

# Влияние транспортного тока и тепловых флуктуаций на резистивные свойства композитов ВТСП + CuO

© М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 22 сентября 1998 г.)

На композитах ВТСП + CuO, моделирующих сеть слабых  $S-I-S$ -переходов джозефсоновского типа ( $S$  — сверхпроводник,  $I$  — диэлектрик), проведены измерения температурных зависимостей электросопротивления  $R(T)$  ниже температуры сверхпроводящего перехода при различных значениях транспортного тока. Экспериментально показано, что температурные зависимости  $R(T)$  при различных величинах транспортного тока хорошо описываются в рамках механизма термоактивационного проскальзывания фазы, развитого в работе Амбегаокара и Гальперина для туннельных структур. В рамках этой модели численно рассчитаны зависимости критического тока  $J_c(T)$  по различным критериям его определения. Получено качественное согласие между экспериментально измеренными и рассчитанными температурными зависимостями  $J_c(T)$ .

В работе [1] были приведены результаты исследования влияния тепловых флуктуаций на резистивные свойства композитов ВТСП + CuO, моделирующих сеть  $S-I-S$ -контактов. Было показано, что температурная зависимость электросопротивления  $R(T)$  ниже температуры сверхпроводящего перехода в пределе экстремально малой плотности измерительного тока хорошо описывается известным механизмом термоактивационного проскальзывания фазы — Thermally Activated Phase Slippage (TAPS) [2,3]. Подобное хорошее согласие было получено и для одиночных ВТСП-переходов [4–6]. В работе [3] было теоретически предсказано, что увеличение транспортного тока будет приводить к дополнительному уширению резистивного перехода. Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке этого положения на тех же объектах, на которых было получено хорошее согласие эксперимента и теории при малом значении измерительного тока [1].

## 1. Эксперимент

Композитные образцы с различным объемным содержанием ВТСП  $Y_{1/4}Lu_{3/4}Ba_2Cu_3O_7$  были синтезированы методом быстрого спекания (2 min при 910°C, затем 3 h при 350°C), детали см. в [1,7]. Обозначим образцы как  $S + 15I$  и  $S + 30I$ , где число перед  $I$  означает объемные %CuO в композите.

Хотя CuO является полупроводником, при температурах ниже 100 K его удельное сопротивление [8]  $\rho$  больше на 10–12 порядков величины  $\rho$  ВТСП, и по этой причине CuO в данном случае можно считать диэлектриком.

Измерения электросопротивления, вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились по стандартной четырехзондовой методике. Экспериментальные значения критического тока  $J_c$  определялись по общепринятому критерию  $1 \mu V/cm$  [9].

## 2. Результаты и обсуждение

Дебаграммы композитных образцов отразили известный факт отсутствия химического взаимодействия CuO и  $Y_{1/4}Lu_{3/4}Ba_2Cu_3O_7$  [10] при обычных для керамической технологии условиях.

Измерения температурных зависимостей намагниченности композитных образцов в поле 100 Oe показали, что образцы имеют одинаковую температуру сверхпроводящего перехода, равную 93.5 K, что соответствует  $T_c$  исходного ВТСП.

На рис. 1 представлены ВАХ композитных образцов. ВАХ образца  $S + 15I$  характеризуется незначительным избыточным током, тогда как ВАХ образца  $S + 30I$  обладает значительным избыточным напряжением ( $\approx 2 V/cm$ ), что характерно для квазитуннельных структур [11]. При увеличении объемного содержания CuO в композите дифференциальное сопротивление увеличивается, что указывает на увеличение эффективной толщины диэлектрических прослоек в композитах.

