

# ИССЛЕДОВАНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$

*А. И. Головашкин\**, *Л. Н. Жерихина*, *Г. В. Кулешова*,  
*А. М. Цховребов*, *М. Л. Нортон<sup>a\*\*</sup>*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>a</sup> *Университет Маршалла, Хантингтон, США*

Поступила в редакцию 5 сентября 2005 г.

Представлены результаты исследований пространственно-неоднородного состояния в ВТСП-монокристаллах  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  ( $T_C \approx 30$  К,  $x = 0.4$ ) при  $T < \tilde{T} \approx 17$  К, где  $\tilde{T}$  — температура расслоения на сверхпроводящую и диэлектрическую фазы. Ранее подобное расслоение было обнаружено нами в поликристаллических образцах  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ . В монокристаллах основные результаты получены из измерений и анализа гистерезисных кривых перемагничивания в отличие от поликристаллов, где характер расслоения хорошо прослеживается по вольт-амперным характеристикам. Представленные результаты подтверждают теоретическую модель механизма расслоения ВТСП-систем, предложенную Горбачевым, Копаевым, Токатлы в работе [1].

PACS: 71.30.+h, 74.25.Dw, 74.81.-g

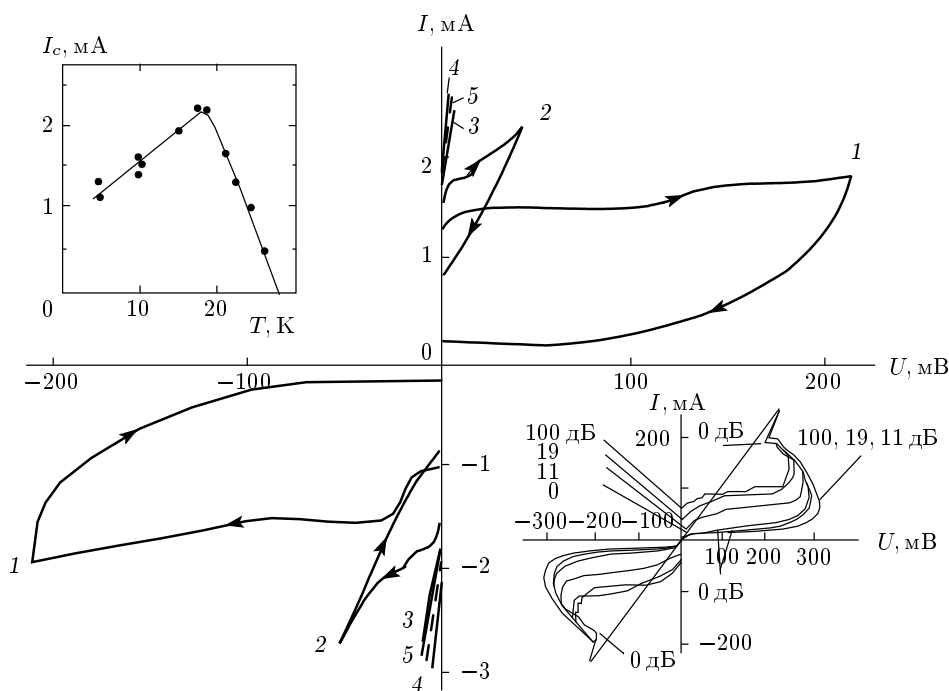
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вещество, у которого условия перехода в сверхпроводящее состояние оказываются близки к условиям других его фазовых превращений, особенно интересно в качестве объекта исследований как для экспериментаторов, так и для теоретиков. Помимо фундаментальной значимости таких исследований они могут стать основой новых необычных практических приложений. Одним из современных объектов такого рода является высокотемпературное сверхпроводящее (ВТСП) соединение  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , в котором при температурах  $T \leq 17$  К было обнаружено пространственно-неоднородное состояние (фазовое расслоение) [2]. В этом состоянии сверхпроводящие и диэлектрические области в  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  сосуществуют друг с другом. Благодаря такому са-

мосогласованному сосуществованию фаз на микроскопическом уровне система  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T \leq 17$  К приобретает макроскопические джозефсоновские свойства [3]. Наличие подобных свойств у макроскопического объекта [4–9] позволяет рассматривать его в качестве возможного кандидата для реализации физической среды квантового компьютера [10, 11]. Свойства системы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  как среды с распределенными джозефсоновскими параметрами могут также оказаться полезными при создании детекторов излучения и слабозаимодействующих элементарных частиц, принцип работы которых [12] основан на регистрации квазичастичной составляющей туннельного тока, увеличивающейся под действием излучения на сверхпроводник. В настоящее время подобные детекторы изготавливаются в виде технологически сформированных планарных систем одиночных джозефсоновских переходов [13]. На основе сверхпроводника  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , пребывающего в расслоенном состоянии, возможно

\*E-mail: golov@sci.lebedev.ru

\*\*M. L. Norton, Marshall Univ., Hantington, WV 25755 USA



**Рис. 1.** ВАХ образца  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при различных температурах  $T = 4.8$  К (1), 10 К (2), 15 К (3), 18 К (4), 22 К (5). На верхней вставке: зависимость критического тока  $I_C$  от температуры. На нижней вставке: ВАХ образца  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , снятые под воздействием СВЧ-излучения (соотношения подводимых мощностей представлены в дБ, рабочая частота 10 ГГц,  $T = 4.2$  К)

создание такого детектора с более плотной трехмерной упаковкой чувствительных элементов, повышающей полное сечение взаимодействия излучения с детектором.

В качестве объекта наших исследований выбор системы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  изначально определялся тем, что это соединение, будучи высокотемпературным сверхпроводником, в то же время обладает сравнительно невысокими для ВТСП критической температурой  $T_C$  и критическим полем  $H_{C2}$ . Это обстоятельство делает доступными измерения зависимости  $H_{C2}(T)$  в широком интервале температур ( $0.06T_C < T < T_C$ ) [2]. Для соединения  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  характерно также наличие кубической решетки и отсутствие атомов меди или каких-либо других магнитных ионов. Все это отличает его от других ВТСП-соединений и не позволяет объяснять его принадлежность к ВТСП-системам слоистостью структуры или магнитными свойствами.

Ранее мы обнаружили ряд аномалий в поведении этого вещества (при перечислении имеются в виду поликристаллы, если это специально не оговаривается):

- 1) квадратичная температурная зависимость со-

противления монокристаллов  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в широком интервале температур ( $T_C < T < 200$  К) в несверхпроводящем состоянии [14];

- 2) отрицательная кривизна температурной зависимости второго критического поля вплоть до  $T \approx 0.06T_C$  [2];

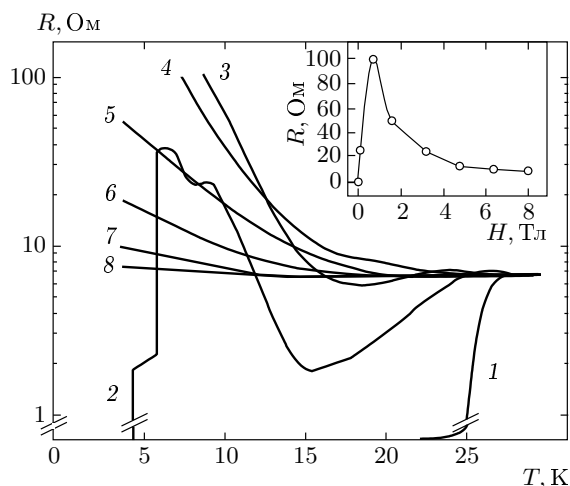
- 3) гистерезис на вольт-амперных характеристиках (гистерезис ВАХ, рис. 1) с немонотонной температурной зависимостью критического тока от температуры (верхняя вставка к рис. 1) [2];

- 4) эффект подавления критического тока СВЧ-излучением [15] (нижняя вставка к рис. 1);

- 5) нестационарный эффект Джозефсона на поликристаллических образцах [3];

- 6) возврат (рейтранг) резистивного состояния из сверхпроводящего ( $T < T_C$ ) при понижении температуры, вызванный немонотонной зависимостью критического тока от температуры;

- 7) немонотонность зависимости сопротивления от магнитного поля (вставка к рис. 2): при низких температурах в заданном поле сопротивление  $R$  значительно возрастает с понижением температуры и может на несколько порядков превысить сопротивление образца в нормальном состоянии,  $R_N$  (значе-



**Рис. 2.** Температурные зависимости сопротивления в поликристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T < T_C$  для различных магнитных полей при относительно большом измерительном токе (1 мА). Значения приложенных полей в Тл: 0 (1), 0.25 (2), 0.64 (3), 1.6 (4), 3.2 (5), 4.8 (6), 6.4 (7), 8 (8). На вставке показан эффект отрицательного магнитосопротивления образца;  $T = 9 \text{ К}$ ,  $I = 1 \text{ мА}$

ние  $R$  перед сверхпроводящим переходом), а затем при увеличении поля наблюдается резкое уменьшение сопротивления вплоть до  $R_N$  (рис. 2) [2];

8) присутствие сверхпроводящей фазы в объеме образца, находящегося под действием магнитного поля в состоянии с высоким электрическим сопротивлением (сверхпроводимость, как следует из низкочастотных бесконтактных индукционных измерений, сохраняется здесь вплоть до полного разрушения этого высокоомного состояния сильным магнитным полем) [16].

