Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1113–1121

Пространственное распределение сверхпроводящих параметров и особенности поведения цепочек тонкопленочных ВТСП джозефсоновских переходов

А. В. Лукашенко, А. Г. Сиваков, А. П. Журавель, О. Г. Турутанов,

И. М. Дмитренко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: turutanov@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 9 февраля 1996 г.

Исследованы цепочки последовательно соединенных ВТСП контактов Джозефсона «ramp» типа. При помощи низкотемпературного сканирующего лазерного микроскопа измерены локальные значения критической температуры и тока как электродов, так и самих джозефсоновских контактов в цепочках. Обнаружено, что верхний и нижний электроды существенно различаются по качеству. В них возникает градиент критической температуры вдоль цепочек, что, в свою очередь, приводит к изменениям критических параметров самих джозефсоновских контактов. Изучены вольт-амперные характеристики, в том числе при воздействии СВЧ излучения, температурные зависимости сопротивления, критического и избыточного токов. Доказано существование неравновесной области вокруг «ramp» контактов, связанной с процессами проскальзывания фазы.

Досліджено ланцюжки послідовно з'єднаних ВТНП контактів Джозефсону «ramp» типу. За допомогою низькотемпературного скануючого лазерного мікроскопу виміряно локальні значення критичної температури та струму як електродів, так і саме джозефсонівських контактів у ланцюжку. Знайдено, що верхній та нижній електроди суттєво відрізняються за якістю. У них виникає градієнт критичної температури вздовж ланцюжків, що, у свою чергу, призводить до змін критичних параметрів саме джозефсонівських контактів. Вивчено вольт-амперні характеристики, у тому числі під дією НВЧ випромінювання, температурні залежності опору, критичного та надлишкового струмів. Доведено існування нерівноважної області навколо «ramp» контакту, пов'язаної з процесами просковзування фази.

Введение

Интерес к исследованию систем контактов Джозефсона обусловлен реальными возможностями их технического применения. Цепочки джозефсоновских контактов используются при создании стандартов напряжения, параметрических СВЧ усилителей, детекторов электромагнитного излучения и т.д. [1]. Актуальность изучения и производства как одиночных контактов Джозефсона, так и их систем возросла после открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Первые тонкопленочные ВТСП джозефсоновские контакты формировались на межгранульных и межкристаллитных границах в поликристаллических пленках и пленках, нанесенных на бикристаллические подложки [2–5]. Позже появилось сообщение о создании многослойных джозефсоновских контактов YBaCuO/PrBaCuO/YBaCuO/Au [6]. Затем была разработана технология изготовления контактов «ramp» типа [7] и цепочек таких контактов.

Свойства джозефсоновских «ramp» контактов определяются не только параметрами барьерного слоя, но и качеством сверхпроводящих электродов. Поскольку цепочки таких контактов получаются в результате сложного, многостадийного процесса, сверхпроводящие свойства пленок, из которых изготовлены электроды, могут существенно различаться. В связи с этим возникает задача изучения влияния параметров отдельных элементов цепочек «ramp» контактов на свойства всей структуры. Одним из методов, позволяющих получать информацию о локальных значениях сверхпроводящих параметров пленочных сверхпроводников и структур на их основе, является развитый нами метод низкотемпературной сканирующей лазерной микроскопии (НТСЛМ). Данная работа посвящена исследованию при помощи НТСЛМ це-

© А. В. Лукашенко, А. Г. Сиваков, А. П. Журавель, О. Г. Турутанов, И. М. Дмитренко, 1996

почек джозефсоновских «ramp» контактов, а также изучению их электрофизических свойств.

Образцы и техника эксперимента

Образцы были изготовлены в Университете Твенте (Нидерланды) и представляли собой цепочки из 24 последовательно соединенных контактов Джозефсона «ramp» типа.

Технология изготовления образцов заключалась в следующем. Сначала на подложку напылялся нижний ВТСП электрод и разделяющая нормальная прослойка. Затем через маску из фоторезиста производилось травление этих пленок пучком аргона, направленного под углом 45° к подложке, при этом в пленках образовывались две наклонные ступеньки, расположенные под углом $\approx 20°$ к подложке, одна из которых была обращена к пучку аргона, а другая — от него. Далее на полученную структуру напылялся барьерный слой и верхний электрод, который затем в четырехслойной области стравливался пучком Ar^+. В результате получалась структура с двумя переходами Джозефсона, сформированными на ступеньках перекрытием верхнего и нижнего электродов через барьерный слой (рис. 1,*а*). Для получения цепочки из 24 контактов изготавливались 12 таких элементов, последовательно соединенных друг с другом сверхпроводящими электродами. Во избежание влияния случайных неоднородностей электроды уширялись между контактами (см. рис. 1,*б*). Материалом подложки служил $SrTiO_3$ с ориентацией (001). Верхний и нижний электроды толщиной 100 нм изготавливались из пленки $YBa_2Cu_3O_7$. Разделяющий и барьерный слои (100 и 10 нм соответственно) изготавливались из пленки $PrBa_2Cu_3O_7$. Ширина контактов в различных цепочках варьировалась в пределах 4–20 мкм. Расстояние между контактами составляло 40 мкм. Подробнее технология изготовления элемента из двух контактов приведена в [8], а их структурные исследования описаны в работе [9].

