

Температурная эволюция гистерезисной особенности на вольт-амперной характеристике поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника структуры 1-2-3

© М.И. Петров*, Д.А. Балаев*, Д.М. Гохфельд*^{***}, К.А. Шайхутдинов*, К.С. Александров*

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

** Сибирская аэрокосмическая академия им. М.Ф. Решетнёва, 660014 Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasnoyarsk.su

(Поступила в Редакцию 20 июля 2001 г.)

В окончательной редакции 1 ноября 2001 г.)

Изучена температурная эволюция вольт-амперной характеристики (ВАХ) контакта типа „break junction“ с непосредственной проводимостью на поликристаллическом ВТСП системы Y-Ba-Cu-O. Экспериментальные ВАХ, обладающие гистерезисной особенностью, хорошо описываются в рамках теории Кюммеля-Никольского для $S-N-S$ -контакта (S — сверхпроводник, N — нормальный металл), рассматривающей андреевское отражение квазичастиц на $N-S$ -поверхностях раздела. Показано, что вид ВАХ, существование и форма гистерезиса определяются соотношением числа „длинных“ и „коротких“ межкристаллитных границ в исследуемом поликристалле. Хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных ВАХ позволило оценить эффективную протяженность „естественных“ межкристаллитных границ в поликристаллическом ВТСП. Подобная оценка проведена на основании экспериментальной температурной зависимости критического тока исследуемого образца.

Работа поддержана грантом Шестого конкурса-экспертизы молодежных проектов РАН, 1999 г. (грант № 55) и частично поддержана Красноярским краевым фондом науки (грант 10F162M).

Объемные поликристаллические ВТСП обладают существенно меньшей токонесущей способностью, чем монокристаллы и тонкие пленки. Общеизвестно, что основным лимитирующим фактором являются межкристаллитные границы, наличие которых приводит к реализации хаотической сети слабых связей $S-N-S$ (S — сверхпроводник, N — нормальный металл) в поликристалле. Распределение геометрических параметров отдельных слабых связей в такой сети подчиняется некой функции распределения, определяемой технологией синтеза поликристаллов.

Переходы на микротрещинах („break junction“) активно изучались в первые годы после открытия ВТСП. Однако до сих пор они остаются привлекательными объектами для исследования [1], поскольку на них можно изучать как туннельные контакты, так и контакты с непосредственной (металлической) проводимостью. Образование микротрещины в объемном ВТСП-образце приводит в случае контакта с непосредственной проводимостью к уменьшению эффективной площади поперечного сечения. Плотность тока в районе разлома гораздо выше плотности тока во всем объеме образца, поэтому слабые связи в районе разлома первыми переходят в резистивное состояние и определяют критический ток и вольт-амперную характеристику (ВАХ) до того момента, пока не начинается разрушение сверхпроводимости в объеме образца. Следовательно, резистивное состояние контакта типа „break junction“ будет определяться суперпозицией конечного числа слабых связей. При этом появляется возможность провести измерения

ВАХ переходов на „естественных“ межкристаллитных границах в широкой области температур в диапазоне плотностей тока, много больших критической, практически исключив влияние саморазогрева, что крайне затруднительно сделать на объемных ВТСП-образцах.

Для описания экспериментально наблюдаемых ВАХ $S-N-S$ -переходов джозефсоновского типа часто используется модель RSJ (Resistive Shunted Junction) [2] либо ее модификации [3,4]. Но данная модель представляет собой лишь эквивалентный электрический контур и, как указывают авторы в работах [2,5,6], не отражает квантовых физических процессов транспорта носителей в $S-N-S$ -переходе.

В $S-N-S$ -контакте транспорт носителей определяется такими физическими процессами, как туннелирование, эффект близости и андреевское отражение [7]. Начиная с работ Артеменко, Волкова, Зайцева [8,9] было создано несколько моделей, отдающих главную роль в формировании ВАХ андреевскому отражению. В пионерских работах [8,9] рассчитывались ВАХ микромостиков в предельных случаях — вблизи T_c и при напряжениях на контакте, много больших энергетической щели сверхпроводника. Авторы [10] описали ВАХ точечного контакта $S-N$ и микросужения, при этом вид ВАХ определяется прозрачностью барьера. Теория описывает избыточный ток и аркообразные особенности ВАХ (subharmonic gap structure), но не описывает отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). В эксперименте ОДС проявляется в режиме заданного стабильного тока как гистерезис на ВАХ [11]. В ряде

работ рассматриваются ВАХ $S-N-S$ -контактов в различных приближениях (см., например, [12–14]), однако в рассчитанных по этим моделям ВАХ отсутствуют участки с ОДС.