Согласно классической работе [3], вольт-амперная характеристика  $S-I-S$ -перехода под влиянием тепловых флуктуаций определяется следующим выражением (основные обозначения соответствуют работе [3]):

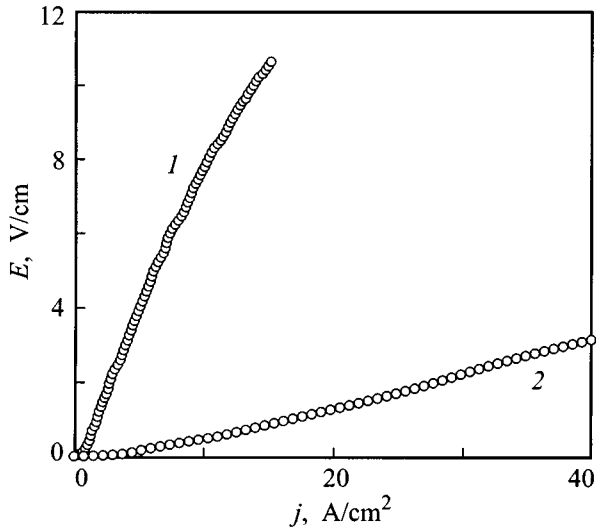
$$v = \frac{V}{I_1 R_N} = \frac{4\pi}{\gamma} \left\{ (e^{\pi\gamma x} - 1)^{-1} \left[ \int_0^{2\pi} d\psi f(\psi) \right] \times \left[ \int_0^{2\pi} d\psi' \frac{1}{f(\psi')} \right] + \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\psi} d\psi' \frac{f(\psi)}{f(\psi')} \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где

$$f(\psi) = \exp(0.5\gamma(x\psi + \cos(\psi))),$$

$$\gamma = \frac{\hbar I_1(T)}{ekT}, \quad x = \frac{I}{I_1(T)},$$

$I_1(T)$  — максимальный джозефсоновский ток при температуре  $T$  в отсутствие тепловых флуктуаций [3],



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики композитных образцов  $S + 30I$  (1) и  $S + 15I$  (2) при 4.2 К.

$R_N$  — сопротивление перехода при  $T \geq T_c$ . Введем обозначение

$$C = \hbar / ekR_N.$$

Как показано в работе [3], в пределе очень малого транспортного тока уравнение (1) преобразуется к виду

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{v}{x} = [I_0(0.5\gamma)]^{-2}, \quad (2)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя.

Успешное использование теории [3], описавшей зависимость  $R(T)$  ниже  $T_c$  в пределе малого транспортного тока при обработке экспериментальных результатов по формуле (2) [1,12] дает основания предположить, что эта теория позволит описать эксперимент и при конечных токах в композитах из ВТСП и диэлектрика. В этом случае необходимо пользоваться общим выражением (1).

Для проведения сравнения эксперимента с выводами теории [3] были измерены зависимости  $R(T)$  композитных образцов при различных значениях транспортного тока  $j$  в температурном интервале 4.2–100 К. Результаты приведены на рис. 2, 3 (кружки). Обратим внимание на вид экспериментальных зависимостей  $R(T)$ . Температура начала перехода в сверхпроводящее состояние не зависит от величины транспортного тока и составляет 93.5 К. При этой температуре наблюдается резкое уменьшение сопротивления, связанное с переходом гранул ВТСП в сверхпроводящее состояние, а далее плавный "хвост", связанный с переходом сети  $S-I-S$ -переходов. С увеличением измерительного тока, как видно из рисунков, температура, при которой  $R = 0$ , заметно понижается.

Сплошные линии на рис. 2, 3 — результаты расчета по теории [3] температурных зависимостей  $R(T, j)$  по формуле (1). В качестве температурной зависимости максимального джозефсоновского тока  $I_1(T)$