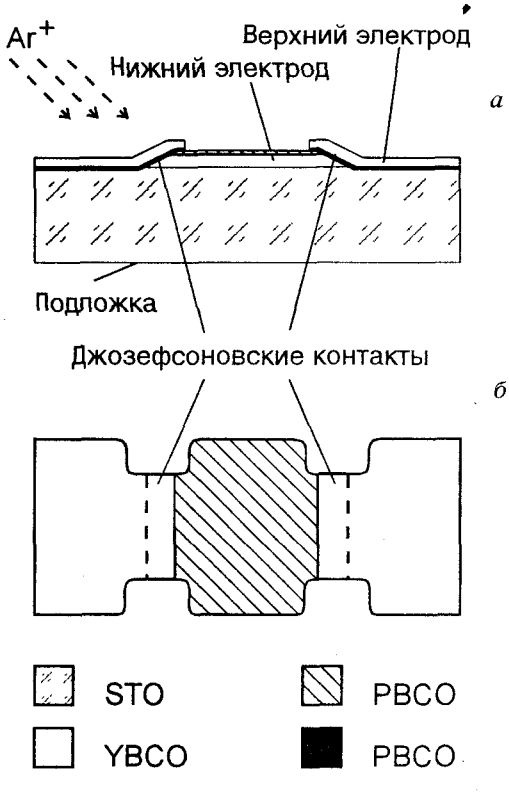

Рис. 1. Схематическое изображение участка образца с двумя джозефсоновскими ВТСП переходами «ramp» типа: вид в разрезе вдоль цепочки контактов (*а*); вид сверху (*б*).

Исследования локальных сверхпроводящих характеристик цепочек джозефсоновских контактов «ramp» типа проводились при помощи низкотемпературного лазерного сканирующего микроскопа [10]. Принцип его работы заключается в сканировании поверхности образца сфокусированным и модулированным по интенсивности лазерным лучом (зондом) и одновременном измерении отклика образца в зависимости от координат зонда x, y. В случае сверхпроводящей пленки с током, находящейся в резистивном состоянии, воздействие лазерного зонда приводит к локальному изменению электрического сопротивления в облученной области и, как следствие, появлению напряжения отклика $\delta V(x, y)$ на частоте модуляции. Серия двумерных карт напряжения отклика $\delta V(x, y)$, представляющая двумерные образы резистивных состояний сверхпроводника, полученные при изменении таких внешних параметров, как температура, электрический ток, магнитное поле и др., позволяет проследить пространственную эволюцию резистивных областей. При изучении свойств определенного локального элемента образца нет необходимости производить сканирование всей поверхности. В этом случае лазерный зонд фокусируется в определенной точке образца и измеряется амплитуда отклика при изменении внешних параметров. Способ локальной диагностики применялся нами для определения критической температуры и ширины сверхпроводящего перехода отдельных элементов цепочки, т.е. верхних и нижних электродов всех джозефсоновских контактов, а также сверхпроводящих характеристик самих контактов.

В экспериментах, проводимых при помощи НТСЛМ, в качестве источника излучения мы использовали He-Ne лазер мощностью 2 мВт и длиной волны 633 нм. Частоту модуляции интенсивности лазерного луча можно было варьировать в пределах 0–150 кГц, а мощность излучения ослаб-

лять при помощи поляризатора. Оптическая система позволяла фокусировать луч на поверхности образца в пятно диаметром 2–3 мкм. Образец размещался в проточном гелиевом оптическом криостате на медном столике, температура которого поддерживалась в диапазоне 4,2–120 K с точностью 5 мК. В этом же криостате проводились измерения температурных зависимостей сопротивления образцов $R(T)$ и критического тока $I_c(T)$, исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и влияние на образцы СВЧ излучения.

Результаты и обсуждение

Важнейшим параметром, характеризующим качество сверхпроводника, является его критическая температура T_c и ширина перехода в сверхпроводящее состояние ΔT_c. Под воздействием лазерного излучения в сверхпроводнике возникают различные неравновесные процессы, после релаксации которых энергия передается кристаллической решетке и, таким образом, действие лазерного луча сводится в конечном итоге к простому нагреву. Размер перегретой области вокруг лазерного зонда определяется тепловой длиной системы пленка—подложка Λ [11]. Если облучаемый участок образца имеет температуру, лежащую в области сверхпроводящего перехода, то сопротивление этого участка изменяется из-за большой величины dR/dT. В одномерном случае, когда размер возмущенной области 2Λ больше ширины образца, по которому протекает ток плотностью J_b, на его концах возникнет напряжение, определяемое болометрической формулой

$$\delta V(x, T, t) \approx J_b \left\{ d\rho(x, T, J_b)/dT \right\} \Lambda \delta T(x, t) ,$$

