

Разрушение током сверхпроводящего состояния в трехмерной решетке слабосвязанных гранул индия в опале

© С.Г. Романов, Д.В. Шамшур

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: D.Shamshur@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 21 мая 1999 г.)

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) композита металл–диэлектрик, представляющего собой гранецентрированную кубическую решетку большого числа слабосвязанных наногранул индия, стабилизированную в структурных полостях опала, исследованы в области резистивного состояния вблизи температуры сверхпроводящего перехода (T_c). Отклик на СВЧ-облучение был использован для характеристики резистивного состояния композита. На основе сравнительного изучения ВАХ и отклика композита на СВЧ-излучение был сделан вывод о сверхпроводимости слабых связей в области критического тока (I_c) композита как целого. Переход слабых связей в резистивное состояние происходит при токах, непосредственно предшествующих переходу композита из резистивного в омическое состояние. На основе морфологии предложена модель резистивности композита индий-опал как состояния, в котором диссипация энергии происходит из-за квазидискретного (в силу квантования магнитного потока на контурах $3M$ решетки многосвязных гранул) перераспределения транспортного тока по сечению композита.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке фонда Сороса (грант N R53000); НТП "Сверхпроводимость" (проект № 96099) и РФФИ (проект № 99-02-18156).

Построение регулярных пространственных ансамблей из множества одинаковых наноструктур представляет собой конструирование материалов, функциональные характеристики которых заимствованы у низкоразмерных объектов, а энергетические параметры достигают значений, соответствующих рабочей области электронных приборов микроскопических размеров [1]. Помимо расширения области значений рабочих токов и напряжений в транспортных свойствах решетки взаимодействующих наноструктур возможно проявление коллективных эффектов. Примером наноструктурированного сверхпроводника является пространственная решетка джозефсоновских контактов, которая представляет собой дискретную систему с нелинейной динамикой. Понимание физики подобных сверхпроводников, в частности их взаимодействия с электромагнитным полем, остается до настоящего времени полуэмпирическим [2], что определяет актуальность исследования гранулированных сверхпроводников с известной субмикронной структурой.

Регулярную джозефсоновскую среду можно рассматривать и как решетку слабых связей, и как решетку замкнутых контуров, в зависимости от характера рассматриваемых явлений, таких, например, как взаимодействие с СВЧ-излучением или движение магнитного потока.

Реакция джозефсоновской системы на электромагнитное излучение двояка. С одной стороны, параметр порядка, критическая температура и критический ток сверхпроводника увеличиваются под действием микроволнового излучения за счет искажения функции распределения нормальных электронов относительно равновесного состояния [3]. С другой стороны, имеет место детектирование микроволнового излучения, в результате

чего возрастает постоянный ток, переносимый в системе. Специфика отклика джозефсоновской системы, смещенной током в резистивное состояние, на микроволновое излучение определяется возможностью резонанса его с собственной частотой осцилляций параметра порядка в слабых связях. Такой резонанс найден в естественных сверхрешетках слабых связей [4] и в специально сконструированных джозефсоновских решетках [5]. Для резонансной реакции джозефсоновской среды на приложенное возмущение необходима когерентность изменения фазы параметра порядка в отдельных контактах [6], поэтому степень синхронизации отдельных контактов является важным параметром системы контактов.

Динамика магнитного потока в сверхпроводящей системе определяет критические параметры системы. Введение структурной неоднородности, соизмеримой с глубиной проникновения магнитного поля, повышает верхнее критическое поле системы, а упорядочение неоднородности в пространстве, например образование $2M$ решетки сверхпроводниковых наноструктур, расширяет возможность управления свойствами ансамбля за счет использования эффекта соразмерности решетки магнитных вихрей и решетки наноструктур [7].

Создание $3M$ ансамблей наноструктур до настоящего времени остается нетривиальной задачей для традиционной нанотехнологии, однако эта задача в определенной мере была решена с использованием синтетического опала в качестве матрицы для заполнения сверхпроводящим металлом [8–10]. Композит сверхпроводник–опал является модельным объектом для изучения поведения $3M$ джозефсоновских сред в силу определенности и управляемости геометрии системы. Такие упорядоченные нанокompозиты продемонстрировали ряд необычных

