

02,05

## Модель поведения гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле: температурная эволюция гистерезиса магнитосопротивления

© С.В. Семенов<sup>1,2</sup>, Д.А. Балаев<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: svsemenov@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 13 февраля 2020 г.

В окончательной редакции 13 февраля 2020 г.

Принята к публикации 18 февраля 2020 г.

Модель, описывающая поведение магнитосопротивления  $R(H)$  гранулярного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), развиваемая в последнее десятилетие, дает объяснение достаточно необычному виду и таким особенностям гистерезисных зависимостей  $R(H)$  (при  $T = \text{const}$ ), как локальный максимум, участок с отрицательным магнитосопротивлением, локальный минимум, и др. В рамках этой модели рассматривается эффективное поле в межгранулярной среде  $\mathbf{V}_{\text{эф}}$ , которое является суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитными моментами ВТСП гранул. Оно может быть записано в виде:  $\mathbf{V}_{\text{эф}}(H) = \mathbf{H} + 4\pi\alpha\mathbf{M}(H)$ , где  $M(H)$  — экспериментальная зависимость намагниченности,  $\alpha$  — параметр, характеризующий сгущение линий магнитной индукции в межгранулярной среде. В результате магнитосопротивление является не просто функцией внешнего поля, но и „внутреннего“, эффективного поля:  $R(H) = f(\mathbf{V}_{\text{эф}}(H))$ . Исследовано магнитосопротивление гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в широком диапазоне температур. Экспериментальные гистерезисные зависимости  $R(H)$ , полученные в диапазоне высоких температур (77–90 К), хорошо объясняются в рамках этой модели, и значение параметра  $\alpha$  составляет 20–25. Однако для температуры 4.2 К локальные экстремумы не наблюдаются, хотя выражение для  $\mathbf{V}_{\text{эф}}(H)$  предсказывает их наличие, а параметр  $\alpha$  несколько возрастает ( $\sim 30$ –35) для этой температуры. Дополнительным фактором, который необходимо учитывать в этой модели, может быть перераспределение траекторий микроскопического тока, также влияющее на процессы диссипации в межгранулярной среде. Для области низких температур и в условиях сильного сжатия магнитного потока ( $\alpha \sim 30$ –35) возможно изменение микроскопических траекторий тока  $\mathbf{I}_m$  при котором предпочтительнее туннелирование через соседнюю гранулу, но угол между  $\mathbf{I}_m$  и  $\mathbf{V}_{\text{эф}}$  будет заметно меньше  $90^\circ$ , хотя направления внешнего поля (а также эффективного поля) и макроскопического тока взаимно перпендикулярны.

**Ключевые слова:** гранулярные ВТСП, гистерезис магнитосопротивления, межгранулярные границы.

DOI: 10.21883/FTT.2020.07.49464.029

### 1. Введение

Поликристаллические (далее — гранулярные) высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) представляют собой двухуровневую сверхпроводящую систему. Это — сверхпроводящие кристаллиты („сильная“ сверхпроводящая подсистема), связанные посредством эффекта Джозефсона через межгранулярные границы, которые образуют уже вторую, „слабую“ сверхпроводящую подсистему. Вклад межгранулярных границ в магнитные свойства проявляется только в достаточно слабых магнитных полях: порядка десятков Эрстед в низких температурах [1,2] и долей Эрстеда в высоких температурах [2,3]. В умеренных и сильных магнитных полях намагниченность гранулярных ВТСП определяется только откликом гранул [4,5], фактически, внутригранулярным критическим током [5,6]. Подсистема межгранулярных границ, в свою очередь, определяет транспортные свойства гранулярных ВТСП, поскольку перенос сверхпроводящего тока через объемный обра-

зец происходит путем туннелирования носителей через границы между гранулами [7–9].

Однако есть и взаимодействие указанных подсистем. В наибольшей степени оно проявляется в магнито-транспортных свойствах — зависимостях критического тока от магнитного поля [10–15] и магнитосопротивлении  $R(H)$  [13–16]. Например, зависимости  $R(H)$  проявляют сложный немонотонный и гистерезисный характер [17–20], который не был объяснен в ранних работах. Поэтому модель поведения гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле начала формироваться только в 2000 годы [21–44], когда стали появляться работы, посвященные детальному исследованию магнито-транспортных свойств.

Вкратце, взаимодействие подсистем гранул и границ может быть объяснено следующим образом. Линии магнитной индукции от магнитных моментов  $M\mathbf{G}$  ВТСП гранул замыкаются через межгранулярное пространство, см. рис. 1, а. В результате поле в межгранулярных промежутках отличается от внешнего поля, и именно оно

влияет на процессы туннелирования между гранулами. Индуцированное магнитными моментами  $\mathbf{M}_G$  поле  $\mathbf{B}_{ind}$  пропорционально удельной намагниченности  $M$  (фактически — усредненному магнитному моменту гранул), и оно будет гистерезисной функцией внешнего поля  $H$  ввиду известного для сверхпроводников II рода гистерезиса  $M(H)$ . Следовательно, эффективное поле  $\mathbf{B}_{eff}$  в межгранулярной среде можно записать в виде

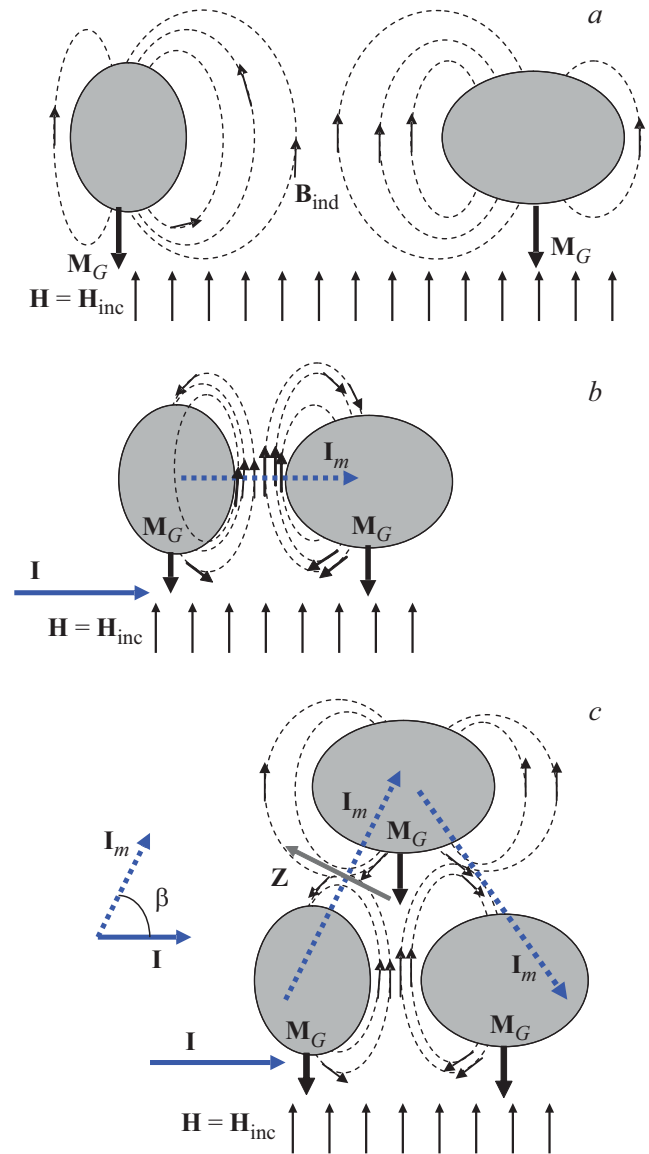
$$\mathbf{B}_{eff}(H) \sim \mathbf{H} + \mathbf{B}_{ind}(H). \quad (1)$$