По нашему мнению, в настоящее время наиболее привлекательной теорией, описывающей ВАХ $S-N-S$ -структур в широком диапазоне длин свободного пробега носителей в N -прослойке (l) и геометрических протяженностей N -прослойки ($2a$), является теория Кюммеля–Никольского [15]. Эта теория учитывает вклад в ток от андреевских отражений в $S-N-S$ -переходе. В рамках [15] предсказывается существование ОДС в „чистых“ ($l > 2a$ [11]) $S-N-S$ -структурах. Также эта теория описывает избыточный ток и щелевые особенности при напряжениях, кратных значению энергетической щели Δ . Теория [15] была успешно применена для описания некоторых результатов, полученных на $S-N-S$ -контактах на низкотемпературных сверхпроводниках [6]. Как указывалось авторами работ [15–17], в рамках этой теории можно интерпретировать гистерезис, наблюдаемый на ВАХ слабосвязанных ВТСП.

В [18] было показано, что упрощенный вариант теории Кюммеля–Никольского [5] удовлетворительно описывает экспериментальные ВАХ композитов $Y_{0.75}Lu_{0.25}Ba_2Cu_3O_7 + BaPb_{1-x}Sn_xO_3$ ($x = 0, 0.1$), измеренные при 4.2 К. В этих композитах нормальный металл $BaPb_{1-x}Sn_xO_3$ формирует искусственные металлические границы между ВТСП-кристаллитами. При $x = 0$ в композитах реализуется „чистый“ предел, а при $x = 0.1$ — эффективно „грязный“ ($l < 2a$ [11]) предел.

Цель настоящей работы — показать, что теория [15] применима не только к сети слабых связей с искусственно созданными металлическими межкристаллитными границами [18], но и к ВАХ на поликристаллитах с „естественными“ межкристаллитными границами в ВТСП.

В данной работе мы провели измерения ВАХ с гистерезисной особенностью переходов типа „break junction“ с непосредственной проводимостью в области температур 4.2–95 К. Полученные результаты удовлетворительно описываются в рамках теории [15] в предположении, что переходы с различной геометрической протяженностью соединены последовательно.

1. Эксперимент

В работе использовалась стандартная керамическая технология приготовления ВТСП $Y_{0.75}Lu_{0.25}Ba_2Cu_3O_7$. Время окончательного обжига составило 40 h при 910°С. На дебаграмме наблюдаются только рефлекссы, соответствующие структуре 1-2-3. Температура сверхпроводящего перехода T_c , полученная из магнитных измерений, и температура начала резистивного перехода совпадают и равны 93.5 К.

Из синтезированных таблеток выпиливались образцы с типичным размером $2 \times 2 \times 10$ mm. Образец приклеивался к сапфировой подложке. Центральная часть

образца сошлифовывалась до сечения $S \sim 0.2 \times 1$ mm. При такой величине S значение критического тока при 4.2 К составляет ~ 2 А (1000 А/см²). Дальнейшее контролируемое уменьшение S при неизбежных механических напряжениях на токовых и потенциальных контактах крайне затруднительно. Для получения контакта типа „break junction“ образец с указанным значением S вместе с подложкой изгибался с помощью винтов на прижимных токовых контактах, что приводило к микротрещине в части образца между потенциальными контактами. При этом возникал либо контакт туннельного типа (сопротивление $R > 10 \Omega$), либо контакт с непосредственной проводимостью ($R < 10 \Omega$). При $R \sim 1-2 \Omega$ образцы обладают критическим током $J_c \sim 1-10$ mA при 4.2 К, что соответствует уменьшению S в $\sim 10^2-10^3$ раз. Отметим, что при термоциклировании от 4.2 до 100 К форма ВАХ образцов полностью сохранялась, но при термоциклировании до комнатной температуры R увеличивалось и контакт становился контактом туннельного типа.