Приведенные данные можно объяснить в соответствии с моделью, рассматриваемой в работах [1, 17, 18], самосогласованным сосуществованием сверхпроводящей и диэлектрической фаз в исследуемой системе. Присутствием диэлектрической фазы объясняется рост сопротивления под действием магнитного поля при температурах ниже  $T_C$ ; в то же время полное подавление сверхпроводимости магнитным полем сопровождается разрушением и сосуществующей диэлектрической фазы, что приводит к уменьшению сопротивления (рис. 2) до его значения в нормальном состоянии.

Исходным представлением модели [1] считается представление о ВТСП-системах как о сильно легированных полупроводниках с поверхностью Фер-

ми, удовлетворяющей условию нестинга, вызывающего неустойчивость относительно перехода в состояние волны зарядовой или спиновой плотности. Наличие дальнего порядка такого рода отвечает возникновению щели в спектре возбуждений на поверхности Ферми (соответственно в случае ближнего порядка — псевдощели). Появление над щелью дополнительных носителей при легировании вызывает ее уменьшение, а следовательно, и снижение химического потенциала  $\mu$ . Это снижение  $\mu$  не компенсируется ростом кинетической энергии, который, в свою очередь, тормозится из-за высокой плотности состояний на краю щели. В результате производная химического потенциала по числу частиц оказывается отрицательной:  $\partial\mu/\partial n < 0$ . Эта немонотонность зависимости  $\mu(n)$  приводит к неустойчивости состояния с постоянной концентрацией  $n = \text{const}$ , которое распадается на множество сосуществующих областей с высоким (металл или сверхпроводник) и низким (диэлектрик) значениями  $n$ . Характер разложения свободной энергии по параметру порядка — приведенной к безразмерному виду концентрации частиц — указывает, что такому расслоению однородного состояния отвечает фазовый переход первого рода.

Конкретизация такой модели для системы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  выглядит примерно так. При  $T = T_C \approx 30 \text{ К}$  в образцах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  наблюдается переход из нормального в однородное сверхпроводящее состояние ( $n = \text{const}$ ). Образование диэлектрических включений пока еще энергетически невыгодно. С понижением температуры здесь (при  $T \leq T_C \approx 30 \text{ К}$ ) наблюдается рост критического тока  $I_C$  (верхняя вставка к рис. 1). При  $T = \tilde{T} \approx 17 \text{ К}$  становится более выгодным фазовое расслоение и помимо сверхпроводящих областей возникают диэлектрические прослойки. Скачки на зависимости  $R(T)$ , наблюдавшиеся в этом диапазоне температур при измерении сопротивления образца в магнитном поле, по характеру близкие к эффектам переохладения, косвенно подтверждают, что расслоению отвечает фазовый переход первого рода, что, в свою очередь, согласуется с моделью, предложенной в работе [1]. S-образные вольт-амперные характеристики (ВАХ), наблюдавшиеся нами в  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  [16] при разрушении током сверхпроводимости в образцах, являются прямым следствием эффекта перегрева/переохладения — характерного признака фазового перехода первого рода. Эти скачки на S-образных кривых возникали при сходе с верхней («сверхпроводящей») ветви гистерезисной ВАХ на

линейную омическую зависимость перед началом обратного хода по нижней («квазичастичной») ветви (такая  $S$ -образность, в частности, видна на нижней вставке к рис. 1).

Связь между сверхпроводящими областями при  $T < \tilde{T} \approx 17$  К осуществляется посредством джозефсоновского туннелирования, на что указывают гистерезис ВАХ и регистрация нестационарного эффекта Джозефсона, при этом диэлектрические прослойки должны быть достаточно тонкими. В этом диапазоне температур ( $T < \tilde{T} \approx 17$  К) критический ток (джозефсоновский  $I_C$ ) уменьшается с понижением  $T$  из-за роста толщины диэлектрических прослоек. Сильная экспоненциальная зависимость джозефсоновского критического тока от толщины прослойки объясняет заметное уменьшение  $I_C$  при снижении температуры. Разрушение джозефсоновской слабой связи магнитным полем приводит к появлению в расслоенной фазе сопротивления, причем это сопротивление оказывается больше, чем в нормальной фазе, так как оно теперь определяется туннельным сопротивлением диэлектрических областей расслоенной фазы. Таким образом, аномальные температурные зависимости  $R = R(T)$ ,  $I_C = I_C(T)$  и гистерезис на ВАХ (рис. 1, 2) можно объяснить в рамках модели пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник–диэлектрик с джозефсоновским туннелированием между сверхпроводящими областями. Практически все перечисленные выше аномалии были обнаружены нами ранее в экспериментах с поликристаллами  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Хотя совокупность наблюдаемых свойств поликристаллических образцов  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  невозможно объяснить без привлечения механизма фазового расслоения [19], с целью определения степени фундаментальности и общности этого механизма было бы, разумеется, интересно провести аналогичные исследования на монокристаллах. Такие исследования, в принципе, позволили бы оценить, в какой степени наблюдаемые аномалии обусловлены зернистостью поликристаллов — эффект, возможно, и существенный, но менее фундаментальный и т. п.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Прогресс в технологии синтеза образцов, сделавший доступными крупные монокристаллы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  [20], обусловил задачу поиска подобных аномалий в однородном монокристаллическом образце. Однако критические токи монокристаллов оказались настолько большими, что наблюдение

рейнтранта и аномалий ВАХ, по крайней мере в первых опытах, оказалось невозможным. Таким образом, поиск и исследование перехода в расслоенное состояние при  $T < \tilde{T} < T_C$  пришлось вести иными «обходными» путями. Для этого первоначально в экспериментах с монокристаллами вместо температурной зависимости критических токов на гистерезисных ВАХ были подробно исследованы температурные зависимости гистерезиса перемангничивания образцов ниже  $T_C$ .

Эксперименты проводились на монокристаллических образцах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  с типовыми размерами  $2 \times 2 \times 2$  мм<sup>3</sup>, выращенных по методике, описанной в работе [20]. Рентгеноструктурный анализ продемонстрировал их однофазность и монокристалличность. Образцы имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние  $T_C = 30$  К, а ширина перехода по уровням  $0.1R_N$ ,  $0.9R_N$  составляла  $\Delta T_C = 3$  К.

В принципе, методика, использовавшаяся в эксперименте, довольно проста: измерение магнитного момента образца проводилось с помощью датчика Холла, прижатого вплотную к монокристаллу. Как показали предварительные измерения, масштаб магнитных величин, отвечающих исследуемым эффектам в монокристаллах  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , достаточно велик (десятки–сотни Эрстед), что делает необязательным и неэффективным применение здесь SQUID-магнитометра. В современных магнитных экспериментах холловские методики распространены достаточно широко [21–23], что объясняется их простотой в целом, дешевизной и надежностью самих криогенных датчиков, а также легкостью и «гибкостью» их размещения по отношению к исследуемому образцу в условиях сложной геометрии эксперимента.

Величина внешнего магнитного поля определялась по току, текущему в соленоиде, а температура монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  — по напряжению на термопаре. Для эффективного управления и стабилизации температуры в экспериментах использовался специально сконструированный электронный блок стабилизации, который представляет собой широко-импульсный цифроаналоговый преобразователь, подключаемый непосредственно к цифровому выходу вольтметра типа ШЦ-300, непрерывно измеряющего напряжение на термопаре. Блок генерирует импульсы с постоянным периодом повторения порядка миллисекунды и длительностью, пропорциональной разности показаний вольтметра и значения, заданного на пульте цифровой установки рабочей точки по температуре. Интегратор, обычно под-

ключаемый к выходу ШИМ-преобразователя, здесь не требуется, так как импульсы переменной длительности непосредственно питают печку, а выходным сигналом служит средняя мощность, рассеиваемая нагревателем. При этом отсутствие на выходе аналогового сигнала как такового обеспечивает линейность отклика на воздействующее отклонение температуры (выделяющееся тепло пропорционально длительности импульса, а не квадрату амплитуды выходного напряжения, как в обычных регуляторах), а главное, такая система при огромном (свыше 100 дБ) коэффициенте усиления оказывается удивительно стабильной. Возбуждение и генерация, с которыми приходится бороться в пропорциональных интегродифференциальных регуляторах [24], здесь исключаются, так как высокая степень развязки вход/выход обеспечивается самым естественным образом: на входе сигнал аналоговый, на выходе — импульсный. Блок автономен — не требует для работы связи с ЭВМ, что, благодаря его малой инерционности (секунды), позволяет гибко управлять температурой в эксперименте (время установления рабочей точки при компьютерной стабилизации температуры составляет обычно 5–10 мин).