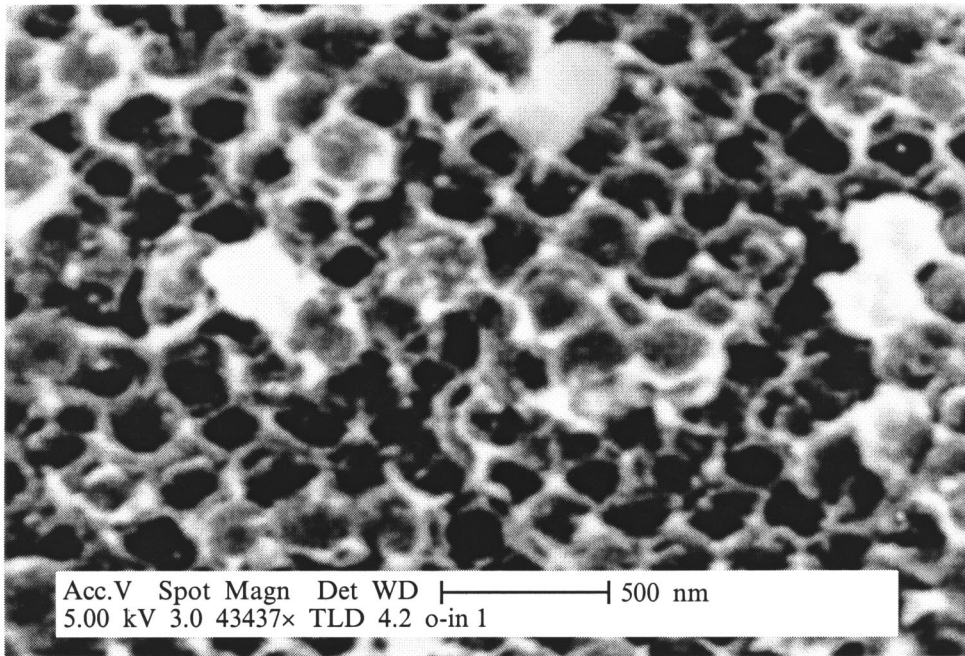


Рис. 1. Электронно-микроскопические снимки композита In-опал. Светлый контраст соответствует металлу, темный — диэлектрику.

свойств. Например, аномальный гистерезис ВАХ, т.е. ситуация, когда критический ток обратной ветви ВАХ I_{cd} значительно превосходит критический ток I_{ci} прямой ветви [9]; дискретность проникновения магнитного поля в решетку [11]. В то же время с точки зрения интерпретации, поведение $3M$ ансамблей отличается большей сложностью, чем $2M$, и остается пока малоисследованной областью, в особенности в отношении коллективных эффектов.

Настоящая статья посвящена экспериментальному изучению резистивного состояния упорядоченной решетки большого числа слабосвязанных сверхпроводниковых гранул индия в опале (In-опал) при различных токах и под воздействием микроволнового излучения.

1. Материал и техника эксперимента

Опал — это регулярная пространственная упаковка одинаковых силикатных шаров, имеющая свободные полости между касающимися шарами. В гранцентрированной (ГЦК) упаковке шаров присутствуют полости двух типов: октаэдрические с характерным размером $d_O = 0.41D$ (O -гранулы) и тетраэдрические с $d_T = 0.23D$ (T -гранулы), которые соединяются через каналы наименьшим сечением $d_b = 0.15D$, где D — диаметр шара [12]. В настоящей работе был использован опал с $D = 260$ nm. Для увеличения отношения $d_{O,T}/d_b$ было проведено 80 циклов молекулярного наслаивания TiO_2 [13]. После этого пористая матрица была заполнена полностью расплавом индия под давлением [12,13]. Электронно-микроскопические снимки (рис. 1) показали,

что металл в опале образует непрерывную регулярную $3M$ сеть в пространстве между диэлектрическими шарами. В сечении сеть металла имеет вид правильной решетки замкнутых контуров, включающих в себя гранулы металла, соединенные между собой мостиками меньшего, чем гранулы, сечения. Тонкая структура гранул и мостиков, образуемых наполнителем в опале, обсуждена в работе [14].

Образец представлял собой брусок размером $5 \times 1 \times 0.5$ mm³ с локальной прорезью для уменьшения толщины до 0.25 mm в середине. На широкую грань были электрохимически осаждены четыре полоски серебра, к которым были подпаяны токоподводящие проводники. Измерения ВАХ проводили четырехконтактным методом в режиме источника тока. СВЧ поле частотой 1.2 GHz было подведено коаксиальным кабелем. Элементом связи служила петля индукции, замыкающая кабель и обходящая вокруг образца. Направленный ответвитель создавал режим бегущей волны. СВЧ сигнал мощностью 50 mW на выходе генератора имел импульсную модуляцию частотой 8 kHz. Использование магнитной компоненты СВЧ поля для возбуждения образца было выбрано для повышения эффективности связи с низкоомным образцом, потери мощности составляли до 50 dB из-за рассогласования импедансов. Отклик на СВЧ-излучение $\Delta V_{res}(V)$, где V — постоянное напряжение смещения, снимаемое с потенциальных контактов, представлял собой переменный сигнал с частотой модуляции СВЧ, регистрируемый после усиления селективным вольтметром с помощью синхронного детектора. Экранирования от магнитного поля Земли не было.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 2, *a* показаны ВАХ образца In-опал, снятые при $T = 3.45$ и 3.4 К, соответствующие режимам проводимости с $I_c = 0$ и $I_c > 0$. На ВАХ, снятой при $T = 3.4$ К (кривая 1), можно выделить резистивную и омическую области критического тока. Ток обратной ветви ВАХ I_{cd} примерно на 30% превосходит ток прямой ветви I_{cu} , однако функциональная зависимость $I(V)$ не изменяется. Отметим, что ВАХ в области резистивного состояния необратима в каждой ее точке, т.е. величина тока зависит от предыстории изменения тока. Первая производная ВАХ (рис. 2, *b*) показывает, что основная область нелинейности ВАХ приходится на начальный участок.

