

02,05

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

© С.В. Семенов^{1,2}, Д.А. Балаев^{1,2}¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия² 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, α — 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 α 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 α несколько возрастает (~ 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° , 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 магнитосопротивления $R(H)$ [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

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

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 μm). 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 : $B_{\text{ind}} = 4\pi\alpha M$. Здесь параметр α характеризует усредненный эффект сгущения линий магнитной индукции B_{ind} . Тогда выражение (1) переписывается в виде:

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

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 4π соответствует системе СГС).

Магнитосопротивление гранулярного сверхпроводника $R(H)$ является функцией B_{eff} . И если рассматривать процессы диссипации в рамках стандартных подходов, например, аррениусовского соотношения $R(H) = R_{\text{NJ}} \exp(-U/kT)$, 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 ($U(H) \rightarrow U(B_{\text{eff}})$). 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 $B_{\text{eff}}(H)$ показало, что величина параметра α 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

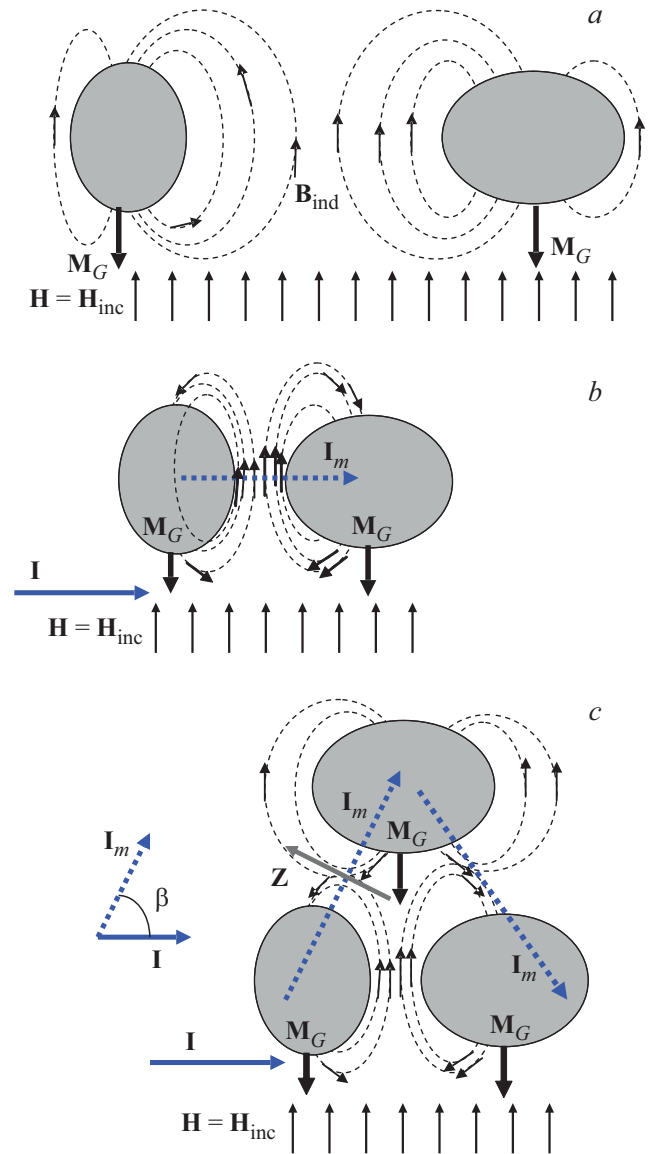


Рис. 1. Схематическое представление линий магнитной индукции в межгранулярной среде гранулярного ВТСП. Овалы — ВТСП-гранулы, пространство между ними — межгранулярная среда; в данном представлении межгранулярные промежутки значительно увеличены. Пунктирные линии — линии магнитной индукции \mathbf{B}_{ind} от магнитных моментов сверхпроводящих гранул \mathbf{M}_G , стрелки показывают направление \mathbf{B}_{ind} при возрастающем внешнем поле $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{inc}}$. 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°C (близкой к температуре плавления) в течении 50 h. По окончании синтеза образец был отожжен при температуре 350°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 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 mA , если образец находился в гелиевой теплообменной атмосфере, и, по крайней мере, до 500 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