Охлаждение образца проводилось проточными парами  $\text{He}^4$ . Криостат, использовавшийся для этих целей, конструктивно представляет собой вставку в транспортный сосуд СТГ-25/40. Холодный  $\text{He}^4$  продувается в нем через систему расширяющихся концентрических труб с общей вакуумной теплоизоляцией. В межстеночном вакуумном пространстве проходит азотный тепловой экран (медная труба), припаянный к внешней стенке криостата на промежуточном тепловом уровне (примерно на 20 см выше дна СТГ-25/40). Образец размещается в верхней широкой трубе, расположенной вне транспортного сосуда, и охлаждается парами  $\text{He}^4$ , поддуваемыми вверх по общему каналу вставки. При этом температура на образце грубо задается потоком  $\text{He}^4$ , а более точно контролируется описанной выше схемой электронной стабилизации, при этом точность задания температуры составляет  $\Delta T \approx 30$  мК. Перпендикулярно оси канала криостата к образцу прикладывалось внешнее магнитное поле от небольшого теплового (не сверхпроводящего) соленоида, представляющего собой пару симметрично расположенных катушек Гельмгольца, намотанных плоской медной жилой без магнитного сердечника. При запитке током свыше 100 А этот небольшой соленоид позволял получать поля до 0.1 Тл. Скорость развертки поля контролировалась электроникой источника тока (стандартного блока питания сверхпроводящего солено-

ида). Для изменения направления поля, необходимого при записи петель гистерезиса перемангничивания, использовался специально сконструированный сильноточный переключатель.

Для работы в полях, больших 1 кЭ, образец помещался в криостат с небольшим сверхпроводящим соленоидом. Режим переменных температур обеспечивался здесь системой, известной под названием «перевернутый дюар», который в данном случае был реализован в виде небольшого стакана из тонкостенной нержавеющей стали с вакуумной теплоизоляцией. В жидком гелии стакан располагается верхним дном, а образец оказывается внутри газового пузыря и в ходе эксперимента подогревается печкой системы стабилизации температур.

Во время эксперимента вся информация с цифровых вольтметров (типа Ш-300) поступала через систему КАМАК на ЭВМ. При измерении магнитного отклика сверхпроводящего монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  на внешнее поле программа создает в ОЗУ компьютера массив данных, элементы которого представляют собой многократно усредненные значения магнитного момента монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , получаемые на основе непрерывных замеров, проводимых холловским датчиком. При этом номер элемента определяется цифровым вольтметром, измеряющим напряжение на шунте, включенном для измерения тока цепи питания соленоида. Многократное усреднение — обычный прием накопления сигнала с целью увеличения отношения сигнал/шум. В случае необходимости (для борьбы с  $1/f$ -шумом) сигнал накапливался по нескольким проходам, при этом результаты измерений прямого и обратного хода петли гистерезиса записывались в отдельные массивы. В отличие от широко распространенных автоматизационных программ, разработанная специально для этих целей программа не управляет экспериментом, а лишь протоколирует в реальном времени результаты измерений в ОЗУ ЭВМ. Измерениями при этом управляет экспериментатор, а на экране терминала для большей наглядности в реальном времени строятся гистерезисные кривые магнитного момента.

На рис. 3, 4 представлены результаты работы этой программы в режиме записи с накоплением сигнала, отвечающего магнитному моменту образца. Гистерезисы перемангничивания, приведенные на рис. 3, сняты при температурах ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T < T_C \approx 30$  К вплоть до  $T \approx 17$  К, а кривые на рис. 4 демонстрируют необратимость перемангничивания образца ниже 17 К.

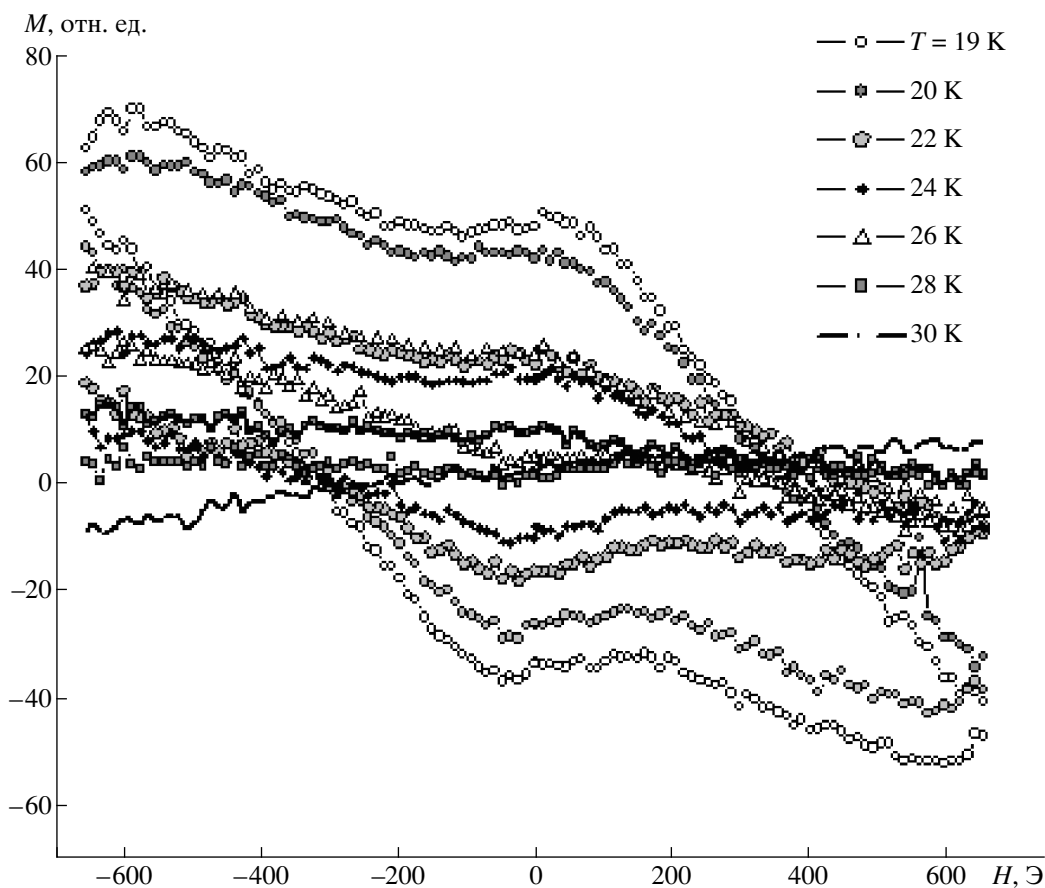


Рис. 3. Магнитный момент монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  как функция внешнего магнитного поля. Кривые перемагничивания (гистерезисные петли) сняты в режиме накопления сигнала по нескольким проходам в интервале температур 19–30 К

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5 (кривая 1) представлена зависимость поперечного размера гистерезиса перемагничивания кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  как функция температуры, при этом каждой точке на этой температурной зависимости отвечает определенная гистерезисная петля, приведенная на рис. 3 или рис. 4. Поперечник петли гистерезиса характеризует степень необратимости процесса перемагничивания сверхпроводника, которая, в свою очередь, тем больше, чем больше в образце центров удержания потока магнитного поля — центров пиннинга. Как известно [25, 26], поток хорошо «удерживается» границами сверхпроводящих областей и прочими неоднородностями. Благодаря этому, в частности, вблизи критической температуры у сверхпроводника может ощутимо возрасти второе критическое поле  $H_{C2}$  (пик-эффект [25, 26]), так как в этой области температур из-за неизбеж-

ного разброса  $T_C$  сверхпроводимость в образце перестает быть сплошной и поток легко удерживается возникающими границами сверхпроводящих и нормальных областей. Кривая 1 на рис. 5 показывает, что температурный интервал, лежащий ниже  $T_C$ , разбивается на два качественно различающихся участка, разделенных температурой  $\tilde{T}' \approx 17$  К. Ниже 17 К перемагничивание кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  необратимо, а выше  $\tilde{T}'$  гистерезис существенно слабее. Такая зависимость в соответствии с описанным выше механизмом свидетельствует о пространственной неоднородности сверхпроводящего состояния в кристалле  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  ниже  $\tilde{T}' \approx 17$  К, при этом неоднородности играют роль дополнительных центров пиннинга.