Во время измерений образцы находились в гелиевой теплообменной атмосфере. Измерения ВАХ проводились в стационарных условиях в режиме заданного тока. Относительно низкие величины транспортного тока (до 150 mA) и падения напряжения на образце (до ~ 100 mV) позволили исключить влияние саморазогрева [19]. Критический ток определялся из ВАХ по критерию $1 \mu V$ [20].

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2, а приведены типичные примеры экспериментальных ВАХ при 4.2 К. Они характеризуются наличием критического тока, участком с нелинейной зависимостью $U(I)$ и последующим скачкообразным увеличением U (в некоторых случаях неоднократным), сопровождающимся гистерезисом. В области больших значений I и U зависимость $U(I)$ близка к линейной, ее экстраполяция к значению $U = 0$ дает величину избыточного тока I_{ex} , существование которого подтверждает металлический характер проводимости получившихся контактов [10].

Выражение для тока от андреевских отражений $S-N-S$ -контакта в теории [15] имеет следующий вид (обозначения совпадают с использованными в [15]):

$$j = C \sum_k \sum_{n=1}^{\infty} P_N(E_k) \left\{ [f(E_k)k_e - (1 - f(E_k))k_h] \times \exp(-(2na - a + b)/l) (|A_n^-|^2 - |A_n^+|^2) \right\}. \quad (1)$$

В этой формуле $f(E_k)$ — фермиевская функция распределения квазичастиц по энергиям, P_N — вероятность нахождения квазичастицы в N - области, $A_n^+(E)$, $A_n^-(E)$ — вероятности n -го андреевского отражения для дырок (+) и электронов (–), b — стартовая позиция,

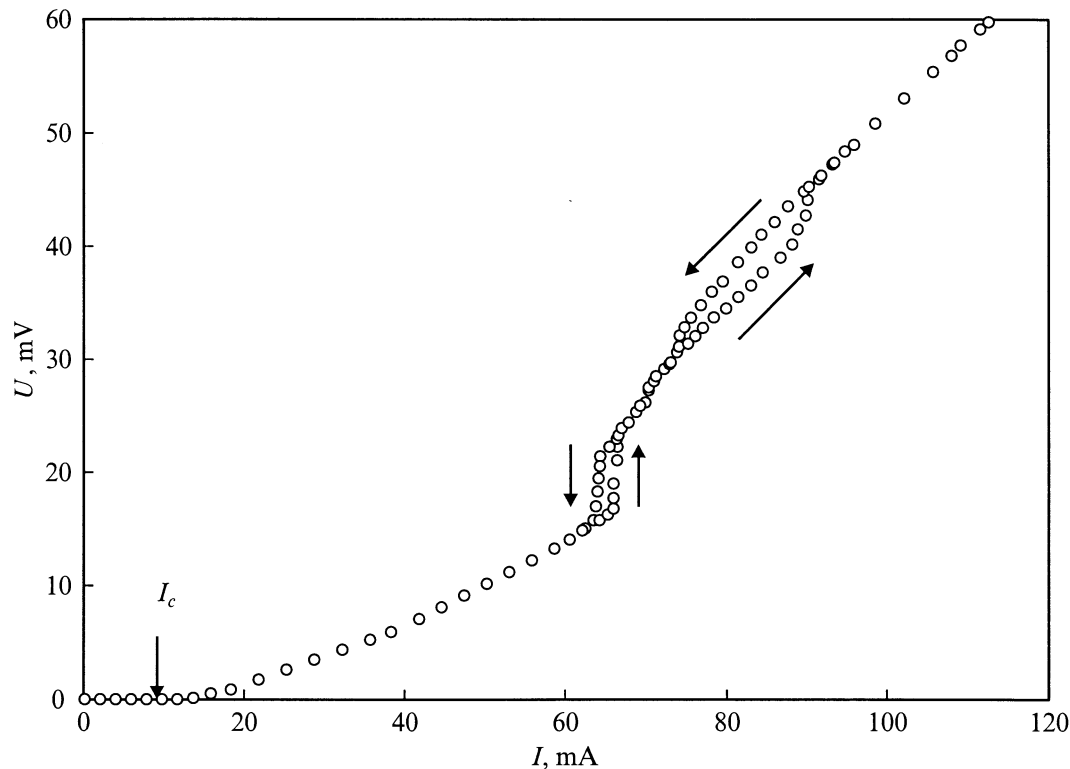


Рис. 1. Экспериментальная ВАХ при $T = 4.2$ К одного из образцов.