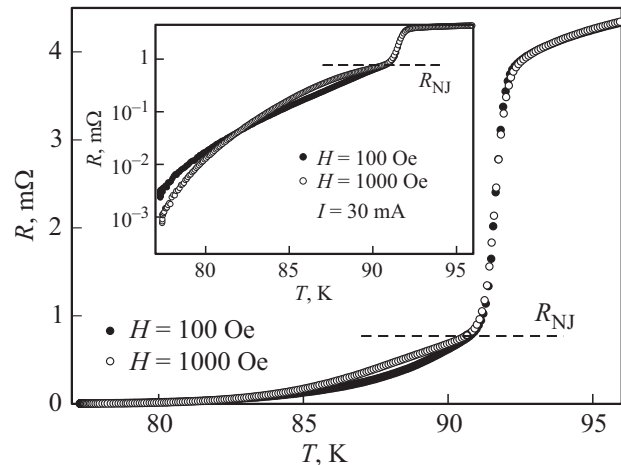


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ исследованного образца во внешних магнитных полях 100 и 1 кОе. На вставке — то же самое в полулогарифмических координатах. Горизонтальная штриховая линия соответствует полному сопротивлению подсистемы межгранулярных границ — R_{NJ} .

($I = 1 \text{ mA}$) значении транспортного тока была проведена с использованием установки PPMS-6000. Данные по магнитосопротивлению как при высоких температурах, так и 4.2 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

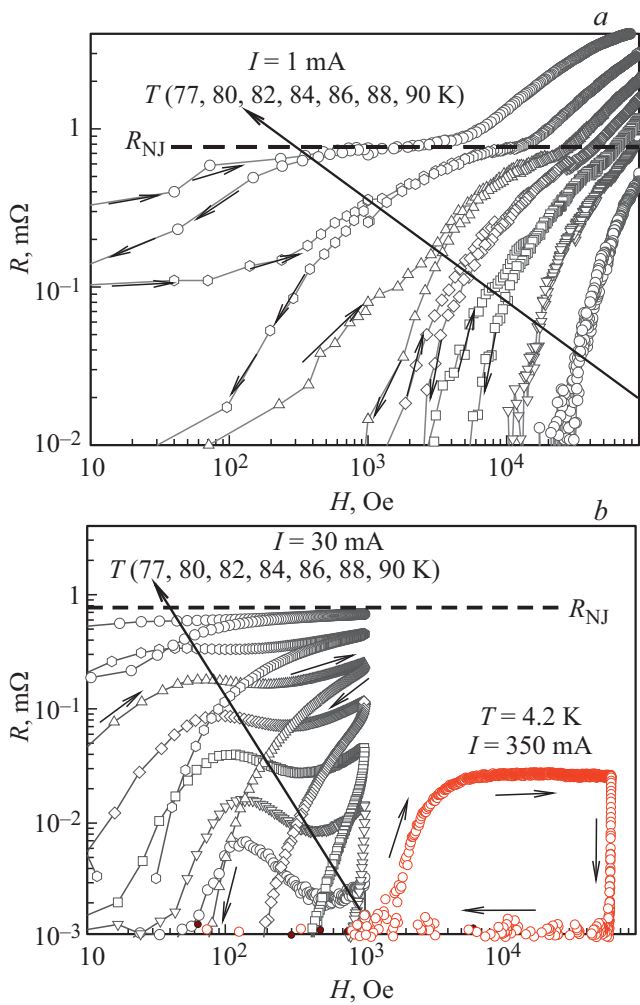


Рис. 3. Гистерезисные зависимости $R(H)$ при указанных температурах и значениях транспортного тока I в двойной логарифмической шкале. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля. Величина R_{NJ} (см. рис. 2) показана горизонтальной штриховой линией.

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 $R(H)$.