Альтернативное предположение — вместе с «низкотемпературной» сверхпроводящей фазой основного состава ( $T_{CL} \approx 17$  К) в кристалле в качестве примеси присутствует небольшое количество «высоко-

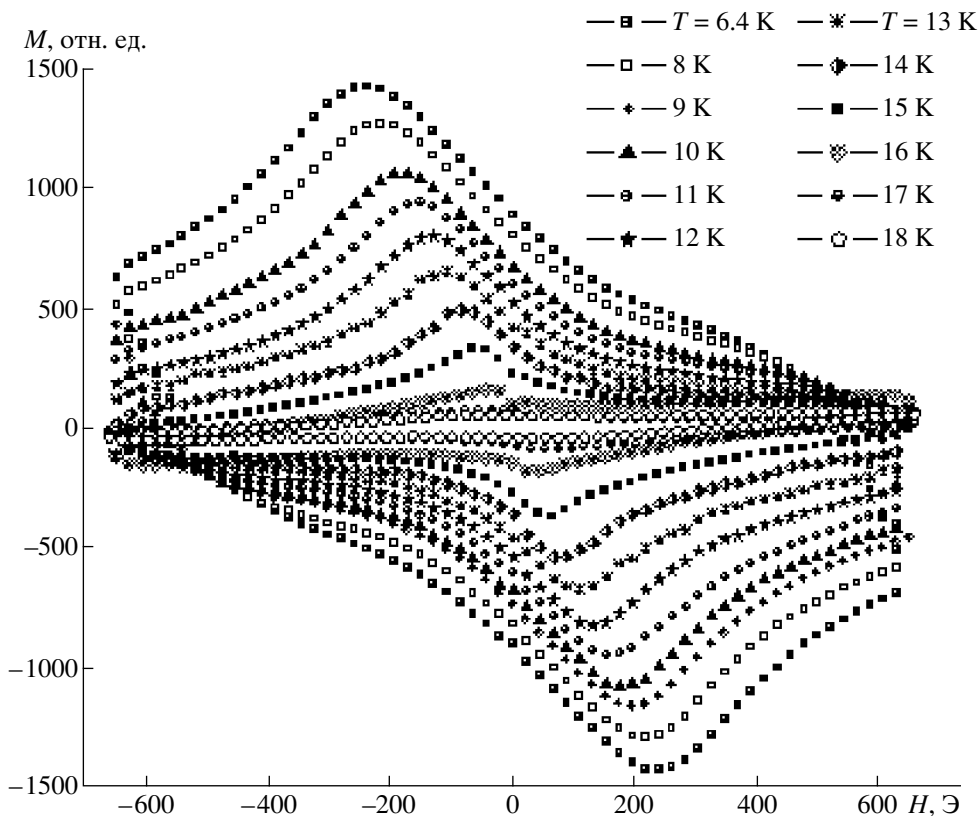


Рис. 4. Магнитный момент монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  как функция внешнего поля. Кривые перемagnичивания (гистерезисные петли) сняты без накопления сигнала в интервале температур 6.4–18 К; измеряемый момент в среднем на порядок больше по сравнению с кривыми на рис. 3

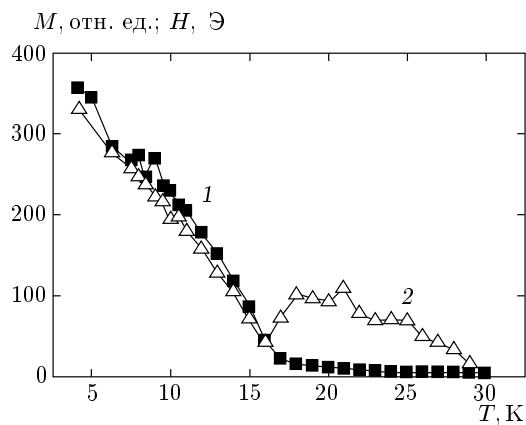


Рис. 5. Кривая 1 — зависимость от температуры поперечного размера  $M$  петли гистерезиса перемagnичивания монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ ; кривая 2 — зависимость первого критического поля  $H_{C1}$  от температуры, полученная при первом проходе (рис. 7) намагничивания монокристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$

температурной» фазы ( $T_{CH} \approx 30$  К) — было опровергнуто измерениями эффекта экранирования магнитного поля при температурах ниже и выше 17 К. Оказалось, что степени экранирования в слабых полях выше и ниже 17 К практически равны: в малых полях ход кривой намагниченности при первом проходе при температурах ниже и выше 17 К практически совпадал. Следовательно, объемы, занимаемые этими гипотетическими составными фазами  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , должны быть одинаковыми, но при этом «высокотемпературная» фаза никак не может играть в образце роль примеси.

Вернемся к основному предположению — ниже  $T' \approx 17$  К сверхпроводимость в кристалле  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  становится пространственно-неоднородной. Следует отметить, что в поликристаллических образцах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в подобных условиях ( $T < T' \approx 15\text{--}17$  К) наблюдались упомянутые во Введении эффекты (аномальный рост сопротивления в магнитном поле в сверхпроводящем состоянии с последующим уменьшением сопротивления

до «нормального значения» при полном разрушении сверхпроводимости полем; немонотонная зависимость критического тока от температуры; рейтрант), которые объясняются [1, 2] сосуществованием сверхпроводящих и диэлектрических областей, образующихся в результате расслоения пространственно-однородной сверхпроводящей фазы. Если рост степени необратимости перемангничивания в кристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  ниже  $\check{T}'$  действительно вызван аналогичным расслоением, то при достаточно низких температурах ( $T < \check{T}' < T_C$ ) в этих образцах следует ожидать проявления рейтранта, т. е. возникновения конечного сопротивления (возврат из сверхпроводящего состояния в нормальное). Подобные эффекты действительно были нами обнаружены.

Однако характер рейтранта в кристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  существенно отличается от подобных эффектов в поликристаллах. Так, у керамики конечное сопротивление в соответствующей температурной области возникало при достаточно большом токе, приложенном к образцу. В кристалле, наоборот, при увеличении тока конечное сопротивление пропадает; рейтрант наблюдается в малых токах (рис. 6, кривая 1).

Возникновение сопротивления при большом токе в поликристаллах позволяло предполагать в качестве наиболее привлекательной альтернативы модели самосогласованного расслоения при  $T < \check{T}$  простую картину, когда ток в поликристалле переносится сетью джозефсоновских переходов, изначально существующих в образце (технологическая неоднородность материала), у которых с понижением температуры уменьшается критический туннельный ток. Для опровержения подобных представлений требовалось привлечение данных, показывающих, что при полном разрушении сверхпроводимости магнитным полем сопротивление даже при достаточно низкой температуре уменьшается до своего «нормального» значения  $R_N$ , что совершенно невозможно, если измеряемое сопротивление действительно определяется сопротивлением  $R$  постоянно присутствующей в образце сети туннельных переходов. Если джозефсоновский критический ток

$$I_C = \frac{\pi\Delta(T)}{2eR} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}$$

с уменьшением температуры убывает, то туннельное сопротивление

$$R = \frac{\pi\Delta(T)}{2eI_C} \text{th} \frac{\Delta(T)}{2kT}$$

должно увеличиваться и возврат к «нормальному» значению был бы невозможен:  $R|_{T \rightarrow 0, I_C \rightarrow 0} \rightarrow \infty$ ;  $\Delta = \Delta(T)$  — температурная зависимость сверхпроводящей щели [27]. Поведение рейтранта в кристаллах, когда рейтрант, наоборот, подавляется большим током, позволяет исключить «модель технологического доминирования» перколяционной джозефсоновской сети как альтернативы самосогласованного расслоения без привлечения каких-либо дополнительных данных. Исчезновение рейтранта при большом токе демонстрирует, насколько неустойчиво расслоение сверхпроводящей фазы в кристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  по сравнению с поликристаллами. Можно сказать, что кристаллы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  как сверхпроводники являются лучшими объектами, чем поликристаллы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Возможно, это феноменологическое различие вызвано тем, что в исследуемых кристаллах слабее сказывается дефицит носителей тока, которым и обусловлено по существу [1, 17, 18] расслоение на сверхпроводящие и диэлектрические области ниже  $\check{T}$  в керамике. Действительно, согласно работе [1] выполнение неравенства  $\partial\mu/\partial n < 0$  является следствием торможения роста кинетической энергии из-за высокой плотности состояний в окрестности щели при условии, что частиц хватает лишь для заполнения этой области.

