

Электрические свойства нормального контакта к джозефсоновской ВТСП среде

В. И. Омельченко, А. А. Суханов

*Институт радиотехники и электроники РАН,
Россия, 141120, Московская обл., Фрязино, пл. Введенского, 1
E-mail: aas195@ire216.msk.su*

Статья поступила в редакцию 14 июля 1997 г., после переработки 12 ноября 1997 г.

С помощью компьютерного моделирования изучены электрические свойства контактов нормальных металлов к перколяционным джозефсоновским ВТСП системам. Рассчитаны распределения токов и напряжений, вольт-амперные характеристики (ВАХ) и температурные зависимости сопротивления $R_c(T)$ джозефсоновской сетки с ограниченным контактом. Показано, что макронеоднородное распределение тока приводит к уширению контактных ВАХ и зависимостей $R_c(T)$ по сравнению с объемными характеристиками. В области токов и температур близких к критическим контактные ВАХ и зависимости $R_c(T)$ подчиняются закону «3/2». Обнаружен пик на зависимости сопротивления растекания от тока и температуры. Обоснована применимость модели эффективной среды для описания контактных характеристик джозефсоновской сетки. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными, полученными при исследовании температурных зависимостей контактного сопротивления.

За допомогою комп'ютерного моделювання вивчено електричні властивості контактів нормальних металів до перколяційних джозефсонівських ВТСП систем. Розраховано розподіл струмів та напруг, вольт-амперні характеристики (ВАХ) і температурні залежності опору $R_c(T)$ джозефсонівської сітки з обмеженим контактом. Показано, що макронеоднорідний розподіл струму приводить до розширення контактних ВАХ і залежностей $R_c(T)$ порівняльно з об'ємними характеристиками. В області струмів та температур близьких до критичних контактні ВАХ і залежності $R_c(T)$ підпорядковуються закону «3/2». Виявлено пік на залежності опору розтікання від струму та температури. Обґрунтовано застосованість моделі ефективного середовища для опису контактних характеристик джозефсонівської сітки. Результати розрахунків погоджуються з експериментальними даними, отриманими при дослідженні температурних залежностей контактного опору.

PACS: 74.25.Fy, 74.80.Fp

1. Введение

Хорошо известно, что керамика и, как правило, пленки ВТСП имеют сильно неоднородную гранулированную структуру, в которой отдельные сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями. Общепринятым стало и представление о такой гранулированной системе как о перколяционной джозефсоновской среде с широким разбросом параметров джозефсоновских контактов [1].

Объемные электрические и магнитные характеристики таких ВТСП сред были изучены в ряде работ [1–3] на основе представлений теории протекания и компьютерных расчетов. В частности, в [2,3] были рассчитаны объемные

вольт-амперные характеристики (ВАХ) модельных джозефсоновских систем и зависимости ВАХ и критического тока от магнитного поля. Было показано, что в соответствии с экспериментальными данными при токах I близких к критическим I_c объемные ВАХ имеют характер $V \sim (I - I_c)^m$, $m = 1,5-2,1$, и в сильных магнитных полях B критический ток обратно пропорционален B .

Исследование характеристик контактов нормальных металлов к перколяционным ВТСП средам представляет, как мы полагаем, самостоятельный интерес и в то же время актуально в связи с экспериментальными исследованиями контактных ВАХ и

температурных зависимостей контактного сопротивления $R_c(T)$ [4–7].

Очевидно, что вследствие макронеоднородного распределения тока в приконтактной области свойства «точечных» контактов должны существенно отличаться от соответствующих «объемных» характеристик джозефсоновской среды, демонстрируя, в частности, большое уширение ВАХ и температурных зависимостей сопротивления (ТЗС), сильное влияние транспортного тока и магнитного поля на зависимости $R_c(T)$, а также большой разброс критических параметров и характеристик.

Ниже представлены результаты компьютерного расчета ВАХ и ТЗС модельной джозефсоновской среды — квадратной решетки слабых СП связей с ограниченным («точечным») контактом.

2. Методика расчета

Расчет электрофизических характеристик неупорядоченных систем слабых связей представляет собой очень сложную задачу из-за необходимости учитывать как разброс критических токов, так и корреляцию фаз параметра порядка соседних связей. Задача, однако, существенно упрощается, если фазовая когерентность разрушается, например из-за «тепловых» или «магнитопольных» флуктуаций [1,8].