Выражение (1) дает объяснение гистерезисному характеру зависимостей  $R(H)$  поскольку диссипация в межгранулярных границах определяется эффективным полем  $B_{eff}$ . Ситуация, однако, осложняется благодаря эффекту сжатия магнитного потока. Дело в том, протяженность межгранулярных границ имеет величину порядка сверхпроводящей длины когерентности (единицы nm), в то время как размеры гранул несоизмеримо больше (единицы — десятки  $\mu\text{m}$ ). Такое различие в размерах неизбежно приводит к сильному сжатию линий магнитной индукции в межгранулярной среде, схематически показанному на рис. 1, *b*. На возможность реализации эффекта сжатия потока в межгранулярной среде было впервые указано в работе [21], и впоследствии это было экспериментально подтверждено в ряде экспериментов [45–51]. В частности, было предложено ввести коэффициент пропорциональности между  $B_{ind}$  и намагниченностью  $M$ :  $B_{ind} = 4\pi\alpha M$ . Здесь параметр  $\alpha$  характеризует усредненный эффект сгущения линий магнитной индукции  $B_{ind}$ . Тогда выражение (1) переписывается в виде:

$$B_{eff}(H) = |H - 4\pi\alpha M(H)|. \quad (2)$$

В выражении (2) учтено направление линий магнитной индукции  $B_{ind}$  относительно внешнего поля  $H$  (см. рис. 1, *a, b*). Модуль взят ввиду того, что сопротивление — четная функция магнитного поля (множитель  $4\pi$  соответствует системе СГС).

Магнитосопротивление гранулярного сверхпроводника  $R(H)$  является функцией  $B_{eff}$ . И если рассматривать процессы диссипации в рамках стандартных подходов, например, аррениусовского соотношения  $R(H) = R_{NJ} \exp(-U/kT)$ , то необходимо понимать, что энергия джозефсоновской связи  $U$  (эквивалент потенциала пиннинга вихрей Абрикосова для ВТСП-гранул) в первую очередь является функцией эффективного поля, а не внешнего поля ( $U(H) \rightarrow U(B_{eff})$ ). Описываемый подход хорошо воспроизводит основные особенности наблюдаемых зависимостей  $R(H)$  с помощью выражения (2) и экспериментальных петель гистерезиса намагниченности  $M(H)$  [52]. Детальное сопоставление гистерезисных зависимостей  $R(H)$  с зависимостями  $B_{eff}(H)$  показало, что величина параметра  $\alpha$  для ВТСП-структуры 1-2-3 составляет  $\approx 20-25$ , и степень сжатия практически не меняется от 77 К до температуры сверхпроводящего перехода ( $\approx 90\text{ К}$ ) [50]. Для дальнейшего развития модели поведения гранулярного ВТСП во



**Рис. 1.** Схематическое представление линий магнитной индукции в межгранулярной среде гранулярного ВТСП. Овалы — ВТСП-гранулы, пространство между ними — межгранулярная среда; в данном представлении межгранулярные промежутки значительно увеличены. Пунктирные линии — линии магнитной индукции  $\mathbf{B}_{ind}$  от магнитных моментов сверхпроводящих гранул  $\mathbf{M}_G$ , стрелки показывают направление  $\mathbf{B}_{ind}$  при возрастающем внешнем поле  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{inc}$ . На частях (a) и (b) в сравнении показаны случаи, когда гранулы находятся, соответственно, „далеко“ и „близко“ друг от друга. В последнем случае *b* реализуется эффект сжатия линий магнитной индукции. На *b* и *c* — микроскопические траектории тока,  $\mathbf{I}$  — направление макроскопического тока при „перпендикулярной“ ориентации  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ . На *c* показано возможное перераспределение траекторий  $\mathbf{I}_m$ , если угол между  $\mathbf{I}_m$  и  $\mathbf{B}_{ind}$  мал (см. разд. 3).

внешнем магнитном поле необходимо более существенное расширение температурного диапазона исследований. В настоящей работе проведены измерения гистерезисных зависимостей  $R(H)$  образца гранулярного ВТСП

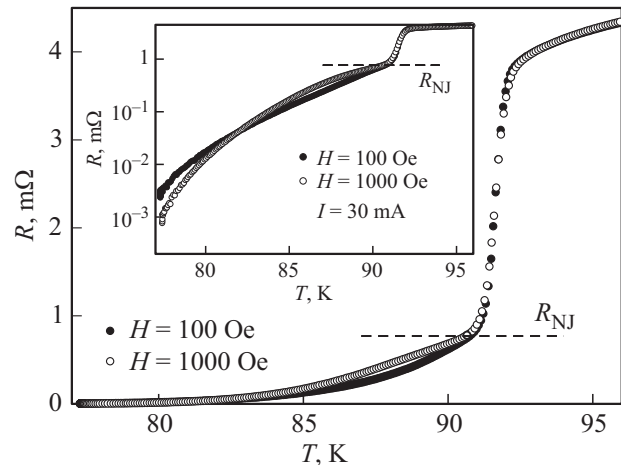
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  как в области высоких температур, так и при температуре жидкого гелия. Основной целью данных исследований было проследить изменение формы зависимости  $R(H)$  с температурой для проверки, дополнения и дальнейшего развития модели гранулярного ВТСП.

## 2. Эксперимент

Образец ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  был приготовлен стандартным методом твердофазного синтеза из соответствующих оксидов с тремя промежуточными помолами; окончательная стадия отжига проводилась при температуре около  $940^\circ\text{C}$  (близкой к температуре плавления) в течение 50 h. По окончании синтеза образец был отожжен при температуре  $350^\circ\text{C}$  в течение 10 h для достижения стехиометрии по кислороду.