В монокристаллах, с одной стороны, по-видимому, из-за больших значений джозефсоновского критического тока и, с другой стороны, в силу менее выраженного по сравнению с поликристаллами дефицита свободных носителей при рассмотрении расслоения, т. е. самосогласованного формирования диэлектрических барьеров с туннельным переносом заряда, поиск состояния, отвечающего минимуму полной энергии, необходимо проводить с учетом джозефсоновской энергии барьера. Действительно, этот вклад в энергию  $\Delta E_J$  оказывается пропорционален джозефсоновскому критическому току  $I_C$ , который в монокристаллах, по-видимому, значительно превышает соответствующие значения для поликристаллов,

$$\begin{aligned} \Delta E_J &= \int I_J U_J dt = \int (I_C \sin \varphi) \left( \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} \right) dt = \\ &= \int_0^\varphi \frac{\hbar I_C}{2e} \sin \varphi d\varphi = \frac{\hbar I_C}{2e} (1 - \cos \varphi), \end{aligned}$$

где  $\varphi$  — разность фаз куперовского конденсата на барьере. Из-за естественного разброса высоких значений критического тока  $I_C$  в монокристаллах ниже  $\check{T}'$  локальная плотность тока становится неоднородной и особенно высокой вблизи барьеров с больши-



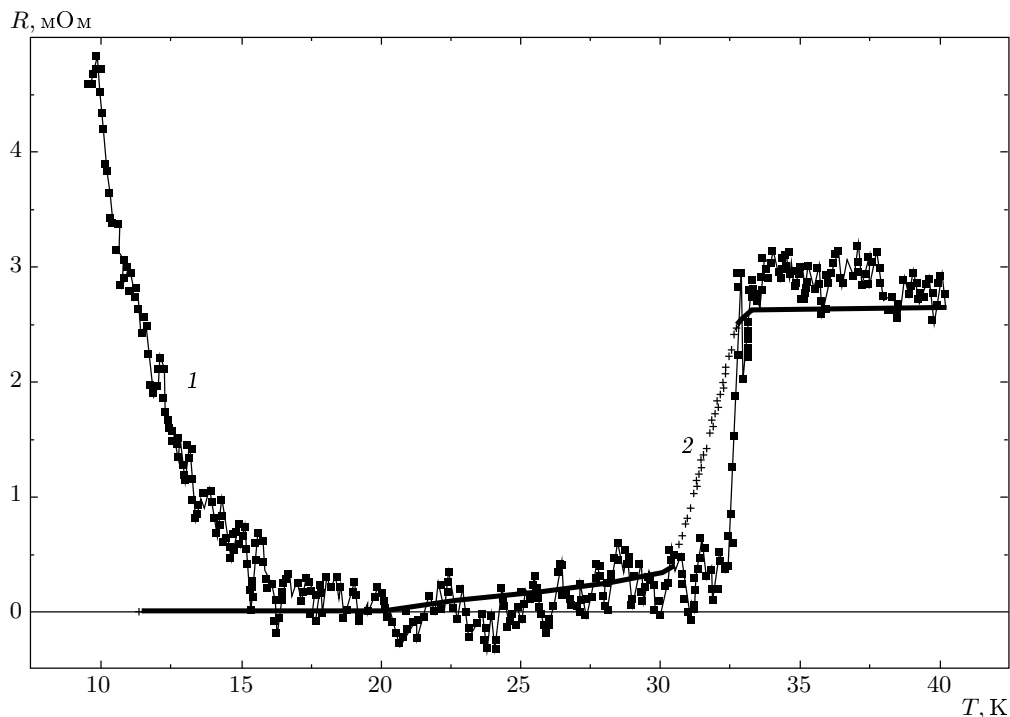


Рис. 6. Зависимость сопротивления от температуры в поле 270 Э. Ток, пропускаемый через монокристаллический образец  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ , равен 100 мкА (1), 10 мА (2)

ми  $I_C$ . Действительно, по крайней мере при фиксированных внешних токах, существенно меньших  $I_C$ , джозефсоновский вклад в энергию оказывается обратно пропорциональным  $I_C$ :

$$\begin{aligned} \Delta E_J &= \frac{\hbar I_C}{2e}(1 - \cos \varphi) = \frac{\hbar I_C}{2e} \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2 \varphi}\right) \approx \\ &\approx \frac{\hbar I_C}{4e} \sin^2 \varphi = \frac{\hbar}{4e I_C} I_J^2, \end{aligned}$$

где, как обычно,  $I_J = I_C \sin \varphi$ . Это обстоятельство делает энергетически выгодной концентрацию тока в областях с высокими значениями  $I_C$ . Такой механизм самоконцентрации джозефсоновского тока может обеспечить настолько высокую локальную плотность, что при любых сколь угодно малых токах, подводимых в условиях реального эксперимента к образцу (сотни мкА и менее), в областях с высоким  $I_C$  их плотности сразу оказываются превышены по отношению к условию туннелирования через барьер с нулевым падением напряжения. В эксперименте это наблюдается в виде резистивного состояния при малых токах (рис. 6, кривая 1). Последующее незначительное увеличение тока, поданного на образец, разрушает это резистивное состояние, превращая кристалл в однородный сверхпроводник.

При этом, повышая ток, мы увеличиваем джозефсоновский вклад в энергию  $\Delta E_J$ , который при соизмеримых с  $I_C$  токах оказывается пропорционален  $I_C$ :

$$\Delta E_J = \frac{\hbar I_C}{2e}(1 - \cos \varphi),$$

а из-за большого локального значения  $I_C$  в монокристалле вклад  $\Delta E_J$  может играть существенную роль при фиксации состояния, отвечающего общему минимуму энергии системы. Положительный джозефсоновский вклад при введении небольшого тока в образец делает само существование туннельных барьеров, возникших в результате расслоения, энергетически невыгодным, резистивное состояние разрушается, и монокристаллический образец становится однородным сверхпроводником (рис. 6, кривая 2).

В поликристаллах  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  подобный механизм нарушения рейтранта током неосуществим из-за сравнительно невысоких значений плотности джозефсоновского критического тока, что исключает возможность существенной локальной самоконцентрации тока и не обеспечивает необходимого вклада в энергию барьера.

Таким образом, зафиксированный эффект аномального разрушения резистивного состояния, т. е.

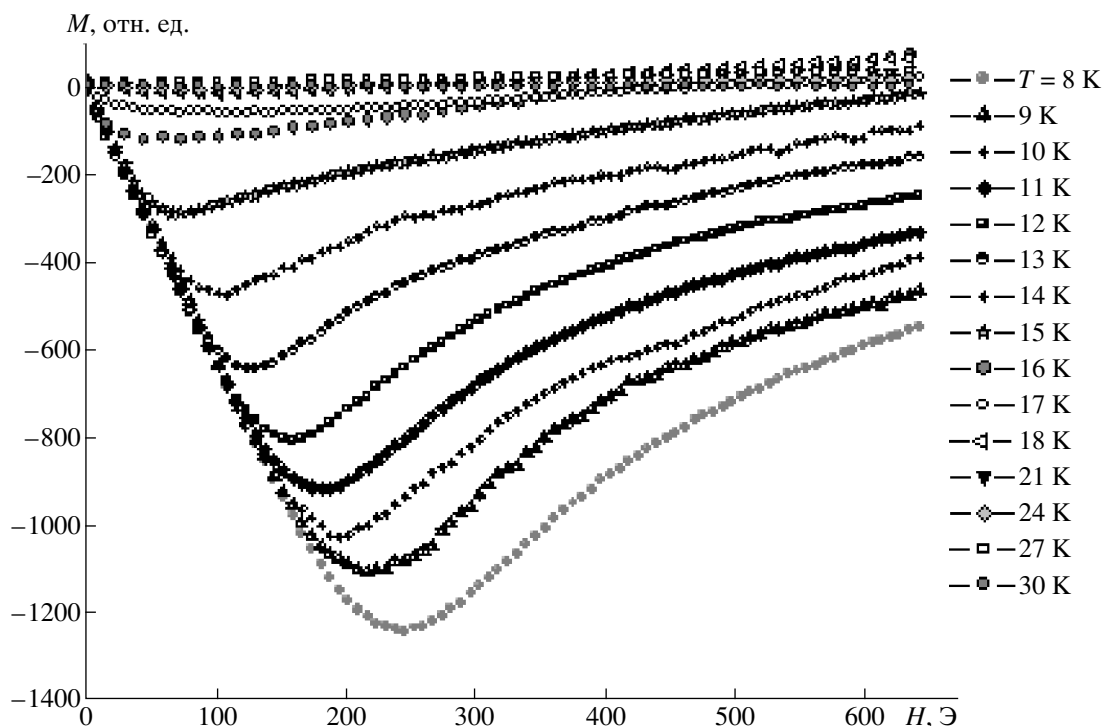


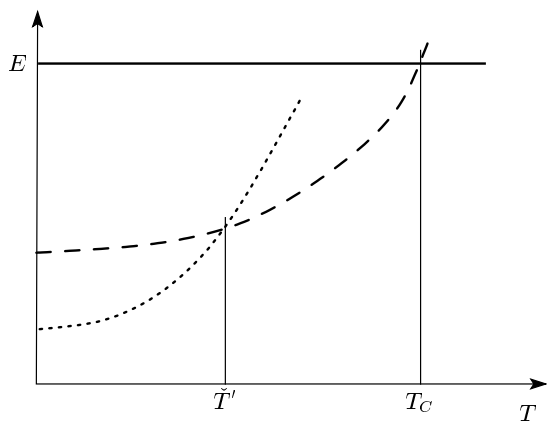
Рис. 7. Зависимости магнитного момента монокристалла  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  от поля, полученные при первом проходе намагничивания образца для температур в интервале 8–30 К

переход из резистивного состояния в сверхпроводящее под действием слабого по «кристаллическим» меркам тока (всего лишь несколько мА, рис. 6, кривая 2) при  $T < 10$  К, по масштабу токов может соответствовать только проявлению нелинейных свойств джозефсоновских слабых связей и, следовательно, может считаться прямым обоснованием их наличия в монокристаллах  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ . Очевидно, что такое разрушение резистивного состояния невозможно объяснить малостью каких-либо критических параметров макроскопического сверхпроводящего состояния кристалла (слабым током здесь разрушается не сверхпроводимость). Проявление этого эффекта демонстрирует сильную специфическую нелинейность монокристалла  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  в области малых токов. При этом нелинейное, существенно отличное от сверхпроводящего поведение системы именно в области токов, малых по отношению к макроскопическим критическим токам, является надежным признаком слабой (джозефсоновской) сверхпроводимости.