где $d\rho(x, T, J_b)/dT$ — изменение проводимости образца с температурой; x — координата лазерного зонда; $\delta T(x, t)$ — величина перегрева; t — время. Из этой формулы видно, что напряжение отклика $\delta V(T)$ пропорционально $d\rho(x)/dT$ при условии неизменности J_b, Λ и δT. Таким образом, измеряя зависимость $\delta V(T)$, можно определить значения T_c и ΔT_c участка образца размером 2Λ при фокусировке лазерного зонда в точке x. Поскольку кривая зависимости $\delta V(T)$ имеет колоколообразную форму, для сравнения локальных характеристик отдельных элементов исследуемых образцов за величину T_c удобно выбрать температуру, при которой наблюдается максимум δV, а ΔT_c определять по ширине этой кривой на уровне 0,5 от максимального значения. Так как размер возмущенной области вокруг лазерного зонда — частотнозависимый параметр, то, изменяя частоту модуляции лазерного излучения, мы можем изменять «степень локальности» наших измерений. В рассматриваемом случае расстояние между контактами в цепочке равно ширине электродов и составляет 40 мкм, поэтому для получения информации о величинах T_c и ΔT_c каждого электрода частота модуляции подбиралась такой, чтобы перегрев происходил по всей площади электрода, т.е. величина 2Λ приблизительно равнялась 40 мкм. Тогда, фокусируя луч в центре каждого электрода, мы модулируем температуру по всей его площади и, таким образом, кривая резистивного отклика, снимаемая на этой частоте модуляции, будет характеризовать его критическую температуру, усредненную по всему облучаемому электроду, и ширину перехода в сверхпроводящее состояние.

Таким способом были измерены значения T_c и ΔT_c верхних и нижних сверхпроводящих электродов для всех джозефсоновских контактов в цепочках. Оказалось, что у всех исследованных образцов качество верхних электродов значительно хуже, чем нижних, что выражается в меньшем значении T_c и большей ширине их сверхпроводящего перехода. Это иллюстрирует рис. 2, на котором для одного из образцов представлены кривые отклика $\delta V(T)$ при фокусировке лазерного луча на нижних (рис. 2,*а*) и верхних (рис. 2,*б*) электродах первого и последнего (24-го) контактов в цепочке соответственно. Видно, что при фокусировке луча на нижних электродах первого и 24-го контактов отклик максимален при температурах соответственно 89,7 и 89,2 K, а ширина переходов равна ~ 1 K. Для верхних электродов T_c ниже (86,2 и 82,4 K для первого и 24-го контактов соответственно), а ΔT_c составляет ~ 7 K. При исследовании образцов обнаружена еще одна особенность: градиент критической температуры пленок электродов вдоль цепочек контактов, составляющий 0,5 K/мм для нижних электродов и 3,8 K/мм для верхних, причем его знак одинаков для верхних и нижних электродов.

Мы определили, что контакты переходят в сверхпроводящее состояние в области температур 50–65 K. Такой разброс температур перехода связан с тем, что градиент T_c электродов сказался и на значениях критической температуры контактов в цепочке, т.е. навязал им соответствующий градиент T_c. Кроме того, оказалось, что контакты, образованные на обращенных к пучку аргона склонах «ramp» ступенек (нечетные контакты в цепочке),

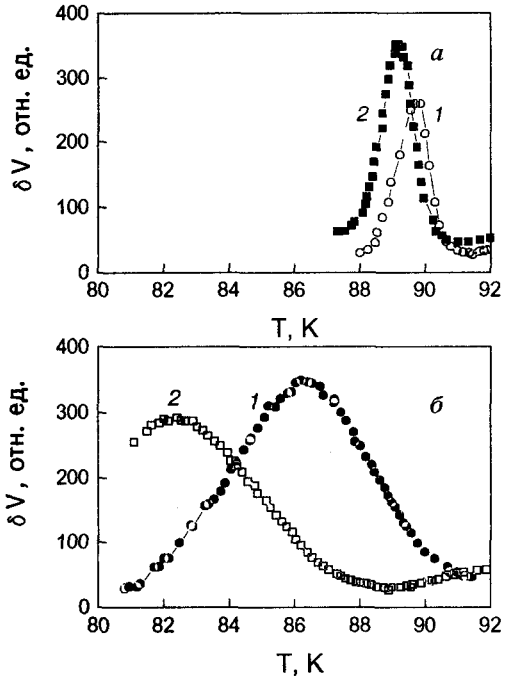

Рис. 2. Кривые резистивного отклика δV образца «Аггау» (ширина «ramp» контактов 20 мкм) при фокусировке лазерного луча на нижних и верхних электродах первого и последнего джозефсоновских контактов в цепочке соответственно: *а* — нижний электрод 1-го контакта (*1*); нижний электрод 24-го контакта (*2*); *б* — верхний электрод 1-го контакта (*1*); верхний электрод 24-го контакта (*2*).

начинают переходить в сверхпроводящее состояние при более высоких температурах, чем другие, в то время как градиент T_c наблюдается для обеих групп контактов. Значение критической температуры каждого контакта мы определяли, как и в случае электродов, фокусируя лазерный луч непосредственно на контактах и измеряя δV в зависимости от температуры. Необходимо отметить,

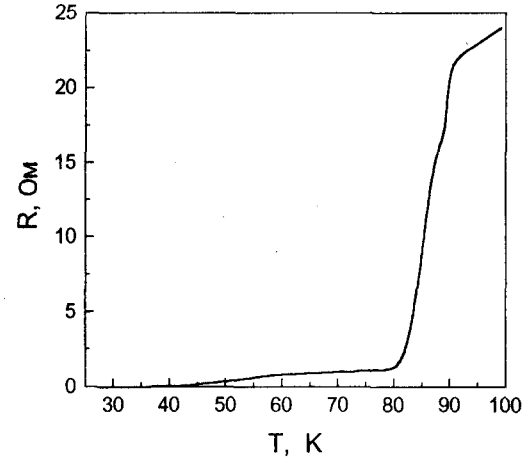

Рис. 3. Зависимость сопротивления образца «Аггау» от температуры. Измерительный ток 40 мкА.