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа, все рефлексы полученного образца соответствуют ВТСП со структурой 1-2-3, посторонних фаз замечено не было. По данным сканирующей электронной микроскопии (использовался электронный микроскоп Hitachi—TM 3000) средний размер гранул  $d$  составил около  $\sim 10 \mu\text{m}$ , причем, есть области, в которых происходит срастание кристаллитов. Соотношение элементов, согласно результатам энергодисперсионной спектроскопии, соответствует химической формуле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Температура сверхпроводящего перехода  $T_C$ , определенная из магнитных измерений (см. рис. 2) составила  $92.4 \text{ K}$ .

Измерения транспортных свойств проводились стандартным четырехзондовым методом. Величина плотности критического тока  $J_C$  составила  $\approx 150 \text{ A/cm}^2$  при температуре  $T = 77 \text{ K}$  и  $\approx 1.5 \text{ kA/cm}^2$  при  $T = 4.2 \text{ K}$  (в отсутствие внешнего поля). Для образцов с такими, достаточно высокими значениями  $J_C$ , есть экспериментальная проблема при проведении транспортных измерений. Необходимо проводить измерения в транспортном токе  $I$  порядка критического  $I_C$ . Если  $I < I_C$  в некотором поле  $H$ , то  $R(H) = 0$ , следовательно, для измерения зависимостей  $R(H)$  необходимо выполнение условия  $I > I_C(H)$ . При типичных размерах образца  $\approx 0.8 \times 0.8 \times 8 \text{ mm}^3$  (транспортный ток  $I$  прикладывается вдоль длинного направления) при  $T = 4.2 \text{ K}$  необходимо, чтобы транспортный ток  $I$  достигал значений более  $\sim 200 \text{ mA}$ , и чтобы обеспечить эффективный отвод тепла, выделяющегося на контактах, необходимо, чтобы образец находился в криогенной жидкости. В настоящей работе использовались прижимные позолоченные электрические контакты. Такие контакты позволили избежать разогрева образца из-за выделения тепла на токовых контактах при транспортных токах до  $30 \text{ mA}$ , если образец находился в гелиевой теплообменной атмосфере, и, по крайней мере, до  $500 \text{ mA}$ , при помещении образца непосредственно в криогенную жидкость. Внешнее поле, задаваемое либо электромагнитом (высокие температуры,  $I = 30 \text{ mA}$ ), либо сверхпроводящим соленоидом, прикладывалось перпендикулярно направлению транспортного тока ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ ). Измерения  $R(H)$  при малом



**Рис. 2.** Температурные зависимости электросопротивления  $R(T)$  исследованного образца во внешних магнитных полях 100 и 1 кОе. На вставке — то же самое в полулогарифмических координатах. Горизонтальная штриховая линия соответствует полному сопротивлению подсистемы межгранулярных границ —  $R_{NJ}$ .

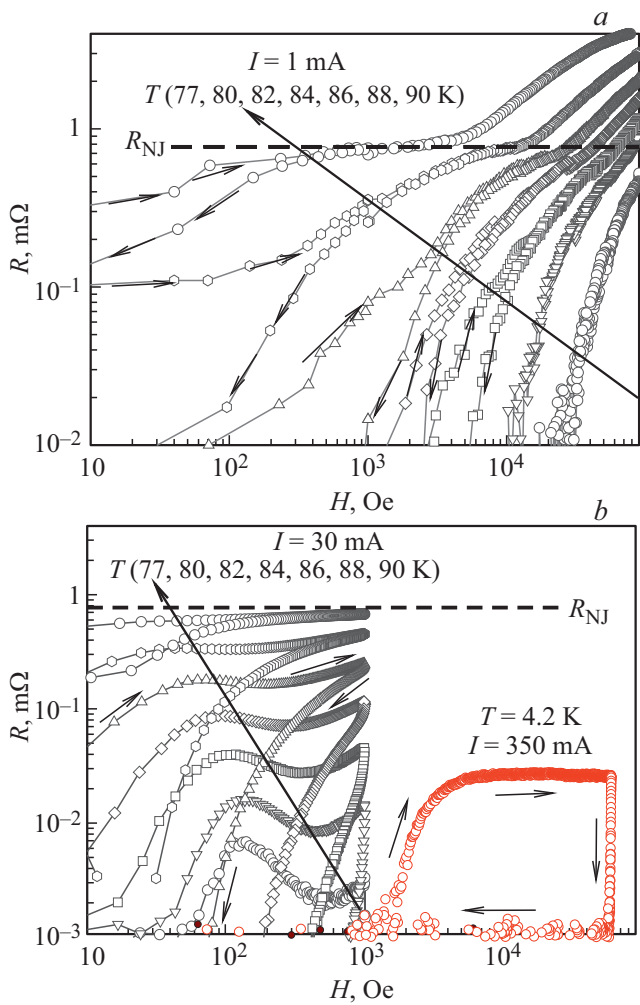
( $I = 1 \text{ mA}$ ) значении транспортного тока была проведена с использованием установки PPMS-6000. Данные по магнитосопротивлению как при высоких температурах, так и  $4.2 \text{ K}$  (в криостате с жидким гелием), были получены на одном и том же образце.

Магнитные свойства исследованы на вибрационном магнетометре [53] при внешних условиях, соответствующих магнитотранспортным измерениям, на том же самом образце, на котором измерялись зависимости  $R(H)$ .

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены температурные зависимости электросопротивления  $R(T)$  во внешних магнитных полях 100 Ое и 1 кОе. Резкий скачок сопротивления, начинающийся при  $T_C \approx 92.4 \text{ K}$ , слабо зависящий от внешнего поля, соответствует переходу в подсистеме сверхпроводящих гранул, а плавная часть зависимостей  $R(T)$  отражает переход в сверхпроводящее состояние подсистемы межгранулярных границ [7,15,19,20,31,32,39]. Такое четкое разграничение диссипации в подсистемах гранул и межгранулярных границ отражает справедливость рассмотрения гранулярного ВТСП, как двухуровневой подсистемы (см. разд. 1). Если условно разделить полное сопротивление образца как сумму сопротивлений гранул и межгранулярных границ, то значение  $R$  в близости начала перехода в межгранулярных границах можно считать „нормальным“ сопротивлением  $R_{NJ}$  этой подсистемы [54] (см. рис. 2).

Обычно для сверхпроводников II рода зависимости  $R(T)$  во внешнем поле являются монотонными функциями, и при  $T = \text{const}$  сопротивление тем больше, чем больше внешнее поле [55]. Несколько иная ситуация



**Рис. 3.** Гистерезисные зависимости  $R(H)$  при указанных температурах и значениях транспортного тока  $I$  в двойной логарифмической шкале. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля. Величина  $R_{NJ}$  (см. рис. 2) показана горизонтальной штриховой линией.

наблюдается для данных рис. 1. Из вставки на рис. 1 видно, что зависимости  $R(T)$  во внешних полях 100 Oe и 1 kOe пересекаются, и в температурном диапазоне 77–82 K  $R(H = 1 \text{ kOe}) < R(H = 100 \text{ Oe})$ , в то время как при  $T > 83 \text{ K}$  имеет место стандартное поведение:  $R(H = 100 \text{ Oe}) < R(H = 1 \text{ kOe})$ . Такая необычная особенность будет объяснена ниже, на основании анализа гистерезисных зависимостей  $R(H)$ .