с которой квазичастицы начинают движение при начале действия напряженности электрического поля в N -прослойке, n — число андреевских отражений, C — константа, определенная в работе [15]. При вычислениях нами использовалась плотность состояний носителей тока в ВТСП [21].

Теория описывает ВАХ $S-N-S$ -контактов с вышеперечисленными характерными особенностями, исключая диапазон вблизи $U \approx 0$, поскольку вычисление критического тока является отдельной задачей [7].

Пример теоретической ВАХ приведен на рис. 2, b . Видно, что подобная теоретическая зависимость не может описать экспериментальные ВАХ, показанные на рис. 1, 2, a , на которых гистерезис наблюдается при больших величинах напряжения U . С другой стороны, множественный гистерезис, проявляющийся на некоторых ВАХ (рис. 1), свидетельствует о том, что зависимость $U(I)$ определяется суперпозицией ВАХ нескольких контактов с различными параметрами. Подобный вывод был сделан для точечного ВТСП-контакта при изучении влияния излучения на форму ВАХ [22].

Мы обрабатывали экспериментальную ВАХ, приведенную на рис. 2, a , используя следующее выражение:

$$U(I) = \sum_i V_i U_i(I, 2a_i), \quad (2)$$

где $U_i(I, 2a_i)$ — ВАХ $S-N-S$ -переходов с различными значениями $2a$, определяемыми выражением (1); V_i —

весовые коэффициенты, которые показывают степень влияния контакта с данным значением $2a$ на результирующую суперпозиционную ВАХ (очевидная нормировка $\sum_i V_i = 1$).

Оказалось, что использование уже двух слагаемых в сумме (2) хорошо описывает эксперимент. Наилучшее согласие было достигнуто при значениях $2a_1/l = 0.15$, $V_1 = 0.34$, $2a_2/l = 0.5$, $V_2 = 0.66$. На рис. 2, b показаны теоретические ВАХ для этих контактов (по отдельности), а на рис. 2, a приведена их суперпозиция. Видно, что суперпозиционная расчетная зависимость хорошо совпадает с экспериментальной ВАХ, включая участок с гистерезисом, но, как было указано выше, участок экспериментальной зависимости $U(I)$ в диапазоне значений U вблизи нуля не описывается теорией [15].

На рис. 3, a в координатах (T, I, U) показаны экспериментальные ВАХ одного из образцов (того же, что и на рис. 2, a). На рис. 3, b в тех же координатах представлена температурная эволюция суперпозиционной ВАХ, приведенной на рис. 2, b . Варьируемым параметром была только температурная зависимость энергетической щели, взятая нами из теории БКШ. Теория [15] хорошо описывает уменьшение площади гистерезиса и его исчезновение при повышении температуры. При температурах выше 4.2 К расхождение теоретических и экспериментальных зависимостей $U(I)$ становится более заметным, однако разница между этими зависимостями не превышает 9%. Важно отметить, что эксперимен-