ВАХ при $T = 3.45$ (кривая 2 на рис. 2, *a*) также характеризуется слабой нелинейностью. Оценка размерно-обусловленного увеличения T_c в мостиках In с использованием эмпирической зависимости $T_c = 3.41 + 5.1/d$ [15], где температура в градусах К, а диаметр — в нанометрах, дает значение $T_c = 3.75$ К для $d = 15$ nm. Применимость данной формулы к определению критической температуры In в опале была рассмотрена в [16]. Эта оценка позволяет предположить наличие флуктуационной сверхпроводимости в решетке

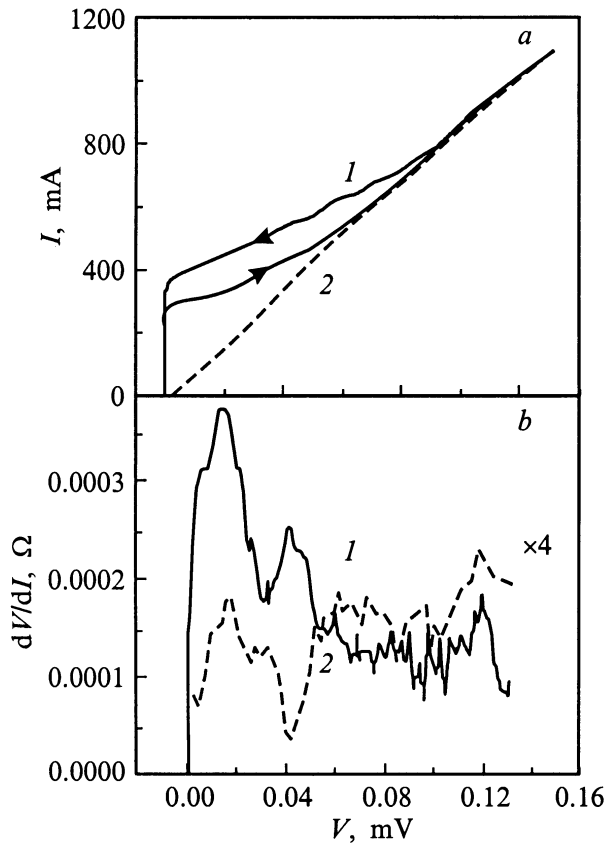


Рис. 2. *a* — ВАХ In-опал при $T = 3.40$ (1) и 3.45 К (2), *b* — первые производные ВАХ, кривая для 3.45 К приведена с увеличением.

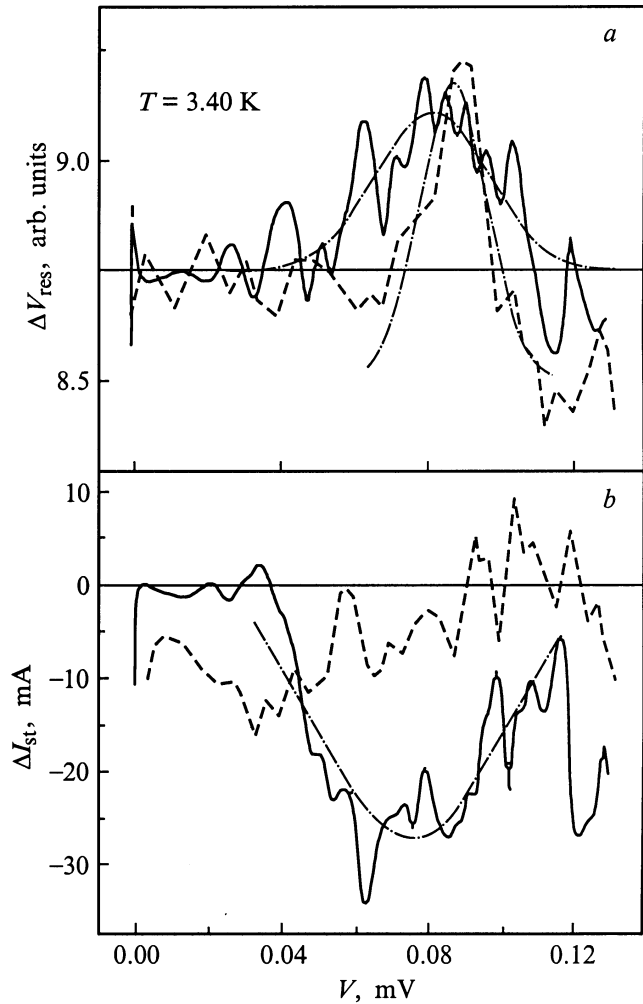


Рис. 3. *a* — СВЧ-отклик на прямой (сплошная линия) и обратной (штриховая линия) ветвях ВАХ. Контуры кривых, соответствующие распределению Гаусса, показаны штрихпунктирными линиями. *b* — разность ВАХ прямого хода без и под СВЧ-облучением (сплошная линия), то же на обратной ветви (штриховая линия). Штрихпунктирная линия — гауссовский контур. $T = 3.40$ К.

гранул при данной температуре. В этом режиме ВАХ прямого и обратного хода совпадают.

На рис. 3, *a* и 4, *a* показаны зависимости $\Delta V_{res}(V)$ для тех же температур. При $T = 3.4$ К пик СВЧ-отклика приходится на область ВАХ, не имеющую резко выраженной нелинейности и расположенную как раз перед началом омического участка.

Изменение статической ВАХ под действием внешнего источника СВЧ излучения $\Delta I_{st}(V)$ было найдено непосредственным вычитанием ВАХ под СВЧ облучением из исходной ВАХ (рис. 3, *b* и 4, *b*). При $T = 3.4$ К в некоторой области токов $\Delta I_{st}(V) < 0$, что соответствует увеличению токонесущей способности конденсата под действием внешнего СВЧ-поля. Воспроизводимость эффекта для ВАХ с критическим током при изменении температуры дает основание предположить, что имеет ме-