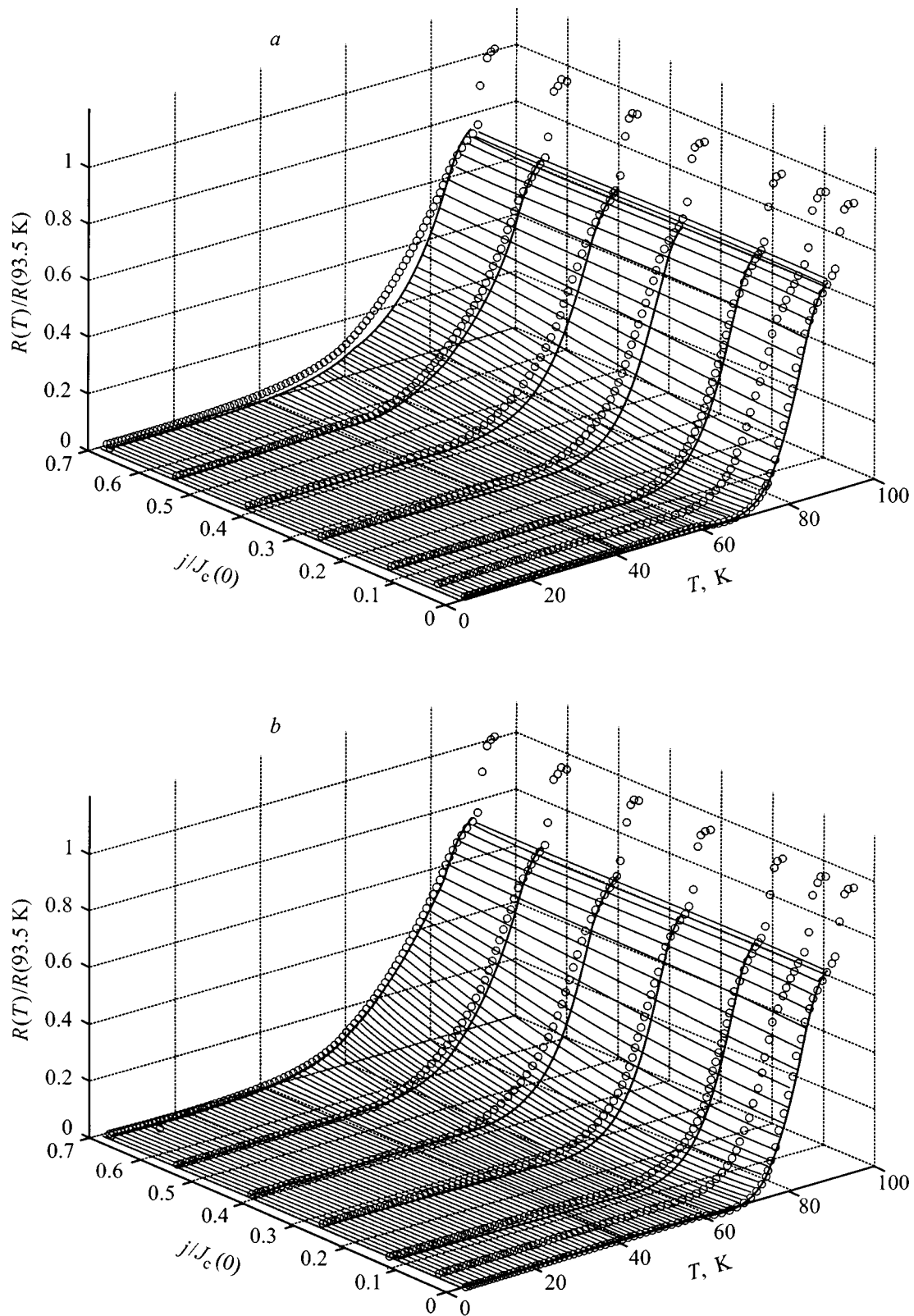
мы использовали теоретические температурные зависимости критического тока как Амбегаокара–Баратова ( $A-B$ ) [13], так и Фурусаки–Цукады ( $F-T$ ) [14] для классического  $s$ -типа спаривания. Отличие зависимостей  $A-B$  и  $F-T$  заключается в том, что  $F-T$  рассчитана авторами [14] для конечной толщины диэлектрического барьера в джозефсоновском  $S-I-S$ -переходе. В пределе больших толщин  $I$ -слоя  $J_c(T)$  в модели [14] переходит в зависимость  $A-B$ . Подгоночные кривые на рис. 2,  $b$  и 3,  $b$  вычислены с использованием зависимости  $J_c(T)$ , обозначенной авторами под № 1 на рис. 1,  $b$  в [14]. Эта зависимость  $J_c(T)$  воспроизведена нами на рис. 4 (обозначена  $F-T$ ). Подгоночные кривые на рис. 2,  $a$  и 3,  $a$  вычислены с использованием зависимости  $J_c(T)$   $A-B$  [13]. Величины подгоночных параметров приведены в подписях к рис. 2, 3. Формально величина  $J_c(0)$  является подгоночным параметром, однако полученная подгоночная величина  $J_c(0)$  для  $S + 30I$  равна  $0.96 \text{ A/cm}^2$ , что близко к экспериментальному значению  $J_c(0) = 0.88 \pm 0.05 \text{ A/cm}^2$ , полученному экстраполяцией к  $T = 0 \text{ K}$  из области гелиевых температур. (Различие  $J_c(0)$  при использовании зависимостей  $A-B$  или  $F-T$  не существенно). Для образца  $S + 15I$  это согласие несколько хуже (подгоночная величина  $J_c(0) = 1.6 \text{ A/cm}^2$ , экспериментальное значение  $J_c(0) = 2.00 \pm 0.05 \text{ A/cm}^2$ ).