«Тепловые» флуктуации разрушают когерентное состояние (КС) при $kT \gg E_c = \Phi_0 i_c / (2\pi)$, где E_c и i_c — энергия связи и критический ток джозефсоновских контактов; $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ В·с — квант магнитного потока. Это условие выполняется при $T \gg 0,25$ К для джозефсоновских связей с $i_c \leq 10^{-8}$ А, в частности, для контактов с плотностью критического тока $j_c \leq 10$ А/см² и площадью контактов $S \leq 10^{-9}$ см².

«Магнитопольные» флуктуации разрушают КС во внешних полях с индукцией $B \gg \Phi_0/a^2$, где a — размер гранулы, и в «собственных» полях при выполнении условия $2\pi L i_c \gg \Phi_0$, где индуктивность $L = \mu_0 a l_n$, l_n — геометрический фактор, слабо зависящий от a . Первое условие может выполняться в системах с гранулами достаточно больших размеров, $a > 6$ мкм, в поле Земли $B_E = 7 \cdot 10^{-5}$ Тл, а второе — в системах с большими критическими токами

$i_c \gg \Phi_0 / (2\pi a \mu_0 l_n) \approx \approx 10^{-5}$ А при $a = 10^{-5}$ м, $l_n = 2$. Отметим, что в реальных гранулированных ВТСП $i_c \approx 10^{-9} - 10^{-2}$ А.

Таким образом, существуют достаточно широкие интервалы критических токов, температур и внешних магнитных полей, для которых корреляция фаз параметра порядка в системе слабых связей отсутствует и задача определения сопротивления системы сводится к расчету распределений токов и напряжений в сетке независимых нелинейных резисторов [1,8]. В рамках этого подхода и проводился расчет контактных характеристик.

В качестве простейшей модели гранулированного сверхпроводника рассматривалась квадратная решетка $N \times N$ сверхпроводящих слабых связей с широким разбросом критических токов i_c . На одной грани решетки выбиралась цепочка из N_c узлов, представляющая собой «точечный» контакт к ВТСП образцу, причем связи этой грани, не принадлежащие контакту, считались разорванными.

Электрические свойства джозефсоновской среды (ДС), в частности ВАХ и ТЗС ее объема и контактов, определяются индивидуальными ВАХ слабых связей $v_n(i_n, i_{cn})$, где v_n — напряжение на n -й связи, температурными зависимостями критических токов $i_{cn}(T, i_{cn0})$ и функцией распределения слабых связей по критическим токам $f(i_{cn0})$ при $T = 0$.

Вольт-амперные характеристики слабых связей в соответствии с [1,2] задавались типичными для джозефсоновских переходов выражениями

$$v_n = \begin{cases} 0, & \text{при } i_n \leq i_{cn} \\ \rho_0 \sqrt{i_n^2 - i_{cn}^2}, & \text{при } i_n > i_{cn} \end{cases} \quad (1)$$

а температурные зависимости критических токов $i_{cn}(T)$ — в типичном для диэлектрических джозефсоновских переходов виде:

$$i_{cn}(T) = i_{cn0} (1 - T/T_c)^2. \quad (2)$$

Функция распределения слабых связей по критическим токам $f(i_{cn0})$ считалась постоянной на интервале $[0, i_{cm}] : f = 1/i_{cm}$. Для удобства вычислений за единицу плотности тока принимался максимальный критический ток в

* Приведенные далее значения сопротивлений нормированы на сопротивление единичной связи, а все токи — на максимальный критический ток системы связей i_{cm} .

системе слабых связей, $i_{cm} = 1$, а также полагалось, что $\rho_0 = 1$.*

Контактные и объемные ВАХ и температурные зависимости сопротивления рассчитывались главным образом для решетки размером $N \times N = 50 \times 50$ и контакта размером $N_c = 7$. Выбор величины $N = 50$ определялся из условия малого разброса «объемных» характеристик от реализации к реализации, а выбор размера контакта N_c — из условия $1 \ll N_c \ll N$.

Расчет заключался в численном решении нелинейных уравнений Кирхгофа последовательно для каждого элементарного контура решетки с учетом значений токов связей, найденных на предыдущем шаге для соседнего контура. Процедура расчета состояла из следующих этапов:

1. Задавалась случайная реализация связей по критическим токам i_{cn0} .

2. Для каждой температуры T производился расчет величины i_{cn} по формуле (2), температура перехода всех связей принималась равной $T_c = 100$ К.