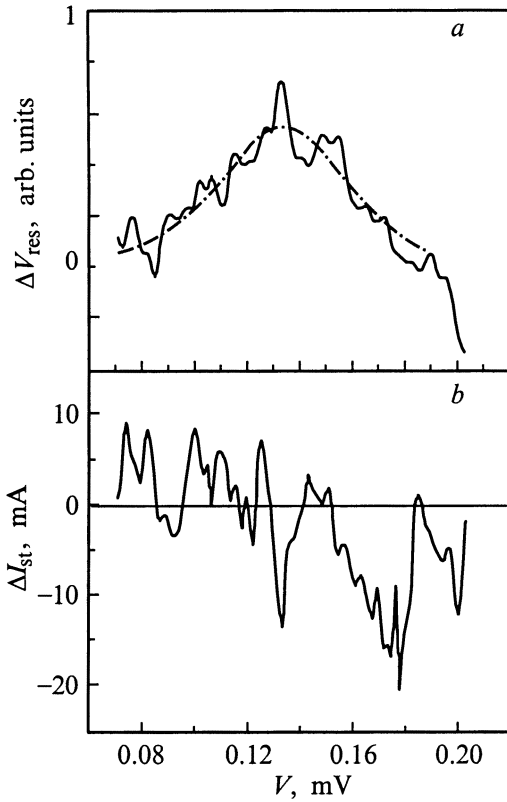


Рис. 4. *a* — СВЧ-отклик (сплошная линия). Штрихпунктирная линия — гауссовский контур. *b* — разность ВАХ прямого хода без и под СВЧ-облучением. $T = 3.45$ К.

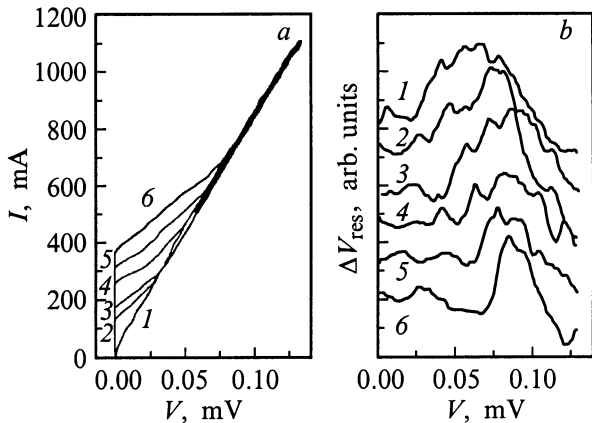


Рис. 5. Семейство ВАХ (*a*) и СВЧ-отклики (*b*) при различных температурах. T , К: 1 — 3.45, 2 — 3.43, 3 — 3.42, 4 — 3.4, 5 — 3.38 и 6 — 3.36 К.

сто стимуляция сверхпроводимости (критического тока или параметра порядка, что несущественно в контексте данного эксперимента) под действием СВЧ-облучения. Например, для ВАХ без критического тока при СВЧ-облучении знак $\Delta I_{st}(V)$ случайным образом меняется при изменении температуры и тока смещения (рис. 4, *b*). Из семейств ВАХ (рис. 5, *a*, ветви обратного хода не показаны) и соответствующих им откликов (рис. 5, *b*),

снятых при различных температурах, получены зависимости $I_c(T)$ (рис. 6, *a*). При обработке зависимостей СВЧ-отклика $\Delta V_{res}(V)$ и эффекта облучения на статическую ВАХ $\Delta I_{st}(V)$ в целях единообразия при определении положения пика была использована аппроксимация пика гауссовским распределением. Температурная зависимость тока $I_m(T)$, соответствующего максимуму СВЧ-отклика на рис. 5, *b*, показана на рис. 6, *a*, а зависимость положения максимума пика добавочного тока вследствие СВЧ-облучения $I_{st}(T)$ приведена на рис. 7.

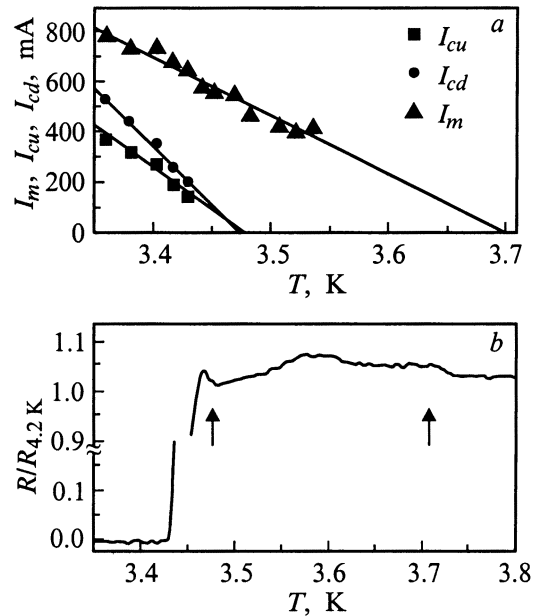


Рис. 6. *a* — зависимости критического тока прямой и обратной ветви ВАХ, а также тока максимума СВЧ-отклика от температуры. *b* — резистивный переход In-опал, стрелки показывают положение температур переходов, экстраполированных по рис. 6, *a*.

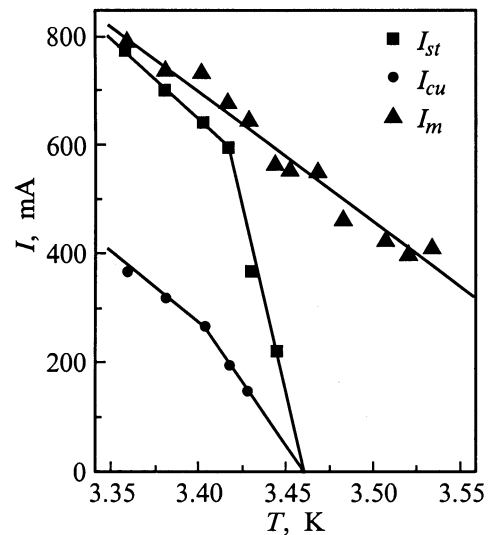


Рис. 7. Зависимости тока максимума стимулированного тока, максимума СВЧ-отклика и критического тока от температуры.