Из рис. 2, 3 видно, что наблюдается хорошее согласие между экспериментальными зависимостями  $R(T, j)$  во всем диапазоне токов и температур для образца  $S + 30I$  и рассчитанными по формуле (1) кривыми. Для образца  $S + 15I$  совпадение расчетных зависимостей и эксперимента несколько хуже, что становится особенно заметным при больших значениях транспортного тока.

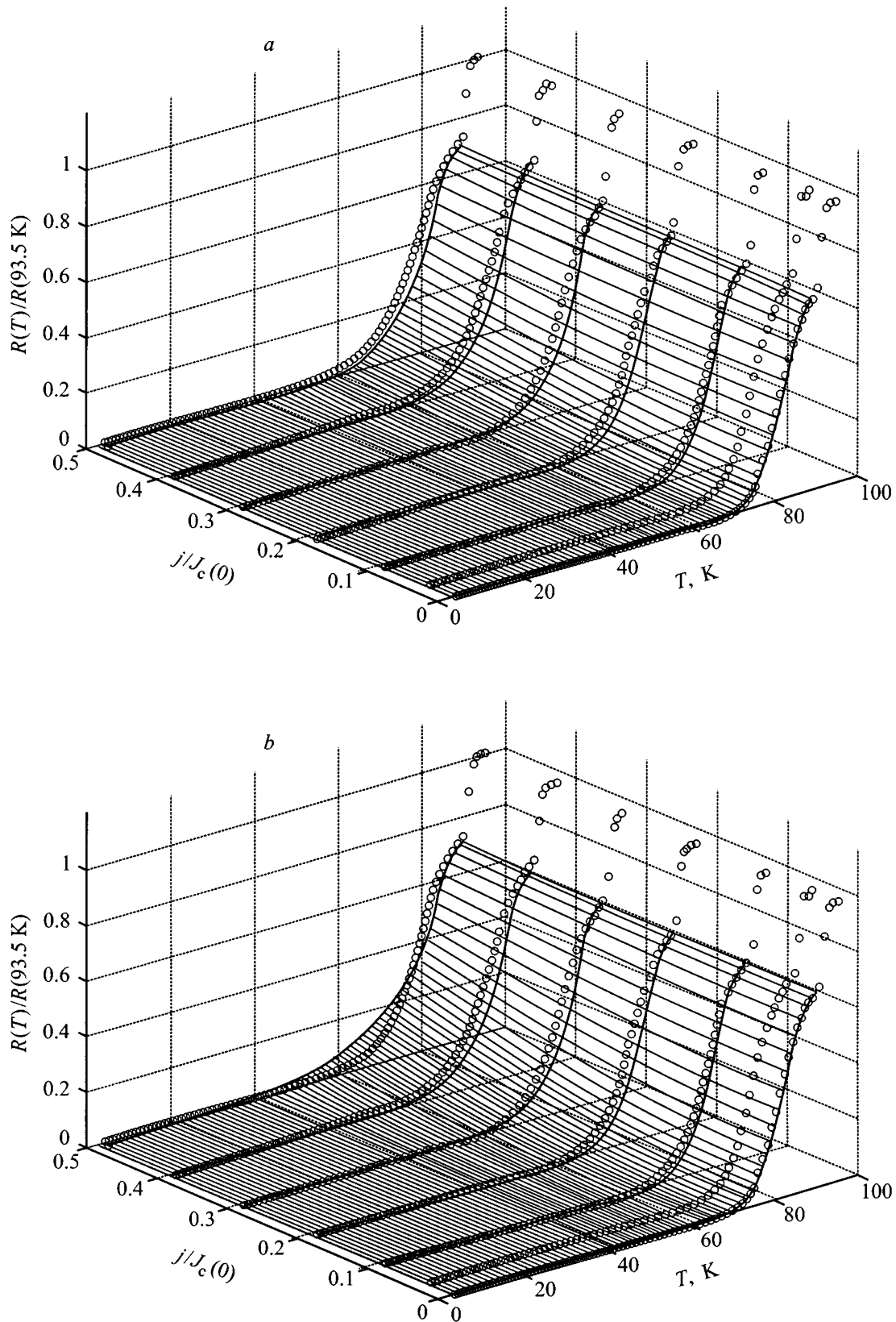
Объяснить причину такого расхождения можно следующим образом. Из рис. 1 видно, что ВАХ образца  $S + 30I$  имеет квазитуннельный характер (избыточное напряжение), в то время как ВАХ образца  $S + 15I$  не обладает избыточным напряжением, т.е. влияние естественных границ, имеющих металлический характер [15], на транспортные свойства этих композитов еще велико. Теория Амбегаокара–Гальперина развита для туннельных структур, что и объясняет хорошую подгонку для образца  $S + 30I$  и недостаточно хорошее совпадение для  $S + 15I$ .