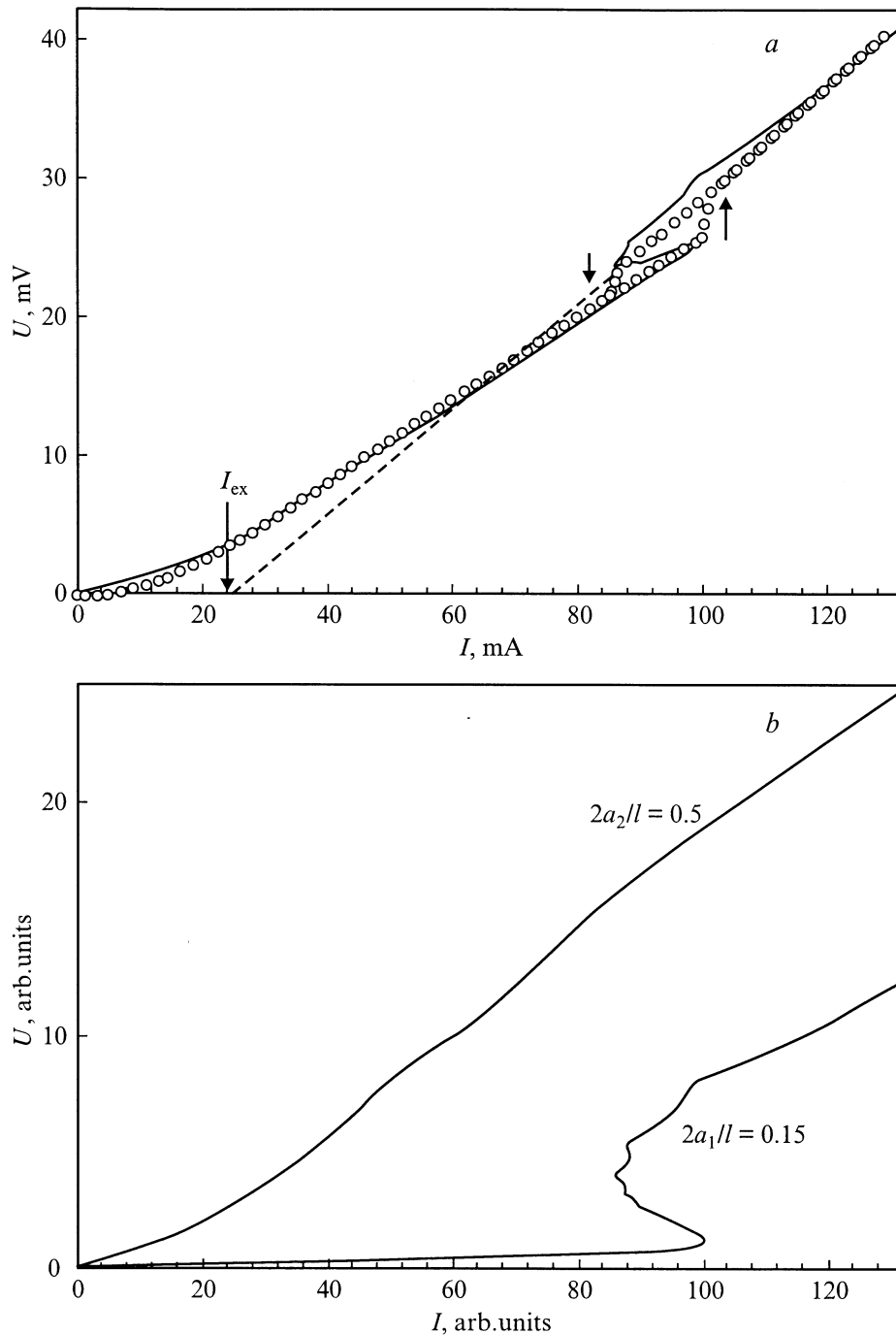


Рис. 2. Экспериментальная ВАХ при 4.2 К одного из образцов (точки). Сплошные кривые: *a* — результирующая суперпозиционная кривая при $V_1 = 0.34$ и $V_2 = 0.66$, рассчитанная по (2), *b* — теоретические зависимости ВАХ $S-N-S$ -переходов с параметрами $2a_1/l = 0.15$, $2a_2/l = 0.5$, рассчитанные по (1).

тальные точки скачкообразного изменения напряжения описываются теорией достаточно хорошо. Подобное удовлетворительное согласие в широкой области температур было достигнуто и для других исследованных образцов.