3. Вольт-амперные характеристики

In-опал представляет собой ГЦК решетку наноструктур типа гранула–мостик–гранула. Под резистивным состоянием такой наноструктуры мы будем понимать состояние, когда текущий ток превосходит критический ток мостика.

ВАХ композита In-опал (рис. 2, *a*) с $I_c > 0$ хорошо описывается соотношением $V = (I^2 - I_c^2)^{0.7}$. Такая гиперболическая ВАХ характерна для одиночного резистивно-шунтированного джозефсоновского мостикового контакта [17]. С другой стороны, такой же характер ВАХ наблюдался на пленке сверхпроводника с правильной решеткой центров пиннинга в случае соизмеримости решетки магнитных вихрей и центров пиннинга [18]. Для 2M решетки джозефсоновских контактов гиперболическая форма ВАХ соответствует случаю контактов с нулевым параметром МакКамбера [19], т.е. мостикам с очень малым сопротивлением и емкостью. Очевидно, гиперболическости ВАХ еще недостаточно для определения механизма ее формирования. Однако форма ВАХ дает основания предположить, что система гранул In в опале регулярна не только в смысле геометрических размеров, но и с точки зрения параметров межгранулярных связей и/или контуров.

Зная сопротивление образца и его геометрическое сечение, можно сделать оценку сопротивления отдельного мостика в нормальном состоянии вблизи температуры перехода $R_i \approx 0.5\Omega$. Эти мостики обладают большой прозрачностью и к ним применимо классическое описание проводимости [20,21]. В общем случае проводимость отдельных мостиковых контактов при $I > I_c$ может быть описана в рамках модели многократного андреевского отражения [21]. Однако непосредственное приложение данной теории к переносу заряда в решетке многосвязных наногранул невозможно в силу того, что гранулы сами имеют размер, сравнимый с длиной когерентности ξ и много меньший, чем длина релаксации квазичастиц.

В качестве исходного приближения мы классифицируем мостики между соседними гранулами как короткие ($L < 100$ nm) и узкие сужения переменного сечения (минимальное сечение $d_b \sim 15$ nm) между сверхпроводящими берегами. Длина контакта много меньше ξ , которая в массивном In составляет $\xi_0 = 360$ nm. Было показано, что если отношение ширины сужения джозефсоновского мостика к длине когерентности мало ($d/2\xi \ll 1$), то размер области, в которой параметр порядка подавлен, сравним с минимальной шириной сужения и не зависит от длины когерентности [22]. Очевидно, что это соотношение выполняется для наноструктур In в опале. Соотношение ток-фаза для таких мостиков чисто синусоидальное, как и в случае туннельных контактов. Предположив, что критический ток решетки определяется разрушением сверхпроводящего состояния в мостиках, следует учесть, что плотность критического тока в мостике растет с уменьшением его

диаметра $j_{ci} \sim \xi/d$ [22] и должна превышать критический ток массивного сверхпроводника. Однако оценка плотности критического тока в мостике j_{ci} , исходя из $I_c = 280$ mA (прямая ветвь ВАХ, $T = 3.4$ K) и числа мостиков, включенных параллельно в сечении образца $N \approx 4 \cdot 10^6$, дает $j_{ci} \approx 10^8$ A/m², что по порядку величины близко к критическому току массивного In. С другой стороны, $d_{0,T} < \xi$, поэтому гранулы не могут выступать как массивные берега, и тогда их критические параметры зависят от состояния мостиков. Это означает, что разность критических токов гранул и мостиков не может быть велика.

Экспериментальная зависимость $I_c(T)$ близка к линейной (что согласуется с выводом $I_c \sim 1 - T/T_c$ [22] для коротких узких мостиков), однако имеет слабый излом при $T \approx 0.9T_c$, характерный для композитов сверхпроводник–опал (см., например, [10,23]), который, по-видимому, связан с корреляцией между ξ и параметром решетки. Критическая температура, определенная по пересечению асимптотик $I_c(T)$ с осью T , одинакова для прямой и обратной ветвей ВАХ $T_{c1} = 3.45$ K (рис. 6, *a*), из чего можно предположить, что механизм резистивности одинаков на обеих ветвях ВАХ.

Набор данных, обсужденный выше, дает противоречивую картину резистивного состояния: (i) ВАХ решетки имеет значительную по току область резистивного состояния, в то время как критические токи гранул и мостиков должны быть близки; (ii) разрушение сверхпроводимости в мостике током не дает оснований для появления аномального гистерезиса ВАХ; (iii) I_c решетки в пересчете на один мостик много меньше разрешенного по геометрии тока. Для того чтобы снять эти противоречия, необходимо принять во внимание взаимодействие отдельных наноструктур между собой.

4. СВЧ-отклик

Отклик композита In-опал на СВЧ-излучение не может быть результатом ни классического детектирования, поскольку зависимость $\Delta V_{res}(V)$ не пропорциональна $dV(I)/dI$, ни частотно-селективного джозефсоновского детектирования, так как положение максимума $\Delta V_{res}(V)$ изменяется с температурой при неизменной частоте облучения. Наиболее вероятно, что наблюдаемый отклик является широкополосным джозефсоновским откликом. Для детектирования по этому механизму необходимо присутствие в ансамбле мостиков в резистивном состоянии.