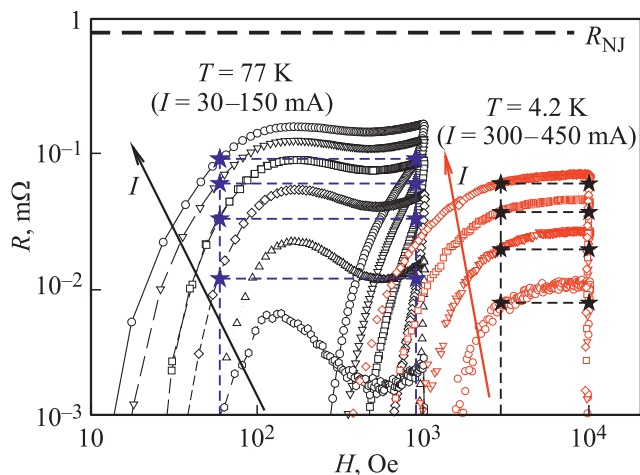
Температурная эволюция зависимости  $R(H)$  показана на рис. 3. Рис. 3, *a* содержит информацию о поведении  $R(H)$  при малом значении транспортного тока ( $I = 1 \text{ mA}$ ) до полей 90 kOe при температурах от 77 до 90 K. Зависимости  $R(H)$ , измеренные при значительно большем токе  $I = 30 \text{ mA}$  в полях до 1 kOe и в том же температурном диапазоне (77–90 K), приведены на рис. 3, *b*. Также на рис. 3, *b* показана гистерезисная зависимость магнитосопротивления при температуре 4.2 K; она была получена при транспортном токе  $I = 350 \text{ mA}$ .

На рис. 3 использована двойная логарифмическая шкала ввиду большого диапазона сопротивления и магнитных полей. Горизонтальные линии на рис. 3 показывают величину „нормального“ сопротивления подсистемы межгранулярных границ —  $R_{NJ}$ . Как видно из рис. 3, *a*, в достаточно большом внешнем поле сопротивление образца достигает этой величины. В поле  $H^*$ , в котором  $R \approx R_{NJ}$  зависимости  $R(H)$  демонстрируют особенность — смену знака кривизны. Это свидетельствует о выходе на насыщение (плато) магнитосопротивления подсистемы межгранулярных границ [38,39]. С дальнейшим увеличением поля сопротивление образца превышает величину  $R_{NJ}$ , и при  $H \geq H^*$  начинается диссипация уже в сверхпроводящих гранулах. Гистерезис магнитосопротивления существует в диапазоне полей от нуля до  $H^*$ .

Гистерезисное поведение магнитосопротивления качественно имеет одинаковый характер как для „малого“ транспортного тока (1 mA — рис. 3, *a*), так и для  $I = 30 \text{ mA}$  и более (рис. 3, *b*):  $R(H_{inc})$  практически всегда больше  $R(H_{dec})$ ; здесь и далее  $H_{dec}$  и  $H_{inc}$  — соответствуют убывающему и возрастающему внешнему полю. Зависимости  $R(H_{inc})$  на рис. 3, *b* демонстрируют немонотонное поведение — на них присутствуют явно выраженные максимум и минимум при возрастании поля. Из температурной эволюции зависимостей  $R(H)$  на рис. 4, *b* видно, что при  $T = 77$  и 80 K выполняется неравенство  $R(H \approx 100 \text{ Oe}) > R(H \approx 1 \text{ kOe})$ , тогда как при  $T = 82 \text{ K}$  сопротивления в этих полях примерно равны, а в области температур, больших 82 K,  $R(H_{inc} \approx 100 \text{ Oe})$  уже меньше  $R(H_{inc} \approx 1 \text{ kOe})$ . Это коррелирует с „нетипичным“ поведением зависимостей  $R(T)$ , измеренных при этом же значении тока ( $I = 30 \text{ mA}$ ) (см. вставку на рис. 2).

Сравнивая данные рис. 3, *a* и *b* для диапазона температур 77–90 K, можно сказать, что в малом транспортном токе характерные локальные экстремумы зависимостей  $R(H_{inc})$  не видны. Это происходит из-за того, что в случае достаточно малого транспортного тока диссипация начинается в полях, больших, чем поле, в котором появляются аномалии зависимостей  $R(H_{inc})$ . Зависимость  $R(H)$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ , показанная на рис. 3, *b*, была получена еще в большем транспортном токе ( $I = 350 \text{ mA}$ ), чем данные для температур 77–90 K на этом же рисунке. Видно, что зависимость  $R(H_{inc})$  при  $T = 4.2 \text{ K}$  уже не содержит характерных локальных экстремумов, что, как будет показано ниже, является нетривиальным фактом. Далее рассмотрим более детально влияние транспортного тока на вид гистерезиса магнитосопротивления, а также происхождение локальных экстремумов зависимости  $R(H_{inc})$ .

На рис. 4 приведены зависимости  $R(H)$  при различных величинах тока  $I$  для температур 77 и 4.2 K в полях до 1 и 10 kOe соответственно (использована двойная логарифмическая шкала). Для данных при  $T = 77 \text{ K}$  с увеличением тока магнитосопротивление возрастает, и несколько видоизменяется форма зависимостей  $R(H)$ .



**Рис. 4.** Зависимости  $R(H)$  при  $T = 77$  К ( $I = 30, 50, 75, 100, 125, 150$  мА) и  $4.2$  К ( $I = 300, 350, 400, 450$  мА) в двойной логарифмической шкале. Горизонтальные и вертикальные штриховые линии показывают одинаковую величину ширины гистерезиса магнитосопротивления для различных значений  $I$ .

Максимум и минимум зависимости  $R(H_{inc})$  присутствуют для всех использованных величин транспортного тока, и их положение не сильно меняется для различных значений  $I$ . При  $T = 4.2$  К увеличение тока от 300 до 450 мА приводит только к тому, что заметное магнитосопротивление появляется в меньших полях  $H_{inc}$ .