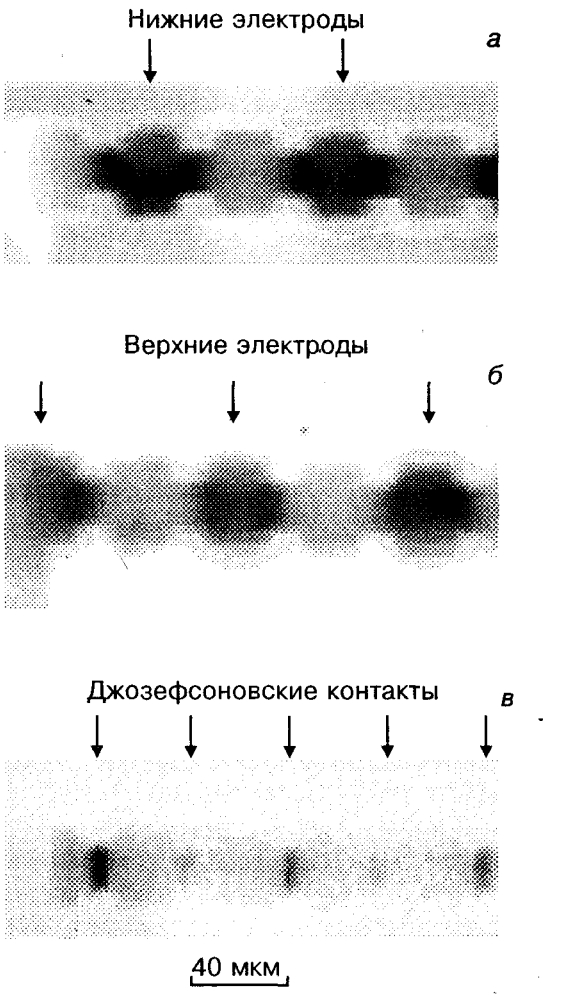

Рис. 4. Полутоновое представление двумерных визуальных образов резистивного отклика участка образца «Аггау» на лазерное излучение при температурах T, К: 89,5 (*а*); 84 (*б*); 65 (*в*). Более темные области соответствуют бо́льшим амплитудам резистивного отклика.

что наблюдаемый градиент T_c сверхпроводящих пленок, из которых изготовлены электроды, не создавался специально и является особенностью только данных образцов. Причины его возникновения нужно искать в нарушении технологических параметров при изготовлении образцов.

Данные измерения позволили однозначно установить, что характерный трехступенчатый вид зависимости $R(T)$, приведенной на рис. 3 для одной из цепочек контактов, связан с тем, что с понижением температуры в сверхпроводящее состояние последовательно переходят нижние и верхние электроды (первые две ступеньки на $R(T)$) и сами джозефсоновские контакты (третья ступенька). Это наглядно демонстрирует рис. 4, на котором в полутоновом представлении приведены двумерные

визуальные образы резистивного отклика части образца на лазерное излучение при температурах 89,5 (рис. 4,*а*), 84 (рис. 4,*б*) и 65 K (рис. 4,*в*). Более темные области на рисунках соответствуют большим амплитудам резистивного отклика $\delta V(x, y)$. Видно, что при температуре 89,5 K отклик максимален на нижних электродах, в то время как верхние еще находятся в нормальном состоянии и отклик на них мал (в меру малости dR/dT). При температуре 84 K наблюдается противоположная картина. В этом случае температура соответствует середине сверхпроводящего перехода верхних электродов и поэтому именно их отклик максимален, в то время как для нижних электродов измерительный ток ниже критического и вклад в отклик они не дают. Наблюдаемая на рис. 4,*а,б* неоднородность $\delta V(x, y)$ в области электродов связана с неравномерным распределением сверхпроводящего тока и критической температуры в плоскости электродов. Такие подробности распределения отклика в областях электродов наблюдаются благодаря тому, что измерения проводились с высоким разрешением (из-за большой частоты модуляции лазерного излучения (f = 40 кГц)).

На рис. 4,*в* продемонстрировано наличие градиента T_c контактов вдоль цепочки: для первого контакта отклик максимален (так как температура 65 K соответствует середине его сверхпроводящего перехода) и уменьшается для третьего и пятого контактов. Амплитуда отклика для второго и четвертого контактов значительно ниже, поскольку их T_c меньше.

При помощи НТСЛМ при различных температурах была измерена величина критического тока каждого контакта в цепочке. Величина I_c облучаемого контакта определялась путем развертки транспортного тока I_b и фиксирования его значения в момент всплеска амплитуды отклика, возникающего при $I_b = (I_c - \delta I_c)$, где δI_c — подавление критического тока вследствие лазерного облучения. Оказалось, что, наряду с наличием градиента I_c контактов вдоль образца, все контакты в цепочках можно объединить в две группы по виду зависимости $I_c(T)$. Для контактов, образованных на ступеньках, которые обращены к пучку Ar^+, она, как правило, имела вид $I_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$, для контактов же, имеющих другую пространственную ориентацию, в основном следовала закону $I_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$.