Наблюдаемые отклики $\Delta V_{res}(V)$ качественно схожи между собой во всем исследованном диапазоне температур и токов. Единственный параметр, который изменяется последовательным образом, — это ширина области СВЧ-отклика. В случае ВАХ с $I_c = 0$ СВЧ-отклик присутствует при любом токе в области резистивности (рис. 4). В случае ВАХ с $I_c > 0$ ширина пика монотонно

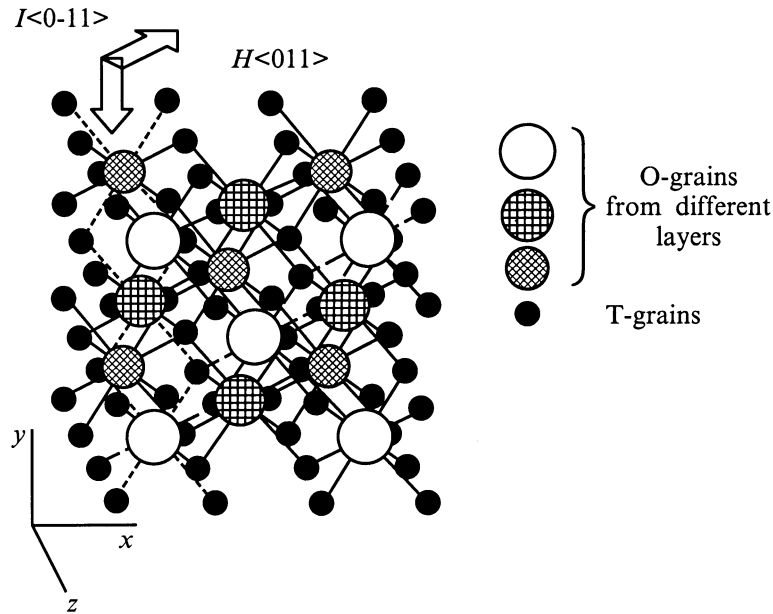


Рис. 8. Схематическое изображение структуры токоведущих путей в решетке In-опал. Штриховкой выделены *O*-гранулы, принадлежащие удаленным от плоскости рисунка плоскостям (110). Показано, что ток в направлении [011], протекая по пути, отмеченному пунктиром, создает магнитное поле в направлении [011] за счет обхода контуров.

сужается с понижением температуры (рис. 5, *b*) в противоположность расширению области резистивности ВАХ по напряжению. Отметим, что ширина области отклика на обратной ветви ВАХ несколько уже, чем на прямой ветви (рис. 3, *a*).

На основании этих аргументов мы полагаем, что максимум СВЧ-отклика соответствует току, при котором относительно большая доля мостиков находится в резистивном состоянии. Полагаем, что в области отклика $\Delta V_{res}(V)$ соотношение $I_{cbridge} < I < I_{cgrain}$ справедливо по крайней мере для части мостиков. Сжатие области отклика при понижении температуры указывает, что $I_{cbridge} \rightarrow I_{cgrain}$ в соответствии с выводом, сделанным из анализа структуры мостиков.

Критическая температура $T_{c2} = 3.7$ К, определенная по асимптотике зависимости $I_m(T)$, превышает $T_{c1} = 3.45$ К, найденную по асимптотикам $I_c(T)$ (рис. 6, *a*), т. е. имеются две ступени перехода в сверхпроводящее состояние. Покажем, что различие заключается в состоянии слабых связей. Из сравнения T_{c1} и T_{c2} с кривой резистивного перехода $R(T)$ (рис. 6, *b*) видно, что первая из них соответствует температуре резистивного перехода, а вторая — началу участка флуктуаций сопротивления (обсуждение $R(T)$ проведено в [24]). В области температур между T_{c1} и T_{c2} ВАХ имеет заметную нелинейность (рис. 2, *b*). Очевидно, что в режиме флуктуационного спаривания в решетке присутствуют *S*- и *N*-области, границы между которыми и обуславливают наличие СВЧ-отклика.

В случае резистивного состояния мостиков осциллирующий ток квазичастиц одного мостика с необходимостью модулирует ток, переносимый через соседний мо-

стик, т. е. осцилляции напряжения (параметра порядка) в соседних мостиках синхронизованы за счет инжекции квазичастиц. В то же время разветвление путей протекания тока (рис. 8) может осуществлять перекрестную синхронизацию решетки в целом. В решетке идентичных мостиков эффект синхронизации был бы очень силен. В случае наличия дефектов решетки происходит сбой синхронизации, причем количество мостиков, рассинхронизованных одним дефектом, зависит от длины пробега квазичастиц. В исследованном случае малость амплитуды отклика и отсутствие острых пиков при изменении напряжения на образце свидетельствует о нескоррелированности по фазе осциллиций квазичастичного тока. Таким образом, упорядоченная по отношению к низкочастотным процессам решетка слабосвязанных гранул представляет собой так называемое джозефсоновское стекло по отношению к высокочастотным процессам.

Из анализа СВЧ-отклика In-опал следует, что критический ток решетки определяется механизмом, не связанным с разрушением сверхпроводимости мостиков, а переход мостиков в резистивное состояние происходит при токах, значительно превышающих критический ток решетки.

