4. Зависимость относительного изменения параметра порядка Рб от температуры при разных толщинах средней пленки свинца (а) и слоя окисла  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  (б).

распределения неупругих потерь энергии (РНПЭ) общая неупругая проводимость может быть представлена в виде

$$G_{\text{inel}} \sim \sum_{j=1}^N \frac{\partial I_{\text{inel}}(V, \hbar\omega_j)}{\partial V}. \quad (7)$$

Для упрощения предполагается эквидистантная РНПЭ от нуля до граничной энергии  $\hbar\omega_c$ , тогда

$$\hbar\omega_j = \frac{j}{N} \hbar\omega_c. \quad (8)$$

Здесь  $N$  — число уровней энергии, отвечающих за неупругие потери. В [9] показано, что в рамках предположения о непрерывности РНПЭ можно описать как линейное уменьшение, так и линейное увеличение дифференциальной проводимости с ростом напряжения смещения.

Если плотность состояний для контакта с неупругими процессами (см. (4)) мы измеряем с помощью второго туннельного перехода, как в случае  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$ , то ВАХ перехода описывается известной формулой в приближении туннельного гамильтониана:

$$I_V = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{N}_{NS}(E, \Gamma) N_S(E + eV) [f(E) - f(E + eV)] dE, \quad (9)$$

$N_S$  — плотность состояний сверхпроводника в модели БКШ,

$$N_S(E + eV) = \text{Re} \left[ \frac{|E + eV|}{\sqrt{(E + eV)^2 - \Delta^2}} \right]. \quad (10)$$

Из формулы (4) следует, что плотность состояний  $NS$ -контакта с неупругими процессами может быть представлена в виде

$$N_{NS}(E, \Gamma) = \text{Re} \left[ \frac{E + i\Gamma}{\sqrt{E^2 + 2i\Gamma E - \Gamma^2 - \Delta^2}} \right]. \quad (11)$$

Это, в свою очередь, приводит к тому, что в туннельном эксперименте наблюдается увеличенное значение параметра порядка  $\Delta$ . Таким образом может быть объяснена наблюдавшаяся в рассмотренных экспериментах стимуляция сверхпроводимости в пленке сверхпроводника туннельного контакта, обусловленная процессом неупругого рассеяния квазичастиц сверхпроводника на туннельном барьере  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ .

Для того чтобы описать появление линейного фона (линейного нарастания дифференциальной проводимости) для переходов  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb}$ , следует предположить существование размытой РНПЭ. Если принять во внимание уменьшение времени жизни квазичастиц, обусловленное неупругим рассеянием, то дискретный спектр размывается и появление линейного фона может быть объяснено даже в случае дискретного спектра возбуждений в барьере  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . В работе [9] предложено заменить  $U_0(E)$ ,  $V_0(E)$  и  $N_S(E)$  соответственно выражениями (2), (3) и (4), чтобы ввести сокращение времени жизни квазичастиц в эту модель. Наклон линейного фона зависит как от высоты барьера  $Z$ , так и от плотности неупругих потерь энергии. Варьируя параметр  $Z$ , можно описать как увеличение, так и уменьшение линейной дифференциальной проводимости в туннельных переходах с неупругими процессами, таких как  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  в нашем случае.

## Выводы

1. Экспериментально изучено поведение туннельного перехода с неупругими процессами  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb}$ .

2. На базе туннельного перехода с неупругими процессами созданы двойные туннельные переходы  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  и исследованы их характеристики.

3. Изучена зависимость стимуляции сверхпроводимости в двойных туннельных переходах  $\text{Cr-Cr}_2\text{O}_3\text{-Pb-Sn}_x\text{O}_y\text{-Pb}$  от температуры, толщины слоя сверхпроводника  $\text{Pb}$  и от удельного сопротивления туннельного барьера  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ .

1. G. J. Rochlin and P. K. Hansma, *Phys. Rev.* **B2**, 1460 (1970).
2. A. M. Cucolo, C. Noce, and A. Romano. *Physica* **C185-189**, 1899 (1991).
3. H. Srikanth, K. Rajeev, G. V. Shivashankar, and A. K. Raychandhuri, *Physica* **C195**, 87 (1992).
4. R. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
5. P. B. Littlewood and C. M. Varma, *Phys. Rev.* **B45**, 12636 (1992).
6. J. R. Kirtley, S. Washburn, and D. J. Scalapino, *Phys. Rev.* **B45**, 336 (1992).
7. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B25**, 4515 (1982).
8. J. R. Kirtley, *Phys. Rev.* **B47**, 11379 (1993).
9. M. Grajcar, A. Plecenik, P. Seidel, and A. Pfuch, *Phys. Rev.* **B51**, 16185 (1995).
10. A. Plecenik, M. Grajcar, P. Seidel, S. Takacs, A. Matthes, M. Zuzcak, and S. Benacka, *Physica* **C301**, 234 (1998).
11. S. Uchida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 3784 (1993).
12. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
13. A. Plecenik, M. Grajcar, S. Benacka, P. Seidel, and A. Pfuch, *Phys. Rev.* **B49**, 10016 (1994).

- 
14. R. C. Dynes, J. P. Garno, G. B. Hertel, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2437 (1984).

Inelastic phenomena in double tunneling junctions Cr-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb-Sn<sub>x</sub>O<sub>y</sub>-Pb

Yu. I. Stepurenko, V. E. Shaternik,  
and E. M. Rudenko

Double tunnel junctions Cr-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Pb-Sn<sub>x</sub>O<sub>y</sub>-Pb with inelastic tunneling processes are created. Increase in the superconductor order parameter of the

middle Pb film of this junction is measured as a function of temperature, film thickness and resistivity of the Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> layer. The results are interpreted in the framework of theoretical models for inelastic tunneling processes developed by Kirtley, Seidel, Grajcar et al.