Уменьшение подгоночного параметра  $C$  по мере увеличения содержания  $\text{CuO}$  (см. подписи к рис. 2, 3) отражает увеличение дифференциального сопротивления образцов, поскольку  $C \sim 1/R_N$  [3], что ясно видно из эксперимента, см. рис. 1.

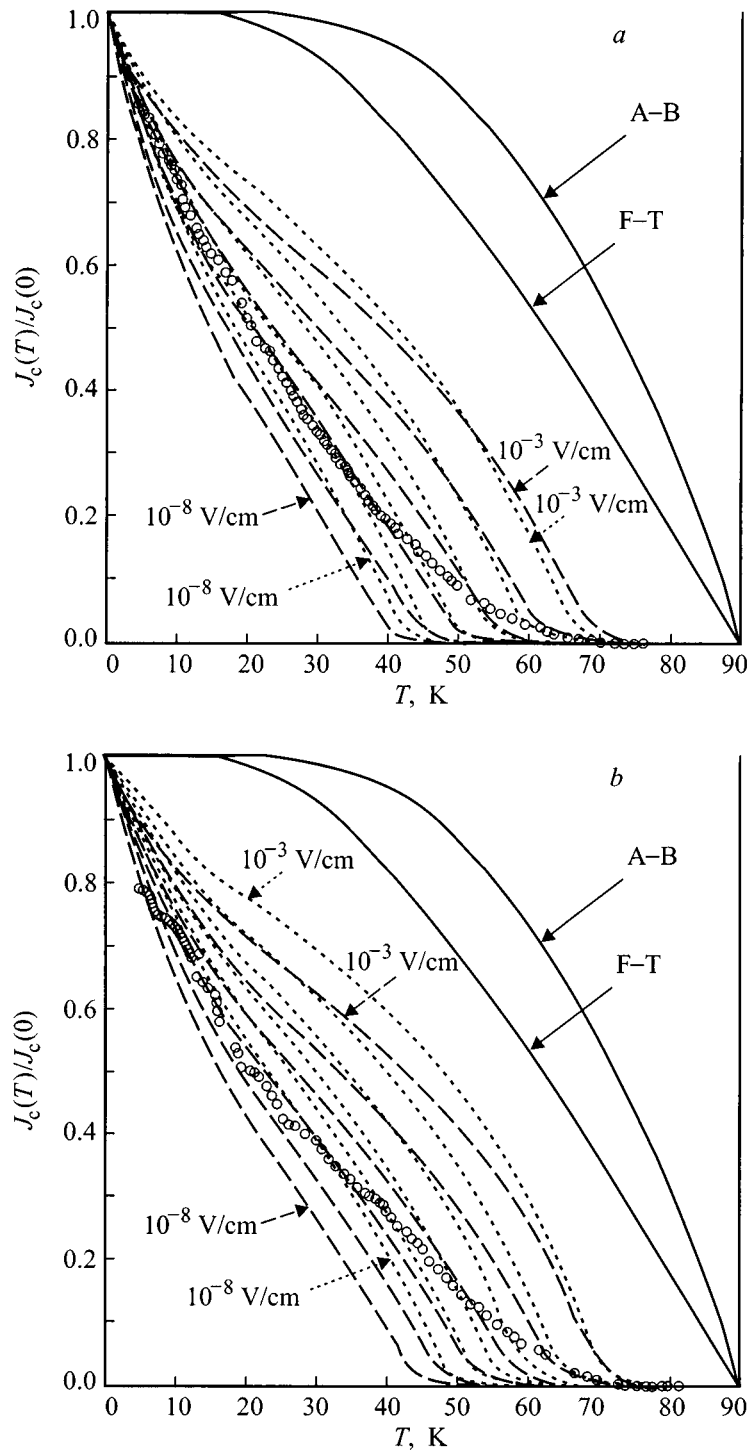
Рассмотрим теперь проблему несоответствия экспериментальной температурной зависимости критического тока композитов теоретическим зависимостям  $J_c(T)$   $A-B$  и  $F-T$ . На рис. 4 кружками представлены экспериментальные  $J_c(T)$  композитных образцов  $S + 30I$  (рис. 4,  $a$ ) и  $S + 15I$  (рис. 4,  $b$ ). На этих рисунках также воспроизведены зависимости  $J_c(T)$   $A-B$  из работы [13] и  $F-T$  из работы [14]. Несмотря на то что зависимости