5. Распределение тока по решетке

Плотная упаковка гранул в решетке (постоянная решетки $f = \sqrt{2}D \cong 360 \text{ nm} \sim \xi$) позволяет дать описание вихревой динамики в In-опал как в континуальном, так и в дискретном вариантах. Континуальный подход был использован в [25], где решетка вихрей Абрикосова и

решетка гранул были рассмотрены как несоизмеримые фазы, однако ВАХ не были описаны. Будем придерживаться дискретного описания, считая, что в In-опал нет вихрей в их обычном понимании, поскольку размер гранул In соответствует лондоновской глубине проникновения магнитного поля $\lambda_0 = 65 \text{ nm}$ и много меньше $\xi = 360 \text{ nm}$.

Морфология материала такова (рис. 1), что протекание тока представляет собой периодическое разветвление и слияние токов в узлах решетки гранул. Магнитное поле, связанное с током, влияет на интерференцию волновых функций носителей за счет внесения разности фаз при обходе контуров. Поэтому в силу квантования магнитного потока возникают ограничения на заполнение сверхпроводящим током возможных путей протекания и величину контурных токов. Таким образом возникает самосогласованное состояние, в котором распределение тока по сечению решетки неоднородно из-за взаимодействия контуров между собой. В процесс взаимодействия вовлечены контуры, периметр которых позволяет волновой функции носителей сохранить фазу при обходе контура, а включенные в контуры слабые связи находятся в сверхпроводящем состоянии. Назовем такое распределение тока решеткой контурных токов.

В силу самосогласованности контурных токов объем решетки разбивается на области, по границам которых протекает транспортный ток. Размер области должен быть таким, чтобы контур заключал в себе до нескольких квантов потока. Пределом аккумуляции в контуре магнитного потока является, по-видимому, условие сохранения сверхпроводимости слабых связей, поскольку резистивная связь сбивает интерференцию. По определению, решетка контурных токов соизмерима с решеткой гранул. По мере увеличения тока происходит дробление этих областей с тем, чтобы увеличить токонесущую способность решетки. В момент перестройки решетки контурных токов она становится неустойчивой, т. е. возможно не только дробление, но и смещение этой решетки относительно решетки гранул. При уменьшении размера контура уменьшается вероятность разброса параметров, входящих в контур слабых связей, т. е. он становится устойчивой по отношению к увеличению магнитного поля. Причиной перемещения контурных токов является сила Лоренца, которая действует на контурный ток со стороны других контуров при любом ненулевом токе в силу разворота плоскостей контуров разной конфигурации в ГЦК решетке (рис. 8). Перемещение магнитного потока, связанного с решеткой контурных токов, сопровождается диссипацией энергии и появлением напряжения на контактах. Дефекты структуры опала и термические флуктуации также способствуют "плавлению" решетки контурных токов. Таким образом, критический ток, фиксируемый ВАХ, есть критический ток для начала течения магнитного потока. Однако и в условиях движения потока происходит дальнейшее дробление решетки контурных токов вплоть до наименьшего

возможного размера. Из эксперимента [11] по проникновению магнитного поля в In-опал известно, что в процесс вовлечены контуры, диаметр которых изменяется в 20 раз. Как только величина тока становится такой, что происходит разрушение сверхпроводимости мостиков, вся решетка переходит в нормальное состояние.

Если изменить знак градиента тока, то вместо дробления будет происходить укрупнение контуров. Очевидно, что мелкочаеистая решетка способна перенести больший ток, чем крупночаеистая, поскольку предельный магнитный поток, захваченный в ней, больше. В силу дискретности значений потока имеет место задержка переключения решетки в крупночаеистое состояние, что и является причиной необратимости ВАХ и аномального гистерезиса.

6. СВЧ-стимуляция сверхпроводимости

Стимуляция сверхпроводимости внешним СВЧ-полем есть перенос дополнительного тока куперовскими парами в ансамбле, находящемся под действием внешнего облучения (рис. 3). По-видимому, эффект стимуляции может быть интерпретирован как увеличение захваченного контуром потока в силу стимуляции параметра порядка в духе СВЧ-стимуляции сверхпроводимости в тонких сверхпроводящих цилиндрах [26].

Зависимость тока, соответствующего максимуму добавочного тока от температуры $I_{st}(T)$ в области температур $T < T_c$, ограничена снизу зависимостью $I_c(T)$ (рис. 7). Это означает, что для проявления эффекта стимуляции необходима разветвленная сеть протекания тока по решетке. С другой стороны, $I_{st}(T)$ не превосходит значений тока зависимости $I_m(T)$, т. е. стимуляция приходится на ту область токов, при которых мостики находятся преимущественно в сверхпроводящем состоянии и система контурных токов не нарушена. В этой области СВЧ-поле увеличивает стабильность слабых связей по отношению к разрушению сверхпроводимости током и, следовательно, дает возможность захвата контуром большего числа квантов магнитного потока. Таким образом, промежуточное положение $I_{st}(T)$ по отношению к $I_c(T)$ и $I_m(T)$ указывает на связь стимуляции со стабильностью решетки контурных токов.

На обратной ветви ВАХ эффекта стимуляции сверхпроводимости не обнаружено, что может быть следствием маскирующего действия тепловыделения. В случае ВАХ без критического тока резистивность имеет иную природу, в решетке нет контурных токов и стабильного сверхпроводящего состояния, поэтому не видно эффекта стимуляции.