Критическая температура контактов зависит от степени перекрытия «хвостов» волновых функций в области слабых связей, т.е. определяется величиной параметра порядка в берегах и толщиной джозефсоновских барьеров. С другой стороны, величина критического тока контактов при определенной температуре определяется не только значением T_c и толщиной барьеров, но и однородностью распределения свойств по их ширине. Если джозефсоновские барьеры контактов в цепочке идентичны, то критический ток зависит только от значения их критической температуры и при монотонном изменении T_c с увеличением порядкового номера контакта должен также отражать эту зависимость.

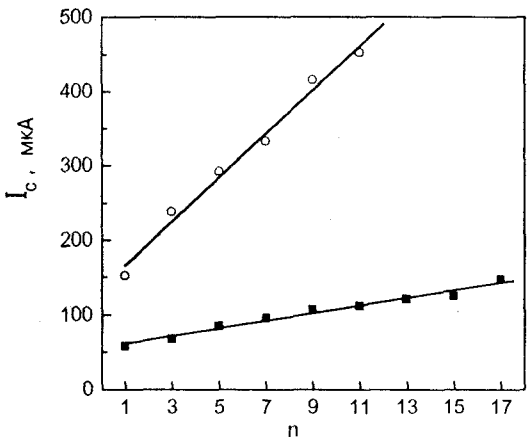

Рис. 5. Зависимость критического тока от порядкового номера контакта n в цепочке для образцов «Array–4» с шириной «ramp» контактов 10 мкм (○) и «Array–7» с шириной «ramp» контактов 4 мкм (■). Контакты образованы на склонах ступенек, обращенных к пучку ионов аргона, T = 20,2 K.

Измерения показали, что для обеих групп зависимости I_c и T_c от порядкового номера контакта монотонны, т.е. каждый последующий контакт в цепочке имеет большее значение I_c и T_c, чем предыдущий. Это иллюстрирует рис. 5, на котором приведены значения критического тока при температуре 20,2 K для шести контактов в цепочке, изготовленных на склонах ступенек, обращенных к пучку ионов аргона. Об однородном распределении свойств контактов по их ширине свидетельствуют также измерения распределения амплитуды резистивного отклика в направлении x, перпендикулярном I_b (рис. 6). Аналогичное распределение $\delta V(x)$ наблюдается для всех исследованных нами «ramp» контактов независимо от их пространственной ориентации. В работе [12] показано, что вблизи I_c при локальном тепловом воздействии на джозефсоновский контакт амплитуда отклика пропорциональна значению локальной плотности критического тока. Поэтому распределение отклика по ширине контакта отражает распределение I_c, а наблюдаемые на рис. 6 максимумы $\delta V(x)$ свя-

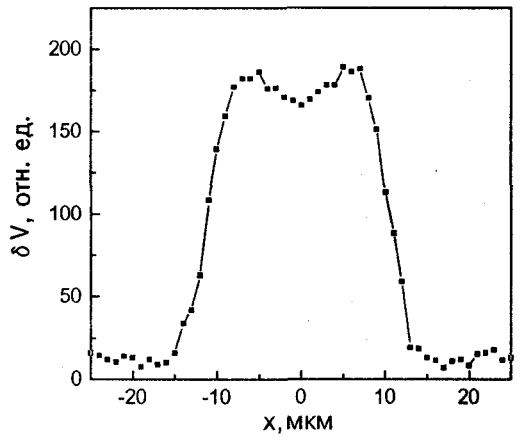

Рис. 6. Зависимость амплитуды резистивного отклика δV от координаты, перпендикулярной направлению I_b для одного из «ramp» контактов шириной 20 мкм в образце «Array», T = 20 K. Начало координат по оси x совпадает с серединой контакта.

заны с большей плотностью сверхпроводящего тока вследствие вытеснения его на края. Полученный результат свидетельствует о том, что по однородности барьеров исследованные нами «ramp» контакты не уступают джозефсоновским ВТСП переходам, изготовленным на бикристаллических подложках, которые по сравнению с другими типами контактов наиболее однородны по плотности критического тока [12].

Вблизи критической температуры вольт-амперные характеристики цепочек «ramp» контактов представляют собой гладкие кривые с рядом особенностей в резистивной области, трансформирующихся с понижением температуры в скачки напряжения (рис. 7), число которых совпадает с числом джозефсоновских контактов в цепочке. На основании полученных при помощи НТСЛМ результатов можно утверждать, что скачки напряжения на ВАХ связаны с последовательным переходом в резистивное состояние отдельных джозефсоновских контактов в цепочках в связи с наличием градиента их I_c. Несмотря на незначительное различие в деталях, при низких температурах ВАХ имеют общие для всех исследованных образцов черты: за скачками напряжения следуют линейные участки с избыточным током I_{exc}, при этом дифференциальное сопротивление каждого последующего линейного участка возрастает приблизительно на одну и ту же величину. Тот факт, что линейные участки на ВАХ наблюдаются для всех контактов в цепочке, свидетельствует о том, что переход в резистивное состояние последующих контактов не изменяет состояние предыдущих, т.е. избыточный ток каждого контакта остается неизменным в большом интервале I_b. Об этом свидетельствует также то, что в резистивной области амплитуда δV отклика контактов на лазерное излучение не зависит от I_b при изменении его величины более чем на порядок (хотя и меньше для четного ряда контактов в цепочке, чем для нечетного). Кроме того, исследование зависимости амплитуды отклика от частоты модуляции лазерного излучения показало, что при больших I_b в отклике присутствует большая неболометрическая компонента, т.е. его амплитуда практически не зависит от частоты.