**Рис. 2.** Экспериментальная зависимость  $R(T, j)$  композита  $S+30I$  (кружки). Сплошные линии — зависимость  $R(T, j)$ , вычисленная из уравнения (1) с использованием температурной зависимости критического тока  $A-B$  [13],  $C = 800$ ,  $T_c = 89$  К (а) и с использованием зависимости  $F-T$  [14],  $C = 1000$ ,  $T_c = 89$  К (б).



**Рис. 3.** Экспериментальная зависимость  $R(T, j)$  композита  $S+15I$  (кружки). Сплошные линии — зависимость  $R(T, j)$ , вычисленная из уравнения (1) с использованием температурной зависимости критического тока  $A-B$  [13],  $C = 900$ ,  $T_c = 89 \text{ K}$  (a) и с использованием зависимости  $F-T$  [14],  $C = 1300$ ,  $T_c = 89 \text{ K}$  (b).



**Рис. 4.** Экспериментальные зависимости  $J_c(T)$  композитных образцов  $S + 30I$  (a) и  $S + 15I$  (b) (кружки) и теоретические зависимости  $J_c(T)$  A–B и F–T, воспроизведенные из работ [13] и [14] ( $T_c = 89$  К) соответственно. Также приведены зависимости критического тока, вычисленные согласно уравнению (1) по различным критериям (сверху вниз:  $1 \cdot 10^{-3}$  В/см, ...  $1 \cdot 10^{-8}$  В/см) с использованием  $J_c(T)$  A–B (штриховые линии) и с использованием  $J_c(T)$  F–T (пунктир).

A–B и F–T были успешно использованы в качестве невозмущенных при обработке экспериментальных зависимостей  $R(T, j)$ , как подчеркивалось нами и ранее [1,12], существует кардинальное различие (даже по знаку кривизны) между экспериментально наблюдаемыми  $J_c(T)$

и теоретическими  $J_c(T)$  A–B и F–T. Очевидно, что температурная область, где реализуется механизм TAPS, будет характеризоваться нулевым критическим током и поэтому температурная зависимость  $J_c(T)$  должна быть модифицирована с учетом тепловых флуктуаций.

В настоящей работе это реализовано в простейшем виде, а именно по формуле (1) рассчитывалась ВАХ при разных температурах для каждого образца и по различным критериям вычислялась  $J_c(T)$ .