Зная длину свободного пробега носителей, из условия описания экспериментальных ВАХ можно оценить величины протяженности межкуристаллитных границ в

исследуемом ВТСП. Если для l взять величину $\sim 20 \text{ \AA}$, приведенную в работе [23] для системы Y-Ba-Cu-O, то получим $2a_1 = 3 \text{ \AA}$ и $2a_2 = 10 \text{ \AA}$. Эти значения согласуются с данными для „естественных“ межкуристаллитных границ в поликристаллическом Y-Ba-Cu-O [24] и бикристалле [25]. Полученные величины коэффициентов $V_1 = 0.34$ и $V_2 = 0.66$ могут быть интерпретированы следующим образом: ВАХ определяется как минимум

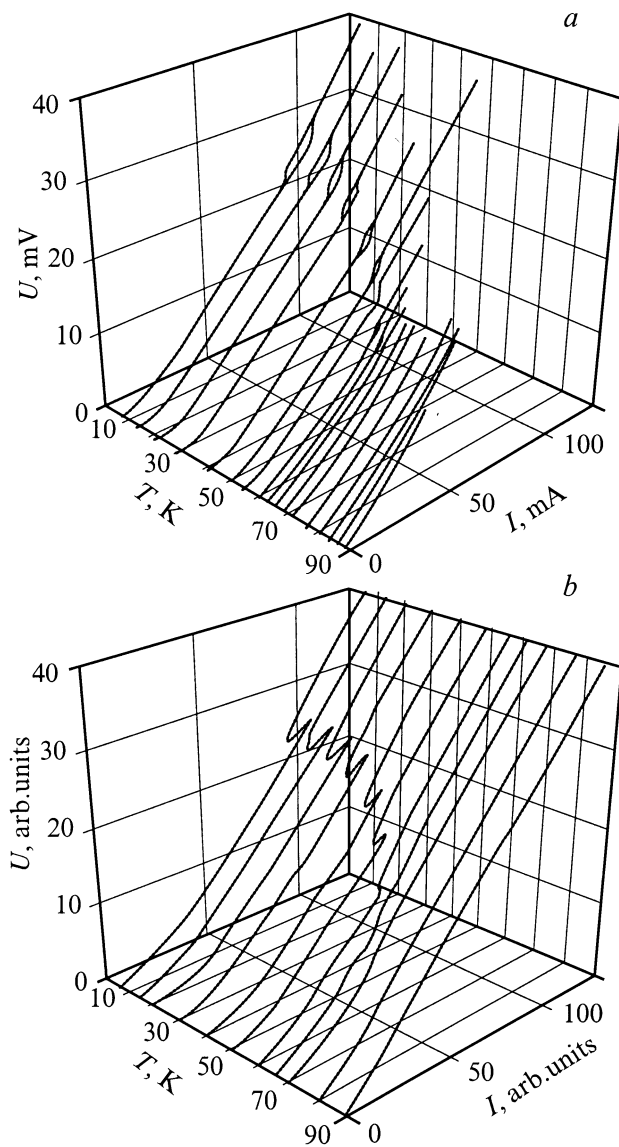


Рис. 3. Температурная эволюция ВАХ, приведенных на рис. 2. *a* — эксперимент, *b* — теория.

тремя последовательно соединенными контактами, протяженность одного из которых равна 3 \AA , а протяженности двух других составляют по 10 \AA .

Протяженность межкуристаллитных границ может быть оценена и из экспериментальной температурной зависимости критического тока [24–27]. Экспериментальная зависимость $J_c(T)$ исследуемого образца представлена на рис. 4. В ряде теоретических работ [7,28,29] исследовалась зависимость критического тока слабой связи с непосредственной проводимостью от температуры и толщины металлической прослойки. Теоретические кривые из работ [7,28], дающих сходные результаты, достаточно хорошо согласуются с нашими экспериментальными данными. В этой работе для описания $J_c(T)$ использована ранняя, более простая теория [28]. На рис. 4 представлены теоретические зависимости [28].