Вольт-амперные характеристики исследованных образцов, характеризующиеся наличием скачков напряжения и линейных участков с избыточным током, похожи на ВАХ узкого сверхпроводящего канала с центрами проскальзывания фазы (ЦПФ), возникающими при возрастании транспортного тока. Согласно микроскопической теории токового резистивного состояния [14], ЦПФ представляет собой резистивную структуру, в которой в момент скачка фазы параметра порядка на 2π сверхпроводимость локально разрушается и протекает нормальный ток, затем сверхпроводимость восстанавливается. Периодическое повторение этого процесса с джозефсоновской частотой приводит к тому, что в районе ЦПФ возникает неравновесная область, связанная с разбалансом заселенностей электроноподобной и дырочноподобной ветвей энергетического спектра квазичастиц. Размер этой области определяется глубиной проникновения электрического поля $2L_E$, которое приводит к появлению избыточного сопротивления. В этом состоянии усредненная величина сверхпроводящей компонен-

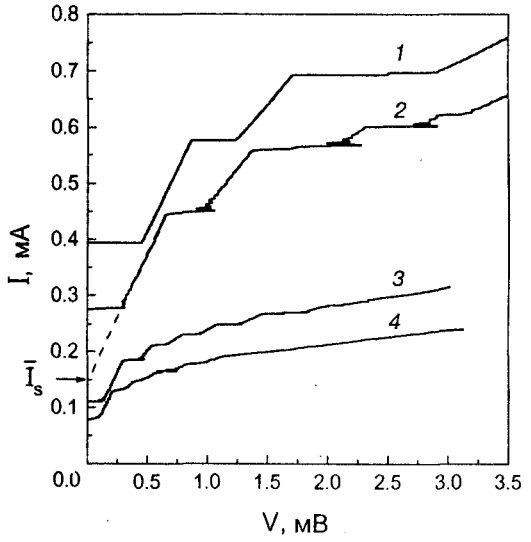

Рис. 7. Вольт-амперные характеристики образца «Array» при различных температурах T, K: 22 (*1*); 32 (*2*); 54 (*3*); 59 (*4*) K.

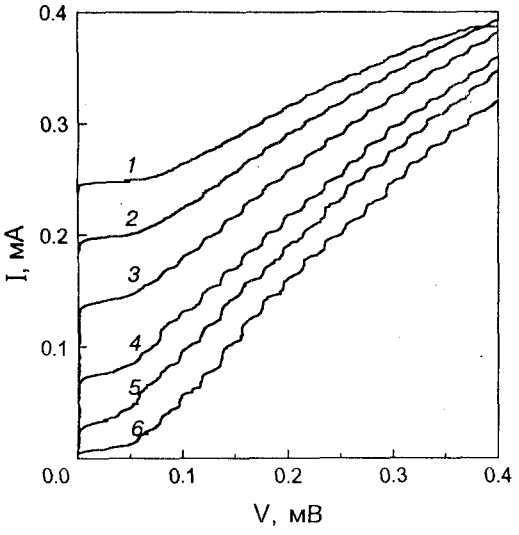

Рис. 8. Вольт-амперные характеристики образца «Аггау–2» (ширина «ramp» контактов 20 мкм) при температуре T = = 20,2 К и различных уровнях затухания СВЧ излучения частотой 9,7 ГГц: 13 (*1*); 11 (*2*); 9 (*3*); 7 (*4*); 6 (*5*); 5 (*6*) дБ.

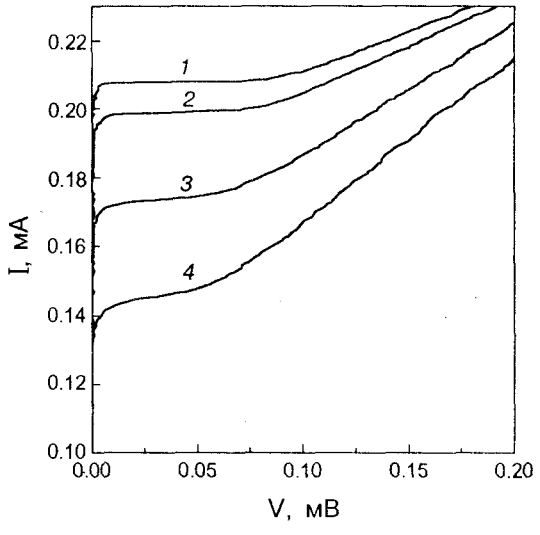

Рис. 10. Вольт-амперные характеристики образца «Аггау» при температуре T = 26,9 К и различных уровнях затухания мощности СВЧ облучения частотой 9,7 ГГц; 17 (*1*); 16 (*2*); 14 (*3*); 12 (*4*) дБ.