Заканчивая обсуждение температурной зависимости необратимости перемагничивания кристаллов  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ , следует отметить, что пространственная неоднородность сверхпроводящего состоя-

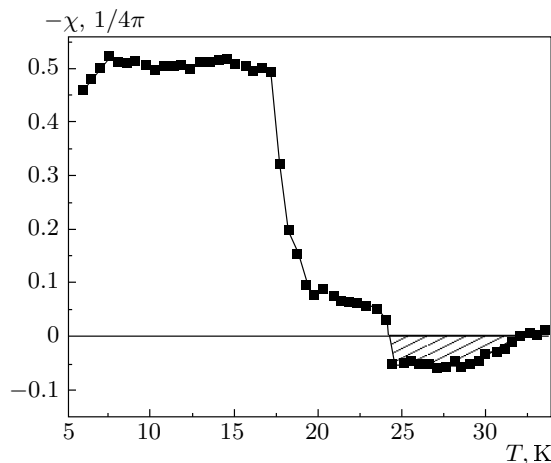
ния ниже  $\tilde{T}'$  необязательно подразумевает несплошную сверхпроводимость, точно так же, как однородное состояние выше  $\tilde{T}'$  вовсе не означает, что весь кристалл обязательно должен быть сверхпроводящим. Так, достаточно высокая степень экранирования магнитного поля при  $\tilde{T}' < T < T_C$  наблюдалась лишь в очень слабых полях. Пространственная однородность системы при  $\tilde{T}' < T < T_C$  означает, что поток магнитного поля (если он «вошел» в образец) никак не закреплен именно потому, что выше  $\tilde{T}'$  расщепления не происходит.

Остается обсудить возможные причины столь существенного различия значений критического поля  $H_{C1}$  выше и ниже  $\tilde{T}'$  (рис. 5, кривая 2). Измерения намагниченности образцов  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$  при первом проходе показывают (рис. 7), что величина поля  $H_{LM} \approx H_{C1}$ , до которого наблюдается линейный (мейснеровский) рост магнитного момента, при  $T \ll \tilde{T}'$  достаточно велика. Если температура поднимается в сторону  $\tilde{T}'$ , то, как видно из кривой 2 на рис. 5, значение  $H_{C1}$  уменьшается почти до нуля. Поэтому при температуре выше  $\tilde{T}'$ , чтобы увидеть эффект экранирования, приходится использовать поля порядка поля Земли. Рассмотрим возможную причину такой зависимости  $H_{C1}$  от  $T$ .



**Рис. 8.** Диаграмма энергетических состояний равновесных фаз в зависимости от температуры. Нормальное состояние — сплошная линия, однородная сверхпроводимость — штриховая, расслоенное пространственно-неоднородное состояние сверхпроводник-диэлектрик — пунктирная

Как известно,  $H_{C1}$  и  $H_{C2}$  настолько велики, насколько это позволяет термодинамическое поле  $H_C$ , которое, в свою очередь, определяется энергетическим выигрышем сверхпроводящего состояния по отношению к нормальному. Однако при рассмотрении кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{VVO}_3$ , очевидно, следует говорить о трех состояниях: нормальном, сверхпроводящем и расслоенном (рис. 8) [28, 29]. Ниже  $\tilde{T}'$  в образце сосуществуют сверхпроводящие и диэлектрические области и, таким образом, по энергии расслоенное состояние является самым низколежащим; выше него располагается однородная сверхпроводящая фаза, а еще выше по энергии — нормальное состояние. Возможно, именно за счет дополнительного по отношению к однородному сверхпроводящему состоянию заглубления энергии термодинамическое поле  $H_C$  увеличивается, а вместе с ним по мере «укрепления» расслоения с уменьшением температуры растет значение  $H_{C1}$ , что и наблюдается в эксперименте. При  $\tilde{T}' < T < T_C$  энергия однородной сверхпроводящей фазы оказывается ниже энергии расслоенной фазы, но из-за их энергетической близости возможно локальное флуктуационное расслоение. При этом случайно возникающие неоднородности ничем не закреплены и подвижны (ибо в целом сверхпроводящая фаза однородна). Возможно, именно такие блуждающие флуктуационные нарушения не позволяют сверхпроводящей фазе эффективно экранировать (т. е. не пропускать) внешнее магнитное поле, что в эксперименте выглядит как значительное ослабление поля  $H_{C1}$ .



**Рис. 9.** Температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристаллического образца  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{VVO}_3$ , полученная в поле 0.27 Э в сверхпроводящем состоянии. «Парамагнитный» участок (штриховка) наблюдается при температурах примерно 24–32 К

В некотором смысле в пользу существования локальных флуктуационных расслоений выше  $\tilde{T}'$  говорят также данные, полученные нами при наблюдении слабого парамагнетизма в кристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{VVO}_3$  в сверхпроводящем состоянии (рис. 9) [30, 31]. Если при  $\tilde{T}'$  происходит фазовый переход первого рода из однородного сверхпроводящего в расслоенное состояние, то тогда выше  $\tilde{T}'$  должны наблюдаться флуктуации низкотемпературной фазы, затухающие с ростом температуры. Термодинамический потенциал вблизи точки фазового перехода можно разложить по малому параметру  $\eta$  приведенной к безразмерному виду концентрации частиц [1]:

$$F(T, \eta) = F_0(T) + A(T)\eta^2 + B\eta^3 + \dots,$$

где согласно работе [1] коэффициент  $A(T = 0) = -\eta_C/2$ ,  $B = 1/6$ ,  $\eta_C$  — критическая безразмерная концентрация, при которой становится возможно расслоение. Разложим  $A(T)$  в ряд по нечетным степеням  $T - \tilde{T}'$ :

$$A(T) = a(T - \tilde{T}') + b(T - \tilde{T}')^3 + \dots,$$

т. е.  $\eta_C = 2(a\tilde{T}' + b\tilde{T}'^3 + \dots)$ . Тогда в случае фазового перехода флуктуации должны затухать либо по закону  $(T - \tilde{T}')^{-1/2}$  при  $a \neq 0$ , либо по закону  $(T - \tilde{T}')^{-3/2}$  при  $a = 0, b \neq 0$  и т. д. Последний вариант температурной зависимости действительно неплохо аппроксимировал наши экспериментальные

данные, полученные для статического парамагнитного отклика кристалла  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  на внешнее поле примерно до 1 Тл. Величина намагниченности оказывается здесь пропорциональной интенсивности флуктуаций, вследствие того что в несверхпроводящих областях, появляющихся при флуктуациях расслоения, может возникать магнитный момент, пропорциональный внешнему магнитному полю таким образом, что результирующий эффект получается парамагнитного типа. Ранее в соединении  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в несверхпроводящем состоянии парамагнитный сигнал регистрировался с помощью техники электронно-парамагнитного резонанса. Так, в работах [32, 33] наблюдались интенсивные линии ЭПР, отвечающие  $g$ -факторам, примерно равным 2 и 4. Кроме того, при флуктуационном расслоении в диэлектрических областях результирующий магнитный момент может дополнительно усиливаться за счет ослабления эффекта экранирования обменного взаимодействия, которому, как известно [34], в полном квантовомеханическом выражении кулоновской энергии отвечает интерференционный вклад. Поэтому в меру ослабления экранирования усиливаются как обычный кулоновский потенциал, так и обменное взаимодействие. При этом последнее приводит к росту обменного интеграла и, следовательно, может привести к увеличению результирующей намагниченности. Таким образом, температурная зависимость магнитного момента  $M \propto (T - \tilde{T}')^{-3/2}$ , зафиксированная в наших экспериментах, также могла бы быть отнесена к эффектам флуктуационного расслоения, однако, к сожалению, парамагнитный эффект на кристаллах  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  оказался слишком неустойчивым и нерегулярно воспроизводимым.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше результаты серии магнитных экспериментов со сверхпроводящими монокристаллическими образцами  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  показывают, что величины  $\tilde{T}$  и  $\tilde{T}'$  представляют собой одну и ту же температуру (и по физическому смыслу, и по величине, т. е.  $\tilde{T} \approx \tilde{T}'$ ). Кроме того, эти результаты позволяют распространить модель, представленную в работах [1, 17, 18], для описания особенностей поведения монокристаллов  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  ниже  $\tilde{T}$ . Однако, если в целом схема процессов в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , условно названная выше «моделью технологического доминирования», нашими данными не подтверждается, то отдельные моменты, взятые из нее, возможно, помогут сформулировать в некотором смысле