3. Нижняя грань решетки и контакт считались эквипотенциальными.

4. В качестве начального распределения токов, протекающих по связям решетки, выбиралось их распределение в решетке единичных резисторов. При таком распределении соблюдается 1-й закон

$$\sum_{l=1}^4 i_{lm} = 0,$$

где l — номер связи m -го узла.

5. Для каждого элементарного контура — квадрата из четырех связей — последовательно, начиная с выбранного исходного контура, численно решалось относительно вариации тока Δi нелинейное уравнение Кирхгофа для напряжений:

$$\sum_{k=1}^4 v_k(i_k \pm \Delta i) = 0,$$

где v_k — напряжение на k -й связи элементарного контура; i_k — найденное ранее значение ее тока. При этом знак добавки Δi выбирался таким образом, чтобы не нарушался баланс токов в узлах.

Аналогичный расчет для соседнего контура проводился уже с учетом новых значений токов их общей связи.

После проведения расчета для всех $N \times N$ элементарных контуров решетки описанная выше процедура повторялась с самого начала.

6. Расчет прекращался при достижении достаточно малого относительного изменения токов в решетке, $\sum_n |\Delta i_n / i_n| < 10^{-5}$.

Наряду с этим использовался и другой критерий прекращения итерационной процедуры, основанный на предложенном в [1,2] вариационном принципе, согласно которому распределение токов и напряжений в нелинейной системе, состоящей из элементов с индивидуальными ВАХ $v_n = v_n(i, i_{cn})$, соответствует минимуму функционала

$$W = \sum_n \int_0^{i_n} v_n(i, i_{cn}) di, \quad (3)$$

где суммирование проводится по всем n элементам сети; i_n — значения токов связей. В соответствии с этим после каждого этапа итерации, описанного в п. 5, производилось вычисление функционала (3) и итерационная процедура останавливалась либо при достижении его минимума, либо при достаточно малой скорости его изменения, $\Delta W / W < 10^{-5}$.

Как указано в [2], значение функционала (3), взятое по одному контуру, а следовательно, и его полное значение, в результате такого перерасчета токов уменьшается.

Отметим, что величина W имеет смысл рассеиваемой мощности только для линейной системы.

7. Вычислялись разность потенциалов между контактом и нижней гранью решетки V и значение «интегрального» контактного сопротивления $R_c = V/I$, где I — полный ток, протекающий через решетку. Отметим, что для проверки полученных результатов расчеты проводились и при иных начальных распределениях токов, для которых соблюдается баланс токов в узлах. Полученные распределения токов и потенциалов оказались идентичными, что свидетельствует о единственности найденных решений.

8. Повторением процедуры для различных токов и температур рассчитывались ВАХ и ТЗС.

3. Результаты расчета и их обсуждение

Вольт-амперные характеристики

Рассчитанная при $T = 0$ типичная ВАХ структуры с «точечным» контактом ($N_c = 7$) для наглядности представлена на рис. 1 (кривая 1) в виде зависимости $R_c(i)$, где R_c — нормированное

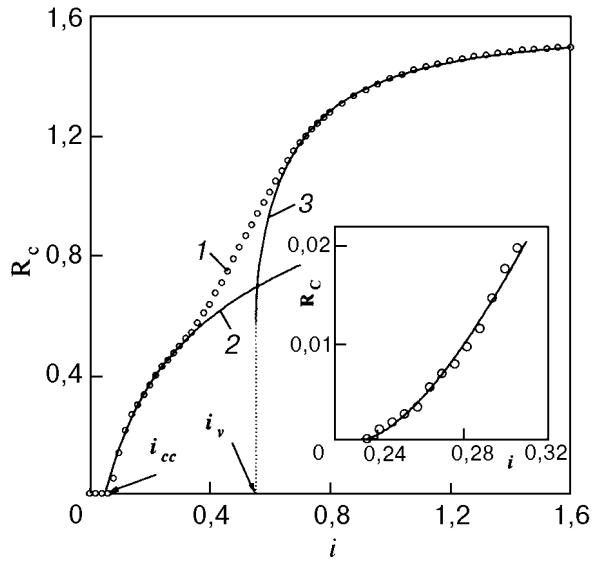


Рис. 1. Токовая зависимость нормированного контактного сопротивления $R_c(i)$ при $T = 0$: 1 — рассчитанная зависимость $R_c(i)$; 2, 3 — аппроксимация низкотемпературного и высокотемпературного участков кривой 1 функциями (6) и (7). $i = I/N$ — средний ток связей; I — нормированный ток; $N = 50$; размер контакта $N_c = 7$. На вставке — начальный участок зависимости $R_c(i)$ для модельной среды с $N = 85$, $N_c = 35$ и график функции