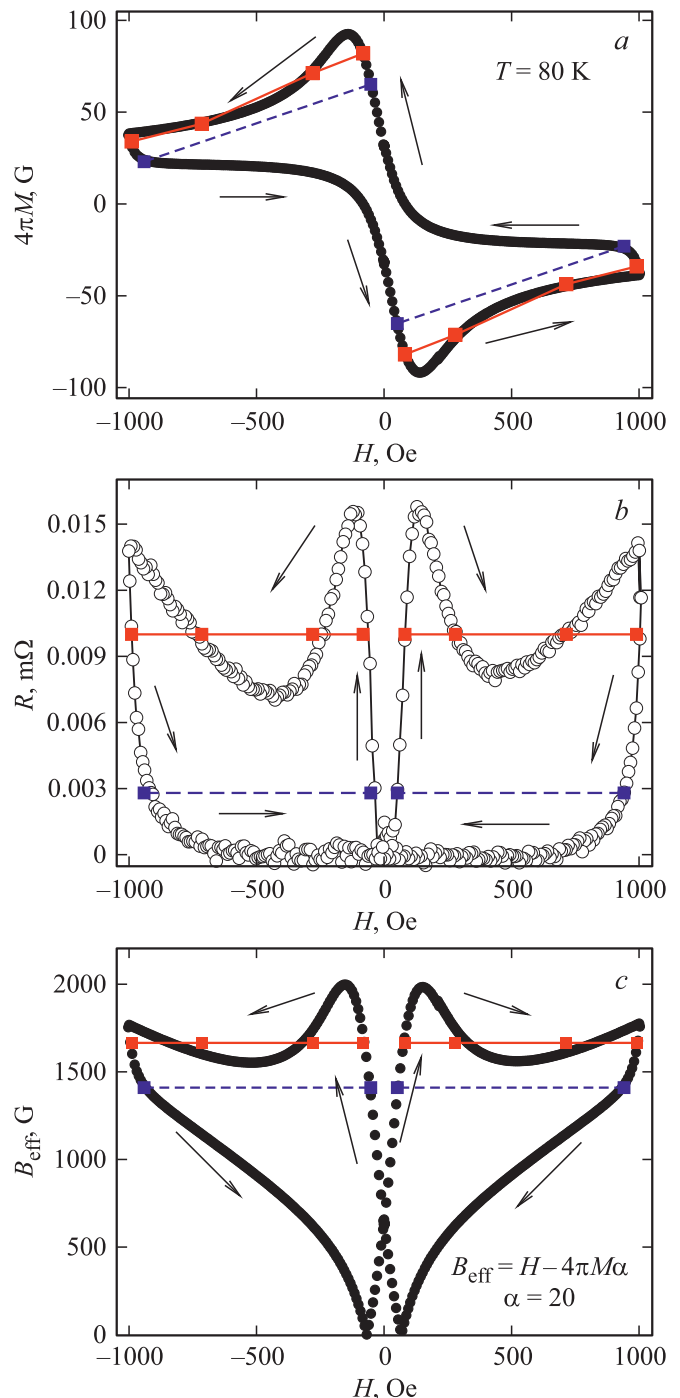
Ранее было показано, что в диапазоне достаточно высоких температур (от 77 К до  $T_C$ ) гистерезисные зависимости  $R(H)$  гранулярных ВТСП проявляют универсальное поведение: при  $T = const$  полевая ширина гистерезиса не зависит от транспортного тока [34,35,54,47,50]. Этот параметр, фактически, является длиной отрезка, соединяющего точки  $H_{dec}$  и  $H_{inc}$  гистерезисной зависимости  $R(H)$ , при условии  $R(H_{dec}) = R(H_{inc})$ :

$$\Delta H = H_{dec} - H_{inc}. \quad (3)$$

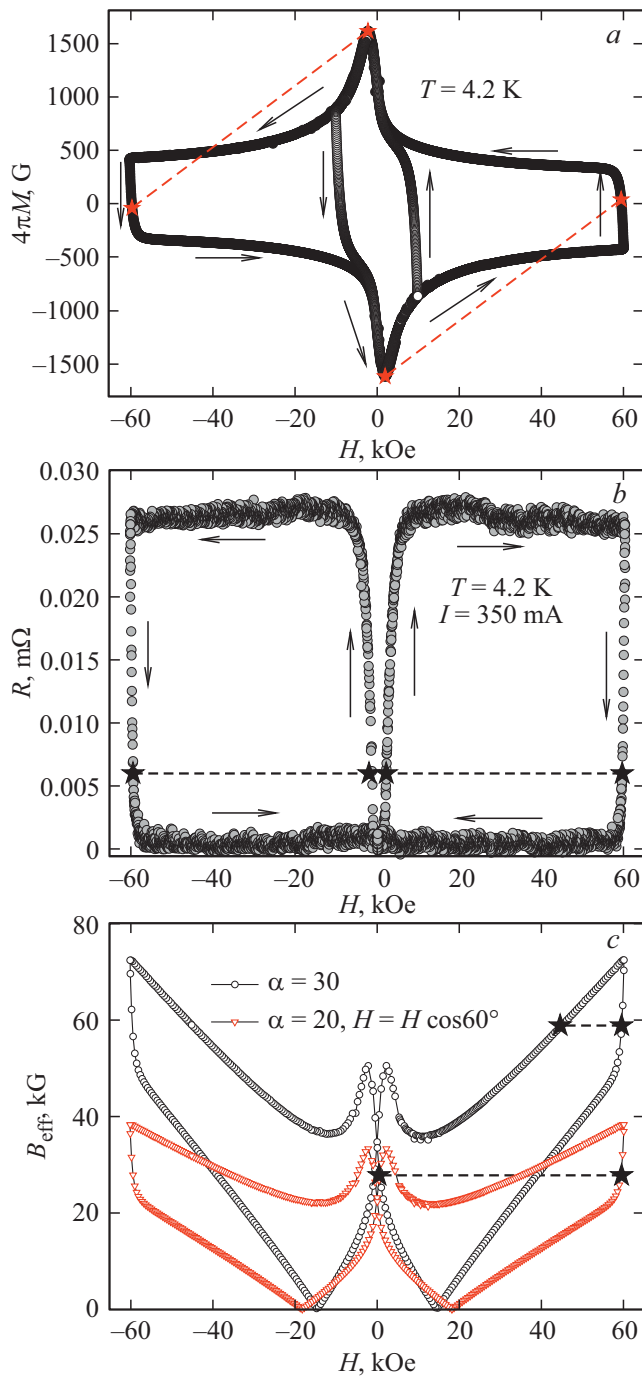
Такое поведение параметра  $\Delta H$  является прямым следствием реализации в гранулярном ВТСП двухуровневой сверхпроводящей системы, в которой транспортный ток влияет на диссипацию в подсистеме межгранулярных границ, но не может повлиять на намагниченность гранул и изменить поле  $B_{ind}$ . Горизонтальные линии, соединяющие точки на рис. 4, соответствуют полевой ширине гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H = H_{dec} - H_{inc}$  при  $H_{dec} = 900$  Ое для данных при 77 К и  $H_{dec} = 9800$  Ое для данных при 4.2 К. Точки пересечения горизонтальных линий с зависимостью  $R(H_{inc})$  имеют одинаковые абсциссы (показано вертикальными штриховыми линиями). Это иллюстрирует независимость полевой ширины гистерезиса от транспортного тока (для других значений  $H_{dec}\Delta H$  также не зависит от  $I$ ). Ранее для гранулярных ВТСП иттриевой системы это свойство было описано только для температуры 77 К [47,50,54], и в настоя-

щей работе получено экспериментальное подтверждение независимости  $\Delta H$  от транспортного тока при  $T = 4.2$  К.