Результаты расчета критического тока с помощью формулы (1) по различным критериям падения напряжения на ВАХ (от  $1 \cdot 10^{-8}$  V/cm до  $1 \cdot 10^{-3}$  V/cm) приведена на рис. 4, *a* и *b*. Штриховые кривые рассчитаны с использованием  $A-B$  при  $C = 800$  (рис. 4, *a*) и при  $C = 900$  (рис. 4, *b*); пунктирные кривые рассчитаны с использованием  $F-T$  при  $C = 1000$  (рис. 4, *a*) и при  $C = 1300$  (рис. 4, *b*). Как видно, рассчитанные зависимости  $J_c(T)$  имеют тот же знак кривизны, что и экспериментальные, и это можно считать уже значительным прогрессом в описании транспортных свойств именно ВТСП джозефсоновских структур. При высоких температурах, достаточно далеко ( $\sim 15-20$  K) от  $T_c$ -”берегов”, экспериментальные значения  $J_c$  становятся исчезающе малыми и следуют квадратичному закону. Это широко обсуждается в литературе на протяжении ряда лет, см. например [16,17]. Теоретически показано, что подавление парного потенциала на  $S-I$ -интерфейсе приводит к квадратичной зависимости  $J_c(T)$  [16]. Кроме этого, в последнее время появились работы, в которых теоретически исследовалась температурная зависимость критического тока  $S-I-S$ -перехода для нестандартных механизмов спаривания. Например, в работах [18,19] теоретически показано, что в модели спаривания, отличного от БКШ,  $J_c(T)$   $S-I-S$ -перехода может экспоненциально убывать вблизи  $T_c$ . Поскольку вопрос о механизме спаривания носителей в ВТСП остается открытым, мы ограничились классическими зависимостями  $J_c(T)$  для  $S-I-S$ -перехода. В настоящей работе прямым численным расчетом показано, что учет только тепловых флуктуаций в рамках БКШ изменяет кривизну  $J_c(T)$  с положительной на отрицательную.

В заключение авторы выражают благодарность А.Д. Васильеву за рентгеноструктурный анализ образцов. Авторы благодарны А.Ю. Зиновьеву за помощь в проведении численных расчетов и обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Гранта молодых ученых СО РАН.

## Список литературы

- [1] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Б.П. Хрусталев. ФТТ **39**, 11, 1956 (1997).
- [2] Ю.М. Иванченко, Л.А. Зильберман. Письма в ЖЭТФ **8**, 4, 189 (1968).
- [3] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [4] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, G. Koren. Phys. Rev. Lett. **64**, 2, 228 (1990).
- [5] J. Gao, Yu.M. Boguslavskij, B.B.J. Klopman, D. Terpstra, R. Wijbrans, G.J. Gerritsma, H. Rogalla. Appl. Phys. Lett. **72**, 2, 575 (1992).
- [6] D. Yin, J. Chen, S.G. Wang, Y.D. Dai, S.Z. Wang, G.C. Xiong, K.X. Chen, S. Luo, Y.S. He. Physica **C282-287**, 2407 (1997).
- [7] M.I. Petrov, D.A. Balaev, S.V. Ospishchev, K.A. Shaihutdinov, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Phys. Lett. **A237**, 85 (1997).
- [8] Б.А. Гижевский, А.А. Самохвалов, Н.М. Чеботарев, С.В. Наумов, Г.К. Показаньева. СФХТ **4**, 4, 827 (1991).
- [9] А. Бароне, Дж. Патерно. Физика и применение эффекта Джозефсона. Мир, М. (1984). 639 с.
- [10] Chan-Joong Kim, Ki-Baik Kim, Il-Hyun Kuk, Gue-Won Hong. Physica **C255**, 95 (1995).
- [11] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982).
- [12] M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaihutdinov, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Physica **C282-287**, 2453 (1997).
- [13] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- [14] A. Furusaki, M. Tsukada. Phys. Rev. **B43**, 13, 10 164 (1991).
- [15] M.I. Petrov, D.A. Balaev, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Physica **C235-240**, 3043 (1994).
- [16] D. Deutscher, K.A. Muller. Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
- [17] R.S. Gonnelli, D. Puttero, G.A. Ummarino. Appl. Phys. Lett. **68**, 17, 2433 (1996).
- [18] С.Н. Молотков. Письма в ЖЭТФ **61**, 5, 394 (1995).
- [19] Y. Tanaka, S. Kashiwaya. Phys. Rev. **B56**, 892 (1997).