контактное сопротивление; $i = I/N$ — средний ток системы связей; I — нормированный полный ток; $N = 50$ — «линейный размер» решетки. Как видно, зависимость $R_c(i)$ имеет два разделенных областью перегиба участка с сублинейным ростом тока при $i \geq i_{cc} \approx 0,07$ и при $i \geq i_v \approx 0,56$.

Для сопоставления на рис. 2 приведены токовые зависимости объемного сопротивления $R_v(i)$ (кривая 1) и сопротивления растекания, равного разности полного сопротивления системы с ограниченным контактом и объемного сопротивления, $\Delta R_c(i) = R_c(i) - R_v(i)$ (кривая 2). Зависимость $R_v(i)$ имеет участок резкого роста сопротивления и переходит к насыщению при $i > 3i_v$. Таким образом, ясно, что участок резкого роста сопротивления среды с «точечным» контактом в области «малых» токов определяется областью растекания, а второй участок (при $i \geq i_{cv}$) — объемом джозефсоновской сетки.

Отметим, что токовая зависимость сопротивления растекания $\Delta R_c(i)$ имеет характерный пик в области токов $i \approx i_v \approx 0,56$.

Начальный участок зависимости $R_v(i)$ ($i_{cv} < i < 2i_{cv}$) аппроксимируется степенной функцией

$$R_v = k_1(i - i_{cv})^{3/2}, \quad k_1 = 2,55, \quad i_{cv} = 0,3 \quad (4)$$

(рис. 2, кривая 3), что в [1–3] связывается с перколяционным характером проводимости вблизи

порога протекания. В области «высоких» плотностей тока ($i > i_v$) объемная ВАХ хорошо описывается моделью эффективной среды, в соответствии с которой характеристики ДС со случайным разбросом критических токов совпадают с характеристиками однородной среды с усредненным значением критического тока:

$$R_v = R_2 \sqrt{1 - (i_v/i)^2}, \quad i > 0,6, \quad (5)$$

где $i_v = 0,56$, а величина $R_2 = 0,98$ определяется размерами модельной решетки, содержащей 49 продольных и 50 поперечных связей. Зависимость (5) приведена на рис. 2 (кривая 4).

Токовая зависимость сопротивления системы с «точечным» контактом (см. рис. 1) также хорошо описывается моделью эффективной среды и может быть аппроксимирована функцией

$$R_c = \frac{1}{I} \int_{r_c}^{\infty} \sqrt{(I/\pi r)^2 - i_{cc}^2} dr =$$

$$= \frac{1}{\pi} \left[\ln \left(\frac{ai}{i_{cc}} + \sqrt{(ai/i_{cc})^2 - 1} \right) - \sqrt{1 - (i_{cc}/ai)^2} \right],$$

$$i < i_v, \quad (6)$$

где полный ток $I = iN$; радиус контакта $r_c = N_c/\pi$; $a = N/N_c$ ($N = 50$, $N_c = 7$), а эффективный критический ток $i_{cc} = 0,07$, и

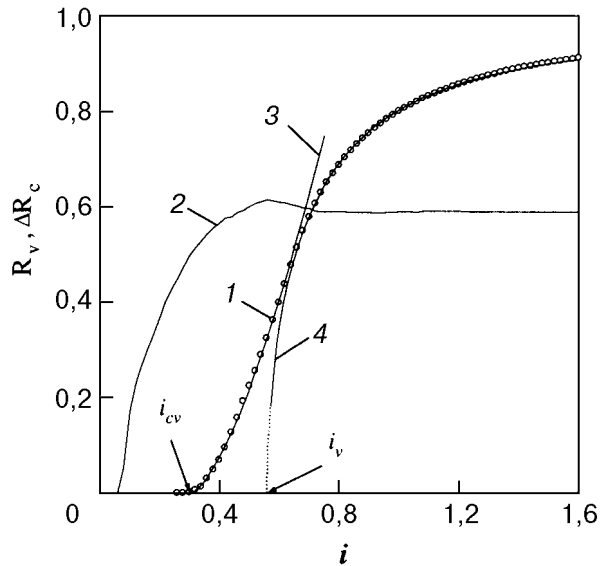


Рис. 2. Токовые зависимости объемного сопротивления $R_v(i)$ (1) и сопротивления растекания $\Delta R_c(i)$ (2) при $T = 0$. Кривые 3 и 4 — графики функций (4) и (5) соответственно.

$$R = R_{c0} + R_2 \sqrt{1 - (i_{cv}/i)^2}, \quad i > i_v, \quad (7)$$

где $R_{c0} \approx 0,56$, $R_2 = 0,98$, $i_v = 0,54$.