альтернативный подход к особенностям поведения этой ВТСП-системы. В упомянутой техноде-ли предполагалось, что основную роль в формировании температурных зависимостей  $R(T)$  и  $I_C(T)$  играет пространственная неоднородность технологического происхождения, исходно присутствующая в соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  в виде джозефсоновской перколяционной сети. Как указывалось выше, этому противоречат наблюдения сильного отрицательного магнитосопротивления, возвращающего систему при увеличении поля из высокоомного состояния к состоянию с сопротивлением порядка величины, регистрировавшейся при температурах, немного превышающих критическую,  $R(B_{max}) \rightarrow R_N(T \approx 30 \text{ К})$  (рис. 2). Однако разумно допустить, что в объеме образца может иметь место скрытый пространственный разброс критических температур  $T_C \neq \text{const}$ , т. е.  $T_C = T_C(r)$ . Этому предположению не противоречит наблюдение узких сверхпроводящих переходов, так как для обеспечения малой ширины перехода достаточно, чтобы всего лишь 30 % сверхпроводника обладало малым разбросом критических параметров. Более того, этот скрытый разброс становится наблюдаемым, когда температурная зависимость сопротивления образца, отвечающая сверхпроводящему переходу, «расплывается» при наложении магнитного поля (рис. 2). Очевидно, что при таком скрытом разбросе измеряемый критический ток образца будет вначале расти с уменьшением температуры (верхняя вставка к рис. 1). Достижение максимума при  $T \approx \tilde{T}$  будет означать, что весь образец стал сверхпроводящим. Однако в ходе дальнейшего снижения температуры будет сказываться уменьшение усредненной сверхпроводящей длины когерентности  $\langle \xi(r) \rangle$ . Если относительный разброс значений величин сверхпроводящей щели на пространственном масштабе  $L \approx \langle \xi(r) \rangle$  по мере температурного уменьшения  $\langle \xi(r) \rangle$  окажется порядка единицы,

$$\frac{\delta_L \{ \Delta(r) \}}{\langle \Delta(r) \rangle} \approx 1,$$

то в образце станет возможна андерсоновская локализация куперовских пар. Для такой локализации требуется парадоксальный в некотором смысле характер разброса критических температур: дальний порядок — ближний беспорядок, где под дальним порядком подразумевается уменьшение (сглаживание) относительного разброса локально усредненных  $T_C(r)$  по мере роста размера области, внутри которой проводится усреднение. При этом сильные пространственные флуктуации значений амплитуды сверхпроводящего конденса-

та  $\Psi(r) = \Delta(r) \exp(ikr)$  (где  $\delta\{\Delta(r)\} \approx \langle \Delta(r) \rangle$ ) обуславливают усиление эффективного фазового шума  $\Psi(r) \propto \exp\{i(kr + \varphi(r))\}$ , где  $\varphi(r) \propto \ln(\Delta(r))$ . Скачки фазы, возникающие здесь из-за многочисленных бездиссипативных отражений волновой функции сверхпроводящего конденсата в точках резкого изменения  $\Delta(r)$ , по существу и составляют микроскопический механизм андерсоновской локализации [35]. Макроскопически это вполне может выглядеть как снижение критического тока (верхняя вставка к рис. 1) или как диэлектризация образца (рис. 2). При этом введение достаточно сильного магнитного поля вместе со сверхпроводимостью разрушает и андерсоновскую локализацию (вставка к рис. 2). Области сверхпроводника с андерсоновской локализацией конденсата должны обладать свойствами, присущими слабой сверхпроводимости (слабая локализация — слабая сверхпроводимость), и возможно именно эти джозефсоновские свойства наблюдались нами в работе [3].

Обе возможности объяснения аномалий в соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  подразумевают, что поведение этой системы соответствует бездиссипативным процессам, которые могут быть описаны в терминах чистых квантовомеханических состояний [36]. В первом случае при самосогласованном расслоении ниже  $\tilde{T}$  бездиссипативность отвечает джозефсоновскому туннелированию куперовских пар между соседними сверхпроводящими областями, разделенными диэлектрическими прослойками. Во втором случае андерсоновская локализация сама по себе подразумевает строгую бездиссипативность отражения [35], сопровождающегося случайными скачками фазы сверхпроводящего конденсата. Бездиссипативность и вследствие ее возможность описания системы чистыми состояниями [36] в принципе позволяют строить на такой основе схемы, поведение которых во многом сходно с поведением квантового компьютера.

В работе [11] в качестве физической реализации квантового компьютера предлагается использовать двумерный массив сверхпроводящих мезоскопических нанозаполнителей, объединенных в единую систему джозефсоновскими слабыми связями. Кубитам в этой системе отвечают изоэнергетические зарядовые состояния нанозаполнителей:  $|1_{Qb}\rangle$  — одна куперовская пара на элементе,  $|0_{Qb}\rangle$  — ни одной пары. Изоэнергетичность состояний, необходимая для обратимости системы, реализующей квантовый компьютер, достигается приложением электрического потенциала, который в работе [11] предлагается

подавать на электроды, электростатически связанные каждый со своим элементом. Изменение состояний системы, отвечающее процессу обработки информации, проводится здесь посредством управляемого джозефсоновского туннелирования пар между элементами. Расслоение при температурах ниже  $\tilde{T}$  в модели с небольшим скрытым разбросом  $T_C$  или самосогласованное расслоение в стехиометрически однородном соединении  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  (модель [1]) приводит к дроблению кристалла на микроскопические сверхпроводящие домены, включенные с помощью джозефсоновских слабых связей в единую систему. Роль и реальность существования этих слабых связей в макроскопически однородном образце  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  были продемонстрированы нами при регистрации нестационарного эффекта Джозефсона [3]. Наличие в этой системе нестационарного эффекта указывает на мезоскопический характер сверхпроводящих доменов, проявляющихся ниже  $\tilde{T}$ . Если размер и их характерная электрическая емкость были бы большими ( $C_D \propto L$ ), то СВЧ-излучение не смогло бы эффективно проникать в глубь образца и на макроскопических контактах электрические эффекты обнаружить было бы невозможно. Таким образом, при температурах ниже  $\tilde{T}$  в системе  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  основные условия физической реализации среды квантового компьютера, сформулированные в работе [11], в принципе, оказываются выполнены. Более того, в модели самосогласованного расслоения [11] в силу фазового равновесия при сосуществовании в кристалле  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  ниже  $\tilde{T}$  сверхпроводящего и диэлектрического состояний элемент кристалла, содержащий носители заряда (т.е. находящийся в сверхпроводящем состоянии), и этот же элемент, лишенный носителей (пребывающий в диэлектрическом состоянии), оказываются изоэнергетичными и без электростатического уравнивания дополнительными электродами. При этом кубитам здесь можно сопоставить:  $|1_{Qb}\rangle$  — сверхпроводящее состояние некоторого мезоскопического элемента в макроскопическом кристалле  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ ,  $|0_{Qb}\rangle$  — диэлектрическое состояние этого же элемента. Гибкость и самосогласованность разбиения кристалла на мезоскопические нанозаполнители, интерференционные эффекты, сопутствующие джозефсоновскому туннелированию между нанозаполнителями, а также фазовое равновесие состояний  $|1_{Qb}\rangle$ ,  $|0_{Qb}\rangle$  способствуют реализации эффекта квантового зацепления [10], лежащего в основе принципа квантовой обработки информации.

Для установки начального состояния в предлагаемой схеме может быть использован пассивный

нестационарный эффект Джозефсона — облучение кристалла  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  внешним СВЧ-генератором программируемой частоты, что в некотором смысле аналогично методам исходной предустановки, предлагавшимся ранее для квантовых компьютеров ЯМР-типа [10].

Для считывания результатов может быть использован метод, аналогичный сканированию магнитного поля в ЯМР-томографах, при котором, управляя пространственными градиентами поля, можно задать единственную точку, где оказываются выполненными условия радиочастотного резонанса на ядерных магнитных моментах. Перемещая по объему образца  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  «аналогичную» точку, где поле имеет критическое значение, следовало бы, регистрируя отклик на потенциальных контактах образца, просканировать образец и определить пространственное распределение сверхпроводящих и диэлектрических областей. Однако здесь не учитывается экранирующее действие сверхпроводящих областей, которое, по-видимому, исключает точное задание поля в точке внутри образца. Более реальный вариант основывается на аналогии с рентгеновской томографией. Постепенно перемещая плоский пространственный фронт поля  $H = 0$ ,  $H = H_C$  вдоль образца, и регистрируя при этом изменение его ВАХ по мере увеличения области с разрушенной сверхпроводимостью, можно по окончании разрушения, решив обратную задачу, найти пространственное распределение сверхпроводящей фазы. Однако однозначное решение обратной задачи (с помощью быстрого фурье-преобразования) требует разрушающего сбора данных при перемещении плоского фронта в трех взаимно перпендикулярных направлениях, так что квантовый счет потребует повторить трижды. В принципе такое утроение «времени счета» не столь существенно, так как не выводит алгоритм из класса NP-задач, вычисляемых за полиномиальное время [10, 36]. По-видимому, возможно также решение обратной задачи на основе записи ВАХ в условиях нестационарного эффекта Джозефсона [3], когда по протяженности ступенек Шапиро можно построить гистограмму распределения длины линейных сверхпроводящих цепочек, отвечающих определенному пространственному распределению фаз в расслоенной системе  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ .

Однако, к сожалению, набор квантовых гейтов (квантовых логических элементов) на основе массива сверхпроводящих мезоскопических объектов, объединенных джозефсоновскими слабыми связями, предложенный в работе [11], по-видимому, оказывается несамодостаточным для обеспечения пол-

ной обратимости работы компьютера. Совершенная обратимость вычислений требует разработки трехкубитовых гейтов типа controlled-controlled-not [36], в работе [11] же предлагается элемент типа controlled-not, которого, как известно, недостаточно для построения универсального обратимого компьютера. В то же время квантовый компьютер должен быть полностью обратимым вычислительным устройством [36].

С позиции практической реализуемости, по-видимому, более простой возможностью является создание пропорционального детектора элементарных частиц на основе сверхпроводника  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , пребывающего в расслоенном состоянии. Механизм такого детектирования базируется на эффекте роста квазичастичного тока в джозефсоновском переходе [12], вызванного увеличением числа возбуждений над сверхпроводящей щелью, которые рождаются за счет потери энергии регистрируемой элементарной частицы. Квазичастичному току отвечает нижняя ветвь гистерезисной ВАХ джозефсоновского перехода. Подключив переход к генератору тока таким образом, чтобы нагрузочная прямая пересекала нижнюю ветвь примерно посередине [13], в дальнейшем для регистрации изменения квазичастичного тока достаточно непрерывно проводить измерения разности потенциалов на переходе. Однако в случае одиночного перехода вероятность взаимодействия частицы в нем (с соответствующей потерей ее энергии на генерацию квазичастиц) окажется ничтожно малой (сечение взаимодействия пропорционально квадрату микроскопического размера одиночного перехода). Кроме того, из-за малой вероятности процесса взаимодействия элементарная частица будет терять лишь малую часть энергии, что исключает возможность пропорционального режима детектирования. Чтобы импульсный электрический отклик действительно оказывался пропорциональным энергии падающей частицы, она должна полностью поглощаться в процессе генерации квазичастиц. Такое возможно только в системе с большим числом джозефсоновских переходов либо в виде технологически сформированных планарных массивов, включающих множество одиночных переходов [13], либо на основе сверхпроводника  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  в расслоенном состоянии, когда связь между сверхпроводящими доменами осуществляется посредством джозефсоновского туннелирования. В последнем случае получится существенно более плотная трехмерная упаковка чувствительных элементов. В работах [3, 15] нами наблюдалось изменение ВАХ поликристал-

лов  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  в расслоенном состоянии под действием СВЧ-излучения, что в принципе подтверждает работоспособность предлагаемого детектора, однако, в отличие от случая взаимодействия с корпускулярным излучением, в случае с СВЧ детектируется амплитуда электромагнитной волны и пропорциональный режим не реализуется. Часто при детектировании элементарных частиц сверхвысокая энергетическая чувствительность бывает не настолько важна (так, для рождения  $10^6$  квазичастиц потребуется всего лишь примерно 1 кэВ, что довольно мало по ядернофизическим меркам), насколько важным может стать вопрос об увеличении любой ценой сечения взаимодействия частицы с детектором. Таким образом, благодаря более плотной трехмерной упаковке чувствительных элементов криогенный детектор на основе соединения  $Ba_{1-x}K_xBiO_3$  в расслоенном состоянии может оказаться перспективным в экспериментах по регистрации слабозаимодействующих частиц (WIMP) [37], нейтрино, а также при решении ряда задач прикладного характера [37] (например, бесконтактный поиск металлов в горной породе методами спектроскопии высокого разрешения характеристических линий рентгеновской флуоресценции).

Работа выполнена при поддержке ФЦНТП «Экспериментальные и теоретические исследования ВТСП» (ГК № 40.012.1.1.1357), РФФИ (грант № 04-02-16455) и программы II-3 ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Горбацевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токачлы, Письма в ЖЭТФ **52**, 736 (1990).
2. Н. В. Аншукова, В. Б. Гинодман, А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. П. Русаков, А. М. Цховребов, ЖЭТФ **97**, 1635 (1990).
3. А. И. Головашкин, А. Н. Жерихин, Л. Н. Жерихина и др., ЖЭТФ **126**, 415 (2004).
4. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, ФТТ **26**, 1374 (1984).
5. J. Akimitsu, T. Ekino, and K. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **26**, 995 (1987).
6. V. M. Krasnov, N. Mros, A. Yurgens, and D. Winkler, Phys. Rev. B **59**, 8463 (1999).
7. Y. G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al., Physica C **315**, 85 (1999).
8. I. Tornes and D. Stroud, Phys. Rev. B **68**, 052512 (2003).
9. S.-J. Kim, T. Hatano, G.-S. Kim et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 3782 (2005).
10. К. А. Валиев, Вестник РАН **70**, 688 (2000).
11. D. V. Averin, Sol. St. Comm. **105**, 659 (1998).
12. Л. Солимар, *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*, Мир, Москва (1974).
13. N. E. Booth, P. I. Brink, R. J. Gaiskell et al., J. Low Temp. Phys. **93**, 521 (1993).
14. А. И. Головашкин, А. В. Гуденко, Л. Н. Жерихина и др., ЖЭТФ **106**, 297 (1994).
15. N. V. Anshukova, V. B. Ginodman, A. I. Golovashkin, L. I. Ivanova, A. P. Rusakov, A. M. Tskhovrebov, and L. N. Zherikhina, in *Proc. Int. Conf. on High Temp. Superconductivity and Localisation Phenomena*, Moscow, USSR (1991), p. J14.
16. L. N. Zherikhina, A. I. Golovashkin, A. V. Gudenko et al., Czech. J. Phys. **46**, 851 (1996).
17. А. А. Горбацевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токачлы, ЖЭТФ **101**, 971 (1992).
18. А. А. Gorbatsevich, Yu. V. Kopaev, and I. V. Tokatly, Physica C **223**, 95 (1994).
19. С. Верховский, А. Погудин, В. Оглобличев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 124 (2004).
20. M. L. Norton and H. Tang, Chem. Mater **3**, 431 (1991).
21. T. Murata, M. Tokunaga, and T. Tamegai, Physica C **388–389**, 761 (2003); R. Kondo, T. Fukami, K. Makise, and T. Tamegai, *ibid*, 717.
22. А. В. Калинов, И. В. Волошин, Л. М. Фишер, В. А. Ямпольский, в сб. *Материалы 1-й междунар. конф. по фундаментальным проблемам ВТСП*, Москва–Звенигород (2004), 123.
23. Y. Iijima, K. Kakimoto, Y. Sutoh et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 2590 (2005); E. Bartolome, X. Granados, T. Puig et al., *ibid*, 2775; S. Haindl, M. Eisterer, H. W. Weber et al., *ibid*, 3129; T. Asano, K. Itoh, S. Matsumoto et al., *ibid*, 3157; T. Kono, N. Sakai, S. Nariki et al., *ibid*, 3640; L. Frolek and E. Demencik, *ibid*, 3660.
24. У. Титце, К. Шенк, *Полупроводниковая схемотехника*, Мир, Москва (1982).

25. В. Буккель, *Сверхпроводимость*, Мир, Москва (1975).
26. A. M. Campbell and J. B. Evetts, *Critical Currents in Superconductors*, Taylor and Francis Ltd, London (1972).
27. V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486 (1963).
28. L. N. Zherikhina, A. I. Golovashkin, A. V. Gudenko et al., *Physica C* **388–389**, 451 (2003).
29. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, в сб. *Международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости»*, Москва–Звенигород (2004), с. 139.
30. A. I. Golovashkin, A. V. Gudenko, M. L. Norton et al., *Proc. 22<sup>nd</sup> Conf. Low Temp. Phys.*, Helsinki (1999).
31. A. I. Golovashkin, A. V. Gudenko, M. L. Norton et al., *Physica B* **284–288**, 779 (2000).
32. А. Ю. Якубовский, С. В. Гуденко, А. П. Русаков и др., *Кратк. сообщ. по физике*, ФИАН № 9–10, с. 30 (1997).
33. A. Yakubovskii, S. Gudenko, A. Rusakov, et al., *Physica C* **282–287**, 1929 (1997).
34. J. M. Ziman, *Principles of the Theory of Solids*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1979).
35. В. Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Наука, Москва (2003).
36. R. Feynman, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467 (1982).
37. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов и др., *Прикл. физ. (ЖПФ)*, № 6, с. 27 (2003).