ты транспортного тока (т.е. I_{exc}) неизменна, а увеличение I_b происходит за счет его нормальной составляющей. О том, что подобное состояние реализуется в исследованных нами «ramp» контактах свидетельствуют результаты, полученные при воздействии на образцы СВЧ облучения ($f \approx 9{,}7$ ГГц). При определенном уровне СВЧ мощности на первом линейном участке ВАХ появляется сразу множество токовых ступенек при напряжениях, соответствующих соотношению Джозефсона (рис. 8). При этом, в отличие от контактов с синусоидальной ток-фазовой зависимостью, критический ток линейно уменьшается с увеличением $P^{1/2}$ (рис. 9), а его величина и высота ступенек не осциллируют

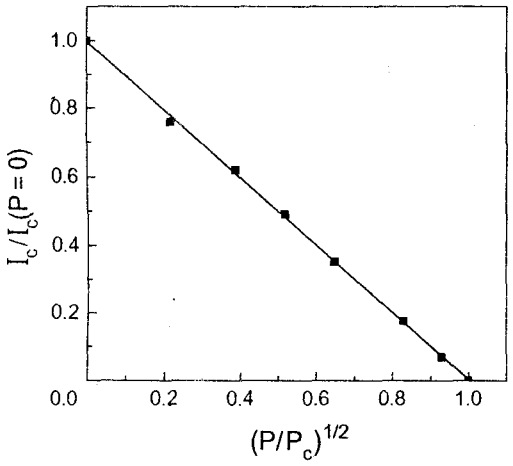

Рис. 9. Зависимость критического тока от корня квадратного из мощности СВЧ излучения частотой 9,7 ГГц для образца «Аггау– 2», T = 20,2 К.

при дальнейшем увеличении мощности облучения. Это подтверждает динамическую природу резистивного состояния, в котором находится образец, и свидетельствует о неоднозначности ток-фазовой зависимости, что приводит к отклонению от «классического» джозефсоновского поведения [15].

Важным результатом также является уменьшение дифференциального сопротивления линейных участков ВАХ с ростом СВЧ мощности, наблюдаемое для всех исследованных нами образцов (рис. 10). Объяснить этот результат можно тем, что СВЧ излучение оказывает распаривающее воздействие, сокращая время релаксации квазичастиц и уменьшая глубину проникновения электрического поля и соответственно величину избыточного сопротивления. Из величины L_E могут быть рассчитаны времена релаксации функции распределения квазичастиц, являющиеся важными параметрами в теории неравновесной сверхпроводимости. Однако отсутствие информации об удельном сопротивлении резистивной области вследствие сложной геометрии образцов исключает возможность определения L_E в наших экспериментах.

Полученные нами температурные зависимости критического тока и тока отсечки контактов являются дополнительным подтверждением того, что в исследованных образцах, как и в узких сверхпроводящих каналах, имеют место процессы проскальзывания фазы. На рис. 11 для нескольких образцов представлены температурные зависимости тока отсечки, линейные в широком температурном интервале, что характерно не только для низкотем-

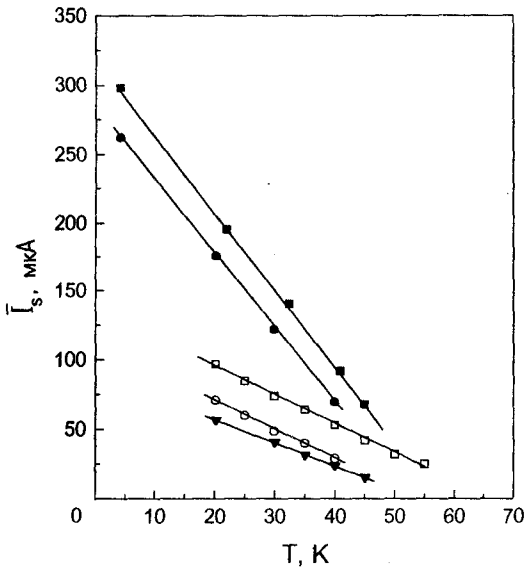

Рис. 11. Зависимости тока отсечки от температуры для образцов с шириной джозефсоновских переходов 20 мкм («Array» (■), «Array–2» (●)) и 10 мкм («Array–4» (▼), «Array–5» (○), «Array–6» (□)).

пературного сверхпроводящего канала [16], но и для высокотемпературного [13]. Кроме того, контакты, ВАХ которых представлены на рис. 8, 10, имеют зависимость $I_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$, характерную для тока распаривания Гинзбурга—Ландау для узкого сверхпроводящего канала вблизи T_c. В нашем случае эта зависимость наблюдается в широком температурном диапазоне (4,2–45 K), а ширина контактов намного превышает длину когерентности $\xi(T)$ ВТСП материала. Наличие узкого сверхпроводящего канала, однако, не является необходимым условием для реализации процессов проскальзывания фазы в сверхпроводнике. Это подтверждают результаты работы [17], в которой наблюдались линии проскальзывания фазы в широких оловянных полосках, и данные, полученные другими авторами при исследовании массивной ВТСП керамики [13] и широких ВТСП тонкопленочных мостиков [18].

Заключение

Таким образом, в данной работе при помощи НТСЛМ измерены локальные значения сверхпроводящих параметров (T_c, ΔT_c, I_c) отдельных элементов таких сложных многослойных структур, какими являются цепочки ВТСП джозефсоновских переходов «ramp» типа. Преимуществом данного метода, в частности, является то, что измерения производятся в уже готовой структуре, при этом отпадает необходимость изготовления потенциальных отводов от каждого изучаемого элемента.