Формула (6) описывает сопротивление растекания полукруглого контакта к проводящей полуплоскости с нелинейным удельным сопротивлением $\rho = (1 - (i_c/i)^2)^{1/2}$, а выражение (7) — объемный вклад в сопротивление джозефсоновской среды с «точечным» контактом, для которого R_{c0} — слабо зависящая от тока при $i > i_v$ добавка контактного сопротивления. Критические токи i_{cv} и i_{cc} в (6) и (7) выступают в роли подгоночных параметров.

Для достаточно больших контактов ($N_c > 20$) контактная ВАХ $R_c(i)$ при $i - i_{cc} \ll i_{cc}$ подчиняется закону $3/2$ (см. вставку на рис. 1):

$$R_c = k(i - i_{cc})^{3/2}, \quad k = 1,05, \quad i_{cc} = 0,235. \quad (8)$$

Зависимость (8) следует из модели эффективной среды для двух- и трехмерного случаев и физически обусловлена тем, что вблизи порога размер резистивной области линейно возрастает с $(i - i_c)$, а ее «удельное» сопротивление растет как $(i - i_c)^{1/2}$. Аналогичную природу, как мы полагаем, может иметь закон $3/2$ и для объемной ВАХ джозефсоновской среды вблизи порога протекания.

Возникновение пика на токовой зависимости сопротивления растекания $\Delta R_c(i)$ обусловлено макронеоднородным распределением тока и нелинейностью джозефсоновской среды и имеет простой физический смысл. Пусть, например, все связи характеризуются единым критическим током i_c , при котором их сопротивление скачком меняется от 0 до 1. Вследствие растекания локальные токи при среднем значении $i = i_c - \delta i$ ($\delta i \rightarrow 0$) практически во всех продольных связях перколяционной сетки, по которым протекает ток (вплоть до последнего слоя), становятся большими критического и поэтому все они уже оказываются в резистивном состоянии. При этом объемное сопротивление еще равно нулю, но скачком возрастает при $i = i_c + \delta i$. Вследствие этого разность $\Delta R_c = R_c - R_v$ при $i = i_c$ скачком уменьшается на величину $R_{vm} = 1$, т.е. имеет максимум при $i = i_c$.

Температурные зависимости сопротивления

Температурные зависимости контактного сопротивления модельной ВТСП среды $R_c(T)$ для различных плотностей тока и объемного сопротивления $R_v(T)$ при $i = 0,02$ представлены на рис. 3 и 4.

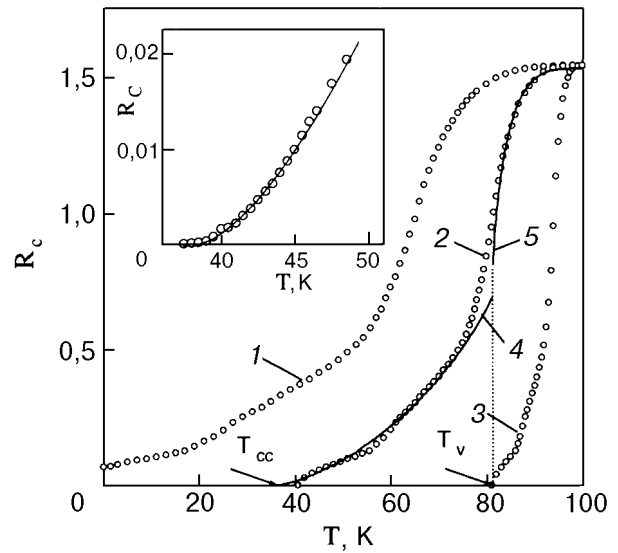


Рис. 3. Температурные зависимости контактного сопротивления $R_c(T)$ для различных средних токов связей i : 0,07 (1); 0,02 (2); 0,002 (3). Кривая 4 — аппроксимация низкотемпературного участка кривой 2 функциями (5) и (2); кривая 5 — аппроксимация высокотемпературного участка кривой 2 функциями (6) и (2). На вставке — начальный участок зависимости $R_c(T)$ для модельной среды с $N = 85$, $N_c = 35$ и график функции (9).