Рассмотрим происхождение локальных экстремумов зависимости  $R(H_{inc})$ . На рис. 5 приведены гистерезисные зависимости намагниченности  $M(H)$ , магнитосопротивления  $R(H)$ , эффективного поля  $B_{eff}(H)$  при  $T = 80$  К.



**Рис. 5.** Гистерезисные зависимости:  $a - M(H)$ ,  $b - R(H)$ ,  $c - B_{eff}(H)$  при  $T = 80$  К. Горизонтальные линии на  $b$  и  $c$  иллюстрируют, то, что значения  $\Delta H$  между точками на зависимостях  $R(H)$  и  $B_{eff}(H)$  примерно одинаковы. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля.



**Рис. 6.** Гистерезисные зависимости: *a* —  $M(H)$ , *b* —  $R(H)$ , *c* —  $B_{\text{eff}}(H)$  при  $T = 4.2$  К. Горизонтальные линии на *b* и *c* иллюстрируют ширину гистерезиса  $R(H)$  и  $B_{\text{eff}}(H)$  при  $H_{\text{dec}} = 59.4$  кОе.  $B_{\text{eff}}(H)$  на *c* построены по выражению (2) при параметрах, указанных на рисунке.

Выражение (2) для эффективного поля в межгранулярной среде содержит неизвестный параметр  $\alpha$ . Его значение можно определить исходя из следующих соображений. Для любой точки зависимости  $R(H_{\text{dec}})$  есть точка на зависимости  $R(H_{\text{inc}})$ , в которой  $R(H_{\text{dec}}) = R(H_{\text{inc}})$ . Тогда и эффективное поле  $B_{\text{eff}}$  в точках с этими абсциссами

( $H_{\text{dec}}$  и  $H_{\text{inc}}$ ) будет одинаковым:  $B_{\text{eff}}(H_{\text{dec}}) = B_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})$ . Ширина гистерезиса  $R(H)$ , определяемая выражением (3), не зависит от транспортного тока, а значит, она должна иметь то же значение, что и  $\Delta H$  для эффективного поля:  $\Delta H_{R=\text{const}} = \Delta H_{B_{\text{eff}}=\text{const}}$ . Следовательно, при значении параметра  $\alpha$ , дающем наилучшее согласие между величинами  $\Delta H$  для гистерезиса  $R(H)$  и гистерезиса  $B_{\text{eff}}(H)$ , полученная зависимость  $B_{\text{eff}}(H)$  будет адекватно отражать эффективное поле в межгранулярной среде. Зависимость  $B_{\text{eff}}(H)$  на рис. 5, *c* построена при  $\alpha = 20$  с использованием экспериментальных данных по намагниченности рис. 5, *a*. Как видно из рис. 5, *b* и *c*, длины горизонтальных отрезков (это и есть ширина гистерезиса  $\Delta H$ ), пересекающих зависимости  $R(H)$  и  $B_{\text{eff}}(H)$ , практически одинаковы. Согласие длин отрезков имеет место как в случае, когда горизонтальные прямые  $R = \text{const}$  (или  $B_{\text{eff}} = \text{const}$ ) четыре раза пересекают зависимости  $R(H)$  и  $B_{\text{eff}}(H)$ , так и когда прямые  $R = \text{const}$  только два раза пересекают их (нижние прямые на рис. 3, *b, c*). На зависимости  $M(H)$  (рис. 5, *a*) также показаны точки, соответствующие условиям  $R = \text{const}$  и  $B_{\text{eff}} = \text{const}$  на рис. 5, *b* и *c* соответственно. Сравнивая данные на рис. 5, *a, b* и *c*, можно однозначно заключить, что локальный максимум зависимости  $R(H_{\text{inc}})$  соответствует экстремуму зависимости  $M(H_{\text{inc}})$ . С понижением температуры от 88 до 77 К положение максимума зависимости  $R(H_{\text{inc}})$  смещается в область больших полей (см. рис. 3, *b*). Это вызвано смещением положения экстремума зависимости  $M(H_{\text{inc}})$  с понижением температуры.

Рассмотрим подробнее магнитосопротивление при  $T = 4.2$  К. Зависимость  $R(H)$  в диапазоне полей  $\pm 60$  кОе ( $I = 350$  мА) показана на рис. 6, *b*. Эта зависимость имеет вид „прямоугольной петли“, что кардинально отличается от данных для высоких температур (см. рис. 3, *b, 5, b*). Сначала оценим значение параметра  $\alpha$ , характеризующего степень сжатия магнитного потока в межгранулярной среде. Горизонтальные штриховые линии, соединяющие точки на рис. 6, *b*, имеют тот же смысл, что и для рис. 4 и 5, *b*, и на рис. 6, *b* эти линии соответствуют ширине гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H$  при  $H_{\text{dec}} = \pm 59.4$  кОе. Абсцисса точки пересечения горизонтальных линий на рис. 6, *b* с зависимостью  $R(H_{\text{inc}})$  составляет  $\pm 2.1$  кОе следовательно  $\Delta H = 57.3$  кОе. Величины намагниченности образца в полях  $H_{\text{dec}} = \pm 59.4$  кОе и  $H_{\text{inc}} = \pm 2.1$  кОе видны на рис. 6, *a*. Из выражений (2) и (3) при  $B_{\text{eff}}(H_{\text{dec}}) = B_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})$ , получим

$$\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}} = 4\pi\alpha \{M(H_{\text{dec}}) - M(H_{\text{inc}})\}. \quad (4)$$

Подставляя экспериментальные значения намагниченности  $M(H_{\text{dec}})$ ,  $M(H_{\text{inc}})$  и  $\Delta H = 57.3$  кОе в выражение (4), получим, что величина параметра  $\alpha$  составляет около 30. Следовательно, степень сжатия магнитного потока не уменьшилась при низкой температуре (при высоких температурах  $\alpha \approx 20$ ), а скорее увеличилась.

Однако в рамках вышеописанного подхода „прямоугольную“ форму зависимости  $R(H)$  при 4.2 К на рис. 6, *b* объяснить проблематично. Действительно, зависимость  $V_{\text{eff}}(H)$  на рис. 6, *c*, построенная при  $\alpha = 30$  с использованием данных по намагниченности при  $T = 4.2$  К, обладает и локальным максимумом, и локальным минимумом, характерными и для высоких температур. Следует отметить, что для больших значений  $\alpha$  согласие между шириной гистерезиса  $R(H)$  и  $V_{\text{eff}}(H)$  не улучшается. Если же при построении  $V_{\text{eff}}(H)$  уменьшать  $\alpha$ , то локальный максимум на зависимости  $V_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})$  будет менее выражен, однако ввиду доминирования первого слагаемого в выражении (2) значение  $\Delta H$  при  $H_{\text{dec}} = \pm 59.4$  кОе будет гораздо меньше величины  $\Delta H$  зависимости  $R(H)$ .