Нами установлено, что для всех исследованных образцов качество нижних тонкопленочных ВТСП электродов лучше, чем верхних, т.е. ряд технологических операций, проводимых после напыления нижней ВТСП пленки, приводят к ухудшению свойств верхнего электрода. Обнаружено, что вдоль цепочек существует градиент T_c верхних и нижних электродов, а также критической температуры и тока самих «ramp» контактов. Это позволило объяснить наблюдающиеся на ВАХ скачки напряжения, которые возникают вследствие того, что, обладая при фиксированной температуре градиентом I_c, контакты в цепочке с увеличением транспортного тока переходят в резистивное состояние последовательно. Измерения показали, что свойства четных и нечетных контактов в цепочках различны, что отражается на зависимости $I_c(T)$ и взаимодействии с лазерным излучением. Причины такого различия следует искать в технологических особенностях изготовления данных образцов: четные и нечетные контакты в цепочках имеют разную пространственную ориентацию по отношению к пучку ионов аргона, которыми производится травление барьерного PBCO слоя, что, по-видимому, сказывается на свойствах PBCO барьеров. Несмотря на наличие градиента T_c, барьеры для различных «ramp» контактов в каждой группе практически идентичны, а по однородности распределения критических параметров по ширине барьеров они не уступают лучшим слабым связям, изготовленным на бикристаллических подложках.

Нами доказано существование неравновесной области вокруг «ramp» контактов, возникновение которой связано с процессами проскальзывания фазы. Динамическая природа наблюдаемого резистивного состояния подтверждается результатами, полученными при воздействии на образцы СВЧ излучения.

Полученные результаты являются важными не только с точки зрения понимания физических процессов, происходящих в «ramp» контактах, но и для совершенствования технологии их изготовления. С другой стороны, представляет интерес возможность практического использования таких образцов. В частности, наличие градиента критического тока контактов вдоль цепочек, неболометрический характер их резистивного отклика и отсутствие зависимости δV от величины I_b в большом интервале токов можно использовать при создании коммутируемых током линеек чувствительных элементов приемников излучения.

Работа выполнялась в рамках сотрудничества с Университетом Твенте (Нидерланды) и была поддержана Нидерландским научным обществом (NWO) и Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий.

Авторы благодарны Dr. E. M. C. M. Reuvekamp, предоставившему образцы для исследований.

1. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, МГУ, Москва (1978).
2. R. H. Koch, C. P. Umbach, G. J. Clark, P. Chaudhari, and R. B. Laibowitz, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 200 (1987).
3. J. E. Zimmerman, J. A. Beall, M. W. Cromar, and R. H. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 617 (1987).
4. B. Hauser, M. Diegel, and H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 844 (1988).
5. R. H. Koch, W. J. Gallagher, B. Bumble, and W. J. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 951 (1989).
6. R. H. Koch, W. J. Gallagher, V. Foglietti, B. Oh, G. Koren, R. B. Laibowitz, A. Gupta, and W. Y. Lee, *Preprint*.
7. J. Gao, W. A. M. Aarnink, G. I. Gerritsma, D. Veldhuis, and H. Rogalla, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3062 (1991); J. Gao, B. Hauser, and H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* **67**, 2512 (1990).
8. E. M. C. M. Reuvekamp, P. A. A. Booi, M. A. J. Verhoeven, G. J. Gerritsma, and H. Rogalla, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2621 (1993).
9. E. M. C. M. Reuvekamp, G. J. Gerritsma, D. Terpstra, M. A. J. Verhoeven, and H. Rogalla, *Applied Superconductivity*, H. C. Freyhardt (ed.), Proc. EUCAS, Gottingen, Germany, October 1993, vol. 2, p. 1231.
10. И. М. Дмитренко, П. А. Гриб, А. Г. Сиваков, О. Г. Турутанов, А. П. Журавель, *ФНТ* **19**, 369 (1993).
11. И. М. Дмитренко, А. П. Журавель, А. Г. Сиваков, О. Г. Турутанов, И. Н. Чуканова, *ФНТ* **19**, 1055 (1993).
12. R. Gerdemann, K. D. Husemann, L. Alff, A. Beck, B. Elia, W. Reuter, M. Siegel, *J. Appl. Phys.* **76**, 8005 (1994).
13. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 249 (1993).
14. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, *УФН* **142**, 435 (1984).
15. K. K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
16. В. М. Дмитриев, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, *ФНТ* **19**, 764 (1993).
17. В. Г. Волоцкая, И. М. Дмитренко, А. Г. Сиваков, *ФНТ* **4**, 347 (1984).
18. Р. Б. Акопян, С. Г. Геворкян, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1255 (1990).

Spatial distribution of superconducting parameters and peculiarities of behavior of arrays of HTS Josephson junctions

A. V. Lukashenko, A. G. Sivakov, A. P. Zhuravel', O. G. Turutanov, and I. M. Dmitrenko

The arrays of ramp-type HTS Josephson junctions connected in series are studied. The local values of critical temperature and current of both electrodes and Josephson junctions in arrays are measured using low-temperature scanning laser microscope. The top and bottom electrodes are found to differ in quality, featuring a gradient of the critical temperature that causes the gradient of critical temperature and current of Josephson junctions along the array. The current-voltage characteristics, also under the microwave irradiation, as well as the temperature dependences of resistance, critical and excess currents are studied. The existence of a non-equilibrium region in the vicinity of the ramp junctions associated with phase slip processes is proved.