Зависимость $R_v(T)$ (рис. 4, кривая 1), вблизи температуры объемного резистивного перехода $T_{cv} \approx T_{c0}(1 - 1,8i^{1/2})$ ($T_{c0} = 100$) подчиняется закону « $3/2$ » ($R_v(T) \sim (T - T_{cv})^{3/2}$), а при высоких температурах ($T > T_v$) хорошо описывается моделью эффективной среды, т.е. определяется выражениями (5) для $R_v(i, i_v)$ и

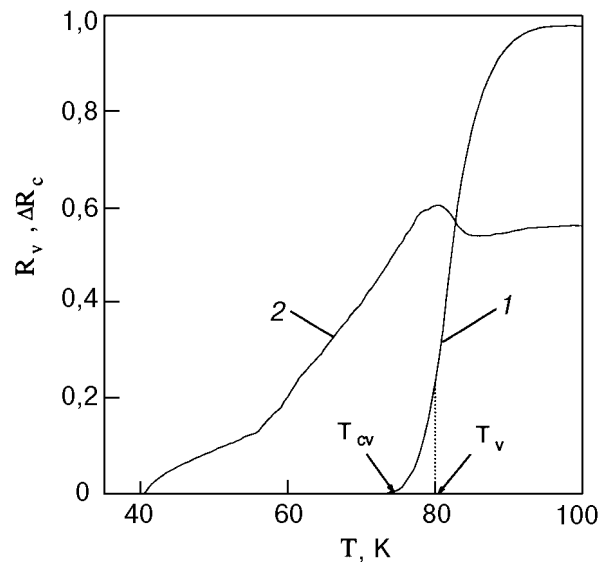


Рис. 4. Температурные зависимости объемного сопротивления $R_v(T)$ (1) и сопротивления растекания $\Delta R_c(T)$ (2) при $i = 0,02$.

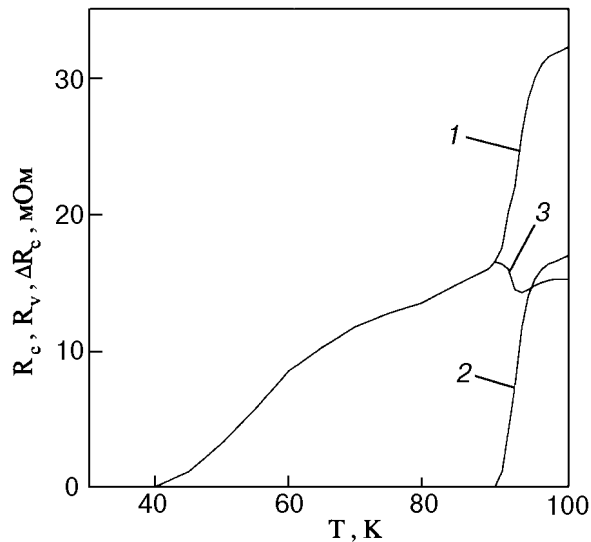


Рис. 5. Температурные зависимости сопротивления контакта на разломе (1), объемного сопротивления (2) и сопротивления растекания (3) для керамики 1-2-3. Ток $I = 1$ мА.

(2) для $i_v \equiv i_v(T)$ с эффективным критическим током $i_{v0} = 0,51$, близким к среднему значению критического тока связей решетки $i_{c0} = 0,5$, и выходит на насыщение при $T > T_{c0}(1 - 0,5i^{1/2})$.

Температурные зависимости контактного сопротивления $R_c(T)$ (рис. 3) имеют два четко различающихся участка. При относительно высоких температурах ($T > T_v$) вид кривых $R_c(T)$ подобен температурным зависимостям объемного сопротивления. Как показывают расчеты распределений потенциала и плотности тока, это связано с тем, что при высоких температурах приконтактная область, обладающая нормальной проводимостью, распространяется до границ модельной решетки, и, следовательно, при этих температурах кривые $R_c(T)$ отражают не контактные, а объемные свойства решетки.