Итак, из сравнительного анализа экспериментальных гистерезисных зависимостей  $R(H)$  при высоких температурах и низкой температуре (4.2 К) и можно констатировать, что для низкой температуры модель гистерезисного поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле дает только качественное согласие с экспериментом. И основным непонятным фактом является отсутствие локальных экстремумов зависимости  $R(H_{\text{inc}})$  при  $T = 4.2$  К („прямоугольная“ форма). Рассмотрим возможные причины такого поведения. Хотя сопротивление образца при  $T = 4.2$  К, транспортных токах  $I = 300\text{--}450$  мА и в полях  $H \sim 10\text{--}60$  кОе составляет  $\sim 3\text{--}4\%$  от значения  $R_{\text{NJ}}$ , тем не менее оно близко к сопротивлению при температурах 77–80 К, транспортных токах  $I = 30\text{--}75$  мА и в полях  $H \sim 0.1\text{--}1$  кОе (см. рис. 3, *b*, и рис. 4). Следовательно, нельзя считать, что экспериментальные условия при  $T = 4.2$  К аналогичны условиям „малого тока“, как для данных рис. 3, *a*, когда наблюдаемая диссипация начинается в больших полях. Зависимости  $R(H)$  при  $T = 4.2$  К, так же как и в области высоких температур, характеризуются отсутствием зависимости полевой ширины гистерезиса от транспортного тока, что дает основания для использования параметра  $\Delta H$  для анализа и сравнения шириной гистерезиса эффективного поля —  $V_{\text{eff}}(H)$ . Степень сжатия потока в межгранулярной среде, определяемая величиной  $\alpha$ , в низких температурах осталась примерно на том же уровне, что и в области высоких температур ( $\alpha \sim 20\text{--}30$ ).

По-видимому, с понижением температуры появляется дополнительный фактор, влияющий на характер прохождения (туннелирования) носителей сверхпроводящего тока через межгранулярные границы. Эти фактором может быть перераспределение траекторий микроскопических токов. Согласно классическому рассмотрению Бардина–Стефена (Bardeen–Stephen) [56], для сверхпроводников II рода магнитосопротивление пропорционально  $\sin^2(\angle \mathbf{H}, \mathbf{I})$ , т.е. при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$  (что соответствует условиям эксперимента) разрушение куперовских пар наиболее эффективное и магнитосопротивление максимально [48, 49, 57–61]. Для микроскопических токов  $\mathbf{I}_m$  (см. рис. 1, *b*),  $R \sim \sin^2(\angle \mathbf{H}, \mathbf{I}_m)$ . С понижением температуры (например, от 80 до 4.2 К — см. рис. 5, *a*

и 6, *a*), величина намагниченности, определяющая индуцированное поле  $V_{\text{ind}}$ , возрастает более чем на порядок. Возможно, при сильном возрастании эффективного поля носителям будет предпочтительнее туннелировать через „соседнюю гранулу“, если при этом угол между  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  и  $\mathbf{I}_m$  мал. Фактически, микроскопические траектории тока могут „обтекать“ межгранулярные границы, в которых  $\mathbf{V}_{\text{eff}} \perp \mathbf{I}$ . Схематически такое перераспределение микроскопических траекторий тока показано на рис. 1, *c* (в сравнении с рис. 1, *b*). Туннелирование в этом случае будет осуществляться через межгранулярные промежутки, в которых  $\angle \mathbf{V}_{\text{eff}}, \mathbf{I}_m < 90^\circ$ , а следовательно и  $\angle \mathbf{H}, \mathbf{I}_m$  менее  $90^\circ$ . Тогда влияние внешнего поля будет меньше, и будет „работать“ проекция  $\mathbf{H}$  на плоскость  $Z$ , перпендикулярную траектории микроскопического тока (см. рис. 1, *c*). Величина этой проекции может быть записана как  $H \cos \beta$ , где  $\beta = \angle \mathbf{I}, \mathbf{I}_m$ , как показано на рис. 1, *c*. На рис. 6, *c* приведена зависимость  $V_{\text{eff}}(H)$  при  $\alpha = 20$ , причем, в выражении (2) внешнее поле было взято с коэффициентом 0.5, т.е.  $\beta = 60^\circ$ . Конечно, нельзя сказать, что эта зависимость  $V_{\text{eff}}(H)$  хорошо описывает поведение магнитосопротивления (рис. 6, *b*). Тем не менее, значения  $V_{\text{eff}}(H \approx 60$  кОе) и  $V_{\text{eff}}(H_{\text{inc}} \approx 1.5$  кОе) (поле  $H_{\text{inc}} \approx 1.5$  кОе соответствует локальному максимуму зависимости  $V_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})$ ) уже близки (в отличии от подобных значений для зависимости  $V_{\text{eff}}(H)$  при  $\alpha = 30$ ). И если принять во внимание, что при перераспределении траекторий тока параметр  $\alpha$  может быть зависимым от внешнего поля (это достаточно сложно учесть в рамках простого выражения (2)), то можно сказать, что при замене „ $H \rightarrow H \cos \beta$ “ зависимость  $V_{\text{eff}}(H)$ , хотя и качественно, но лучше объясняет гистерезис магнитосопротивления при  $T = 4.2$  К. Отметим, что полученное значение  $\beta$  означает, что микроскопические токи могут отклоняться от направления макроскопического тока до  $\sim 60^\circ$ , что вполне ожидаемо в рамках данного сценария.

## 4. Заключение

Суммируем результаты, полученные в настоящей работе. На образце гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , обладающем достаточно высокими транспортными характеристиками ( $J_C(T = 77 \text{ К}) \approx 150$  А/см<sup>2</sup>,  $J_C(T = 4.2 \text{ К}) \approx 1.5$  кА/см<sup>2</sup> при  $H = 0$ ), исследованы гистерезисные зависимости магнитосопротивления при различных плотностях транспортного тока как в диапазоне температур от 77 К до температуры перехода  $T_C$ , так и при  $T = 4.2$  К. Измерения включали в себя широкий диапазон транспортного тока и магнитных полей (до 90 кОе). Анализ полученных результатов проводился в рамках развиваемой авторами модели поведения гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле, в которой магнитосопротивление является функцией эффективного поля в межгранулярной среде —  $V_{\text{eff}}(H) = |H - 4\pi a M(H)|$ .