Таким образом, разделение резистивного состояния решетки многосвязных наноструктур индия в матрице опала в целом и резистивного состояния составляющих решетку наноструктур было достигнуто с использованием СВЧ-отклика. Было показано, что: (i) критический ток решетки не связан с разрушением сверхпроводимости в

составляющих ее наноструктурах; (ii) стимуляция сверхпроводимости наноструктур может быть осуществлена внешним СВЧ-полем, но данный эффект не приводит к увеличению критического тока решетки как целого. Предложена модель, описывающая резистивное состояние решетки слабосвязанных сверхпроводящих гранул как результат самосогласованного изменения распределения транспортного тока по решетке. Критический ток в композите In-опал определяется моментом сдвига решетки контурных токов по отношению к решетке гранул, а большая часть резистивного состояния In-опал соответствует квазинепрерывной перестройке и перемещению решетки контурных токов. Неэквивалентность конфигурации контурных токов при смене знака градиента транспортного тока является причиной аномального гистерезиса ВАХ. Внешнее СВЧ-поле увеличивает стабильность контурных токов из-за увеличения критического тока наноструктур, поэтому появляется дополнительно переносимый ансамблем сверхток.

Форма ВАХ определяется коллективным эффектом — взаимодействием контурных токов в упорядоченной решетке. Область стабильности этого эффекта ограничена током, необходимым для перевода слабых связей в резистивное состояние. В то же время достигнутая степень кристалличности решетки недостаточна для синхронизации решетки по отношению к высокочастотному процессу (СВЧ-отклик) из-за неидентичности параметров мостиков в резистивном состоянии. По-видимому, синхронизация динамического отклика контактов требует выполнения значительно более жестких условий на упорядоченность решетки и условия связи мостиков с внешним полем.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность М.П. Волкову за обсуждение результатов и К.М. Сотомайер Торрес за предоставление сканирующего электронного микроскопа.

Список литературы

- [1] S.G. Romanov, C.M. Sotomayor Torres. In: Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology. Vol 4 / Ed. by H.S. Nalwa. Academic Press (1999). P. 231–323.
- [2] H.-T.S. Lihn, H.D. Drew. Phys. Rev. **B56**, 5559 (1997).
- [3] R. Escudero, H.J.T. Smith. Phys. Rev. **B31**, 2725 (1985); T. Kommers, J. Clark. Phys. Rev. Lett. **38**, 1091 (1977); T.M. Klapwijk, J.E. Mooij. Physica **B81**, 132 (1976); P.M.Th.M. van Attekum, J.J. Ramekers. Solid. Stat. Commun., **43**, 735 (1982); J.E. Mooij, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. **B27**, 3054 (1983); D.R. McIntosh, J. Lindesay. Phys. Rev. **B50**, 15 852 (1994).
- [4] R. Kleiner, P. Muller. Phys. Rev. **B49**, 1327 (1994).
- [5] S.P. Benz, C.J. Burroughs. Appl. Phys. Lett. **58**, 2162 (1991).
- [6] A.K. Jain, K.K. Likharev, J.E. Lukens, J.E. Gauvageau. Phys. Rep. **109**, 309 (1984).
- [7] S.G. Lachenmann, T. Doderer, D. Hoffmann, R.P. Huebener, P.A.A. Booij, S.P. Benz. Phys. Rev. **B50**, 3158 (1994).
- [8] В.Н. Богомолов. УФН **124**, 77 (1972).
- [9] В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, А.И. Задорожный, Е.В. Колла, Ю.А. Кумзеров. Письма в ЖЭТФ **36**, 365 (1982).
- [10] V.N. Bogomolov, Y.A. Kumzerov, S.G. Romanov, V.V. Zhuravlev. Physica C: Superconductivity **208**, 371 (1993).
- [11] С.Г. Романов. Письма в ЖЭТФ **59**, 778 (1994).
- [12] В.Г. Балакирев, В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, Ю.А. Кумзеров, В.П. Метрановский, С.Г. Романов, Л.А. Самойлович. Кристаллография **38**, 111 (1993).
- [13] V.V. Tretyakov, S.G. Romanov, A.V. Fokin, V.I. Alperovich. Mikrochimica Acta *S15*, 211 (1998).
- [14] В.Н. Богомолов, Л.М. Сорокин, Д.А. Курдюков, Т.М. Павлова, Дж. Хатчисон. ФТТ **39**, 2090 (1997).
- [15] H.T. Vogel, M.M. Garland. J. Appl. Phys. **38**, 5116 (1967).
- [16] К.Х. Бабамуратов, В.В. Журавлев, Ю.А. Кумзеров, С.Г. Романов, С.А. Хачатуров. ФТТ **35**, 1577 (1993).
- [17] K.K. Likharev. Rev. Mod. Physics **51**, 101 (1979).
- [18] P. Martinoli. Phys. Rev. **B17**, 1175 (1978).
- [19] S.G. Lachenmann, T. Doderer, R.P. Huebener, T.G. Hagenaars, J.E. van Himbergen, P.H.E. Tesina, J.V. Jose. Phys. Rev. **B56**, 5564 (1997).
- [20] И.О. Кулик, А.Н. Омелянчук. ФНТ **3**, 945 (1977).
- [21] T.M. Klapwijk, G.E. Blonder, M. Tinkham. Physica B+C **109–110**, 1657 (1982).
- [22] J.E. Mooij, P. Dekker. J. Low Temp. Physics **33**, 551 (1978).
- [23] S.G. Romanov. In: Critical Currents in Superconductors / Ed. by H.W. Weber. World Scientific (1994). P. 473.
- [24] С.Г. Романов, А.В. Фокин, К.Х. Бабамуратов. Письма в ЖЭТФ **58**, 883 (1993).
- [25] E.C. Babaev, S.A. Ktitorov. Phys. Sol. State. **39**, 1024 (1997).
- [26] J.A. Pals, J. Dobben. Phys. Rev. Lett. **44**, 1143 (1980).