В широкой области температур наблюдается хорошее согласие экспериментальной кривой $J_c(T)$ с теоретическими зависимостями для слабой связи с толщиной N -прослойки $2a = 0.3-0.4\xi_N$, где ξ_N — длина когерентности в нормальном металле при $T = T_c$ [28]. На этом же графике приведена зависимость $J_c(T)$ теории [28] для $2a = 0$, совпадающая с зависимостью Кулика–Омельянука (КО) для чистых коротких микромостиков [30] и с зависимостью из работы [7] для чистых коротких $S-N-S$ -переходов, а также зависимость $J_c(T)$ Амбегаокара–Баратова (АВ) для туннельных контактов [31]. Кардинальное отличие (даже по знаку кривизны) экспериментальной зависимости $J_c(T)$ от зависимости АВ является дополнительным подтверждением того, что в исследованном образце реализуется контакт с непосредственной проводимостью. В работе [32] приведена величина $\xi_N \sim 50 \text{ \AA}$ для межкуристаллитных границ в Y–Ba–Cu–O. Используя эту величину, находим окончное значение протяженности межкуристаллитной границы $\sim 15-20 \text{ \AA}$. Это значение близко к величине $2a_2 = 10 \text{ \AA}$, полученной из обработки ВАХ (ясно, что при последовательном соединении двух переходов критический ток будет определяться „наихудшим“ из них, т.е. с большей протяженностью, поскольку в большинстве теорий $J_c \sim \exp(-2a)$ [7,11,20,28,29]). Отметим, что вблизи T_c наблюдается расхождение эксперимента и теории. Экспериментальная зависимость критического тока становится квадратичной: $J_c \sim (1 - T/T_c)^2$. Такое поведение вблизи T_c наблюдалось многими авторами на пленочных ВТСП-структурах [25,27,32], точечных ВТСП-контактах [33] и на объемных ВТСП-поликристаллах [24,26] и неоднократно обсуждалось. Можно указать как минимум две причины такого поведения: малая длина когерентности ВТСП ведет к редуцированию парного потенциала на $S-N$ -интерфейсе, и как следствие функция $J_c(T)$ становится квадратичной, а не

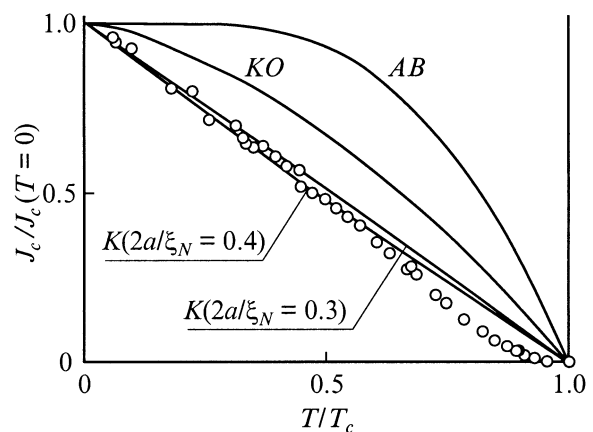


Рис. 4. Зависимость нормированного критического тока $J_c(T)/J_c(0)$ от температуры. Точки — эксперимент, сплошные линии — теоретические кривые: АВ — зависимость Амбегаокара–Баратова [31], КО — зависимость Кулика–Омельянука [30], К — зависимость Куприянова [28].

линейной ($1 - T/T_c$) [34]; тепловые флуктуации вблизи T_c также трансформируют зависимость $J_c(T)$ [35,36].

Таким образом, в данной работе показано, что в рамках теории [15] на основе андреевского отражения можно вполне удовлетворительно описать температурную эволюцию ВАХ с гистерезисной особенностью на переходах, образованных „естественными“ границами в поликристаллическом ВТСП. Такое описание оказалось возможным в рамках модели последовательно соединенных контактов металлешского характера с различными эффективными протяженностями, а существование гистерезиса и его вид определяются соотношением числа „длинных“ и „коротких“ межкристаллитных границ в исследуемом поликристаллическом ВТСП.

Отметим, что материалы, обладающие ВАХ с резким переходом от низкого к высокому дифференциальному сопротивлению (т.е. обладающие широким, хорошо выраженным гистерезисом), перспективны для использования в ограничителях тока короткого замыкания [37,38].