В области высоких температур ( $77\text{ K} - T_c$ ) все особенности зависимости  $R(H)$  адекватно описываются в рамках модели. К ним относятся: 1) независимость величины полевой ширины  $\Delta H$  гистерезиса  $R(H)$  от транспортного тока, 2) достаточно большая величина  $\Delta H$ , что характеризует сильное сжатие магнитного потока в межгранулярной среде, 3) наличие выраженного локального максимума зависимости  $R(H)$  при увеличении внешнего поля. Первые две особенности также характерны и для данных при  $4.2\text{ K}$ , однако локальный максимум, ярко проявляющийся в области высоких температур, на зависимости  $R(H)$  отсутствует. Это свидетельствует о возникновении дополнительного фактора, влияющего на процессы диссипации в межгранулярной среде в области низких температур. Этим фактором может быть перераспределение траекторий микроскопического тока, происходящее с изменением внешнего магнитного поля. Иными словами, в области низких температур, в условиях сильного сжатия потока возможно изменение микроскопических траекторий тока, когда предпочтительнее туннелирование через те межгранулярные границы, в которых направление микротока будет не перпендикулярно линиям напряженности эффективного поля (при условиях, когда  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ ). Исследуемый в работе образец обладает характеристиками, типичными для гранулярных ВТСП-материалов иттриевой системы, что дает основания обобщать полученные выводы, по крайней мере, на класс гранулярных материалов данной ВТСП-системы.

### Благодарности

Авторы благодарят Д.М. Гохфельда за обсуждение результатов. Часть измерений транспортных свойств проводилась на установке РРМС-6000 Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] J. Jung, M.A.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. Phys. Rev. B **42**, 10, 6181 (1990).
- [2] V. Andzrejewski, E. Guilmeau, Ch. Simon. Supercond. Sci. Technol. **14**, 904 (2001).
- [3] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
- [4] D.-X. Chen, R.W. Cross, A. Sanchez. Cryogenics **33**, 695 (1993).
- [5] В.В. Вальков, Б.П. Хрусталева. ЖЭТФ **107**, 1221 (1995).
- [6] Д.М. Гохфельд. ФТТ **56**, 12, 2298 (2014).
- [7] M.A. Dubson, S.T. Herbet, J.J. Calabrese, D.C. Harris, B.R. Patton, J.C. Garland. Phys. Rev. Lett. **60**, 1061 (1988).
- [8] M.I. Petrov, S.N. Krivomazov, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Solid State Commun. **82**, 453 (1992).
- [9] M.I. Petrov, D.A. Balaev, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Physica C **235–240**, 3043 (1994).
- [10] J.E. Evetts, B.A. Glowacki. Cryogenics **28**, 641 (1988).
- [11] E. Altshuler, J. Musa, J. Barroso, A.R.R. Papa, V. Venegas. Cryogenics **33**, 308 (1993).
- [12] P. Mune, E. Govea-Alcaide, R.F. Jardim. Physica C **354**, 275 (2001).
- [13] P. Mune, F.C. Fonseca, R. Muccillo, R.F. Jardim. Physica C **390**, 363 (2003).
- [14] D.A. Balaev, D.M. Gokhfeld, S.I. Popkov, K.A. Shaykhtudinov, M.I. Petrov. Physica C **460–462**, 1307 (2007).
- [15] D.A. Balaev, A.A. Dubrovskii, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, S.V. Semenov, K.A. Shaykhtudinov, M.I. Petrov. Phys. Solid State **54**, 11, 2155 (2012).
- [16] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [17] S. Shifang, Z. Yong, P. Guoqian, Y. Daoq, Z. An, C. Zuyao, Q. Yitai, K. Eiyai, Z. Qirui. Europhys. Lett. **6**, 4, 359 (1988).
- [18] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. Phys. Rev B **47**, 470 (1993).
- [19] M. Prester, E. Babic, M. Stubicar, P. Nozar'. Phys. Rev. B **49**, 10, 6967 (1994).
- [20] M. Prester. Supercond. Sci. Technol. **11**, 333 (1998).
- [21] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura. Phys. Rev. B **66**, 13, 11478 (2002).
- [22] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **74**, 291 (2001).
- [23] Н.Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 1934 (2001).
- [24] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **29**, 4, 396 (2003).
- [25] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 10, 1740 (2004).
- [26] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 10, 1744 (2007).
- [27] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **50**, 6, 961 (2008).
- [28] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖТФ **78**, 36 (2008).
- [29] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **53**, 5, 858 (2011).
- [30] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. ФТТ **56**, 625 (2014).
- [31] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **59**, 8, 1470 (2017).
- [32] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **60**, 3, 465 (2018).
- [33] М.А. Васютин. Письма в ЖТФ **39**, 9 (2013).
- [34] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [35] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, Ю.С. Гохфельд, М.И. Петров. ЖЭТФ **135**, 271 (2009).
- [36] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **50**, 972 (2008).
- [37] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. ФТТ **51**, 1046 (2009).
- [38] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **53**, 5, 865 (2011).
- [39] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, E.I. Sabitova, A.A. Dubrovskiy, K.A. Shaikhutdinov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 2129 (2011).
- [40] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, Д.М. Гохфельд. ФТТ **56**, 8, 1492 (2014).
- [41] Д.М. Гохфельд, Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. ФТТ **57**, 11, 2090 (2015).



- [42] M. Olutas, A. Kilic, K. Kilic, A. Altinkok. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3369 (2013).
- [43] A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, A. Kilic. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3085 (2013).
- [44] M. Olutas, A. Kilic, K. Kilic, A. Altinkok. Eur. Phys. J. B **85**, 382 (2012).
- [45] D.A. Balaev, S.I. Popkov, E.I. Sabitova, S.V. Semenov, K.A. Shaykhutdinov, A.V. Shabanov, M.I. Petrov. J. Appl. Phys. **110**, 093918 (2011).
- [46] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **27**, 1425 (2014).
- [47] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. ФТТ **55**, 12, 2305 (2013).
- [48] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, М.А. Почекутов, Д.А. Великанов. ФТТ **59**, 7, 1267 (2017).
- [49] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.A. Pochekutov. J. Appl. Phys. **122**, 123902 (2017).
- [50] S.V. Semenov, D.A. Balaev. Physica C **550**, 19 (2018).
- [51] S.V. Semenov, D.A. Balaev. J. Supercond. Nov. Magn. **32**, 2409 (2019).
- [52] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. J. Appl. Phys. **125**, 033903 (2019).
- [53] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталева. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [54] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **54**, 11, 11 (2012).
- [55] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. ФТТ **58**, 2, 231 (2016).
- [56] J. Barden, M.J. Stephen. Phys. Rev. **140**, A1197 (1965).
- [57] D. Lopez, F. de la Cruz. Phys. Rev. B **43**, 13, 11478 (1991).
- [58] D. Lopez, R. Decca, F. de la Cruz. Supercond. Sci. Technol. **5**, 5, 276 (1992).
- [59] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. Supercond. Sci. Technol. **13**, 332 (2000).
- [60] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaukhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007).
- [61] A. Kilic, K. Kilic, S. Senoussi, K. Demir. Physica C **294**, 203 (1998).

*Редактор Ю.Э. Китаев*