При $T_{cc} < T < T_v$ графики $R_c(T)$ имеют низкотемпературный «хвост», протяженность которого возрастает с ростом тока. Из сопоставления рассчитанной при $i = 0,02$ зависимости $R_c(T)$ (кривая 2, рис. 3) с кривой 4, аппроксимирующей ее низкотемпературный участок функциями (6) и (2), видно, что низкотемпературный участок зависимости $R_c(T)$ также хорошо описывается в рамках модели эффективной среды.

В близкой к порогу области температур, $T - T_{cc} \ll T_{c0} - T_{cc}$, зависимость $R_c(T)$ можно представить в виде

$$R_c(T) = R_3 \left(\frac{T - T_{cc}}{T_{c0} - T_{cc}} \right)^{3/2}, \quad (9)$$

где $R_3 = 0,3$, $T_{cc}(i) \approx T_{c0}(1 - \sqrt{i/i_{cc}})$, $i_{cc} = 0,07$ ($T_{cc} = 38,5$ К). Зависимость (9) изображена на вставке рис. 3.

Подчеркнем, что температурная зависимость сопротивления растекания $\Delta R_c(T)$ имеет пик при $T = T_v$ (рис. 4, кривая 2), природа которого такая же, как и пика зависимости $\Delta R_c(i)$.

Экспериментальное подтверждение основных предсказанных особенностей контактных резистивных характеристик получено нами главным образом при изучении температурных зависимостей сопротивления контактов нормальных металлов к керамике $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$. Сдвиг и уширение резистивного перехода по температуре и их зависимости от тока были детально изучены в [7].

Закон «3/2» наблюдался нами на низкоомных Au-контактах к 1-2-3 керамике, а также на контактах, полученных после разлома керамики (рис. 5, кривые 1 и 2).

На контактах на разломе, которые можно рассматривать как модельную систему для исследования явлений растекания в ВТСП средах, был также обнаружен пик на температурной зависимости сопротивления растекания (рис. 5, кривая 1).

Выводы

С помощью компьютерного моделирования контактов нормальных металлов к джозефсоновской среде показано:

1) контактные ВАХ и ТЗС уширены в области критического тока и критической температуры системы;

2) вблизи порога протекания ВАХ и ТЗС подчиняются закону «3/2»;

3) в области критических токов и температур объемного сверхпроводящего перехода сопротивление растекания имеет пик, обусловленный макронеоднородным распределением тока в нелинейной среде.

Обоснована применимость модели эффективной среды для описания явлений растекания в ВТСП средах.

Полученные результаты позволяют объяснить экспериментальные данные по исследованию температурных зависимостей контактного сопротивления, в частности, уширение и сдвиг СП перехода и пик на температурных зависимостях

сопротивления растекания гранулированных Y-ВТСП.

1. Е. З. Мейлихов, *УФН* **163**, 27 (1993).
2. М. И. Гуревич, Е. З. Мейлихов, О. В. Тельковская, В. В. Яньков, *СФХТ* **1**, вып. 4, 80 (1988).
3. Е. З. Мейлихов, Ю. В. Гершанов, *СФХТ* **1**, вып. 3, 55 (1988).
4. J. Van der Maas, V. A. Gasparov, and D. Pavuna, *Nature* **328**, 603 (1987).
5. S. Yoshihiko, K. Tadaoki, A. Takahiro, Y. Tsutom, and O. Soishi, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 666 (1989).
6. Y. Enomoto and K. Moriwaki, *Jpn. J. Phys.* **29**, L1445 (1990).
7. В. И. Омельченко, А. А. Суханов, *СФХТ* **7**, № 1, 100 (1994).
8. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, гл. 10, 12, Изд-во МГУ, Москва (1978).

Electrical properties of normal contact to Josephson HTSC media

V. I. Omelchenko and A. A. Sukhanov

Electrical properties of normal contacts to percolation Josephson HTSC media are studied by computer simulation. The current and voltage distributions, the current-voltage characteristics (CVC) and resistance-temperature (RT) dependences of a Josephson network with limited contact are calculated. It is shown that owing to the current distribu-

tion macroinhomogeneity the contact CVC and RT dependences are extended in comparison with the proper volume characteristics and that near the critical currents and temperatures they follow the « $3/2$ » law. A peak in the temperature dependence of spreading resistance was found out. Applicability of the effective medium model for the description of the contact characteristics is demonstrated. The computer simulation results are consistent with experimental data on temperature dependences of contact resistance.