Список литературы

- [1] В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, И. Хатта. Письма в ЖЭТФ **71**, 7, 418 (2000).
- [2] D.E. McCumber. J. Appl. Phys. **39**, 7, 3113 (1968).
- [3] R.G. Seed, C. Vittoria, A. Widom. J. Appl. Phys. **75**, 12, 8195 (1994).
- [4] K. Saitoh, I. Ishimaru, H. Fuke, Y. Enomoto. Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 3A, L272 (1997).
- [5] L.A.A. Pereira, R. Nicolsky. Physica **C282-287**, 2411 (1997).
- [6] L.A.A. Pereira, A.M. Luiz, R. Nicolsky. Physica **C282-287**, 1529 (1997).
- [7] U. Gunsenheimer, U. Schüssler, R. Kümmel. Phys. Rev. **B49**, 9, 6111 (1994).
- [8] С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков, А.В. Зайцев. ЖЭТФ **76**, 5, 1816 (1979).
- [9] А.В. Зайцев. ЖЭТФ **78**, 1, 221 (1980).
- [10] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M.K. Klapwijk. Phys. Rev. **B25**, 7, 4515 (1982).
- [11] K.K. Likharev. Rev. Mod. Phys. **51**, 1, 101 (1979).
- [12] A.F. Volkov, T.M. Klapwijk. Phys. Lett. **A168**, 217 (1992).
- [13] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Phys. Rev. **B50**, 9, 6317 (1994).
- [14] E.V. Bezuglyi, E.N. Bratus', V.S. Shumeiko, G. Wendin, H. Takayanagi. Phys. Rev. **B62**, 21, 14439 (2000).
- [15] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. Phys. Rev. **B42**, 7, 3992 (1990).
- [16] R. Nicolsky. Cryogenics **29**, 3, 388 (1989).
- [17] T.P. Devereaux, P. Fulde. Phys. Rev. **B47**, 21, 14638 (1993).
- [18] M.I. Petrov, D.A. Balaev, D.M. Gohfeld, S.V. Ospishchev, K.A. Shaihtudinov, K.S. Aleksandrov. Physica **C314**, 51 (1999).
- [19] W. Scospol. M.R. Beasley, M. Tinkham. J. Appl. Phys. **45**, 9, 4054 (1974).
- [20] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Мир, М. (1984). 639 с.
- [21] H. Plehn, Q.-J. Wacker, R. Kümmel. Phys. Rev. **B49**, 17, 12140 (1994).
- [22] А.А. Веревкин, В.А. Ильин, В.С. Эткин. СФХТ **2**, 7, 128 (1989).
- [23] Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **156**, 1, 117 (1988).
- [24] M.I. Petrov, D.A. Balaev, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Physica **C235-240**, 3043 (1994).
- [25] J. Manhart, P. Chaudhary, D. Dimos, C.C. Tsuei, T.R. McGuire. Phys. Rev. Lett. **61**, 21, 2476 (1988).
- [26] M.I. Petrov, D.A. Balaev, S.V. Ospishchev, K.A. Shaihtudinov, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Phys. Lett. **A237**, 85 (1997).
- [27] S. Benacka, V. Strbik, S. Chromik, R. Adam, M. Darula, S. Gazi. ФНТ **24**, 7, 621 (1998).
- [28] М.Ю. Куприянов. ФНТ **7**, 6, 700 (1981).
- [29] A. Furusaki, M. Tsukada. Phys. Rev. **B43**, 13, 10164 (1991).
- [30] И.О. Кулик, А.Н. Омелянук. ФНТ **3**, 7, 945 (1977).
- [31] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 11, 486 (1963).
- [32] J.W.C. De Vries, G.M. Stolmann, M.A.M. Gijs. Physica **C157**, 406 (1989).
- [33] Б.А. Аминов, Н.Б. Брандт, Н.М. Тху, Я.Г. Пономарев, М.В. Судаков, А.И. Акимов, Л. Рошта, Л.М. Фишер. СФХТ **2**, 1, 93 (1989).
- [34] D. Deutscher, K.A. Müller. Phys. Rev. Lett. **59**, 15, 1745 (1987).
- [35] V. Ambegaokar, B.J. Galperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 25, 1364 (1969).
- [36] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров. ФТТ **41**, 6, 969 (1999).
- [37] М.И. Петров, Д.А. Балаев, В.И. Кирко, С.Г. Овчинников. ЖТФ **68**, 10, 129 (1998).
- [38] M.I. Petrov, S.N. Krivomazov, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Solid State Commun. **82**, 6, 453 (1992).