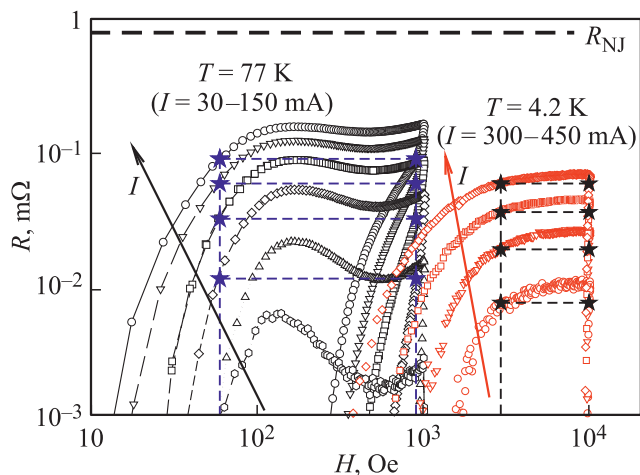


Рис. 4. Зависимости $R(H)$ при $T = 77$ К ($I = 30, 50, 75, 100, 125, 150$ мА) и 4.2 К ($I = 300, 350, 400, 450$ мА) в двойной логарифмической шкале. Горизонтальные и вертикальные штриховые линии показывают одинаковую величину ширины гистерезиса магнитосопротивления для различных значений I .

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 ΔH 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 ΔH 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.

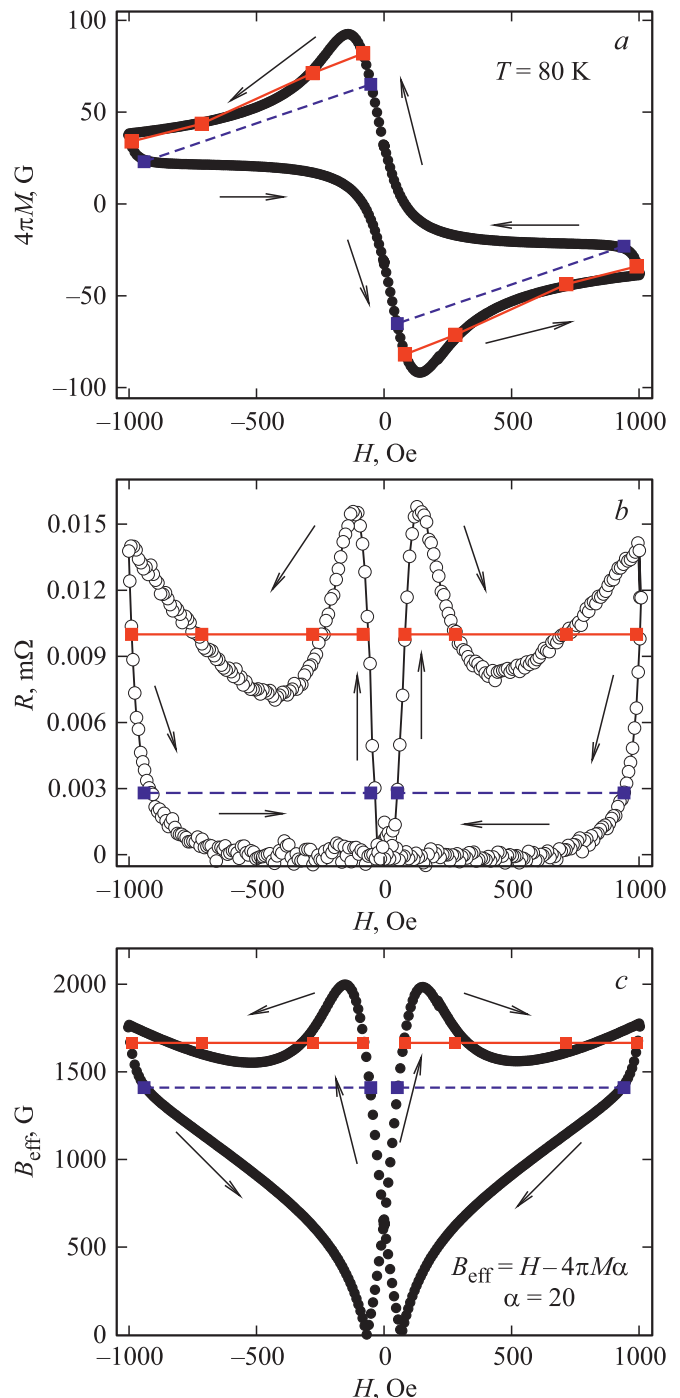


Рис. 5. Гистерезисные зависимости: $a - M(H)$, $b - R(H)$, $c - B_{eff}(H)$ при $T = 80$ К. Горизонтальные линии на b и c иллюстрируют, то, что значения ΔH между точками на зависимостях $R(H)$ и $B_{eff}(H)$ примерно одинаковы. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля.

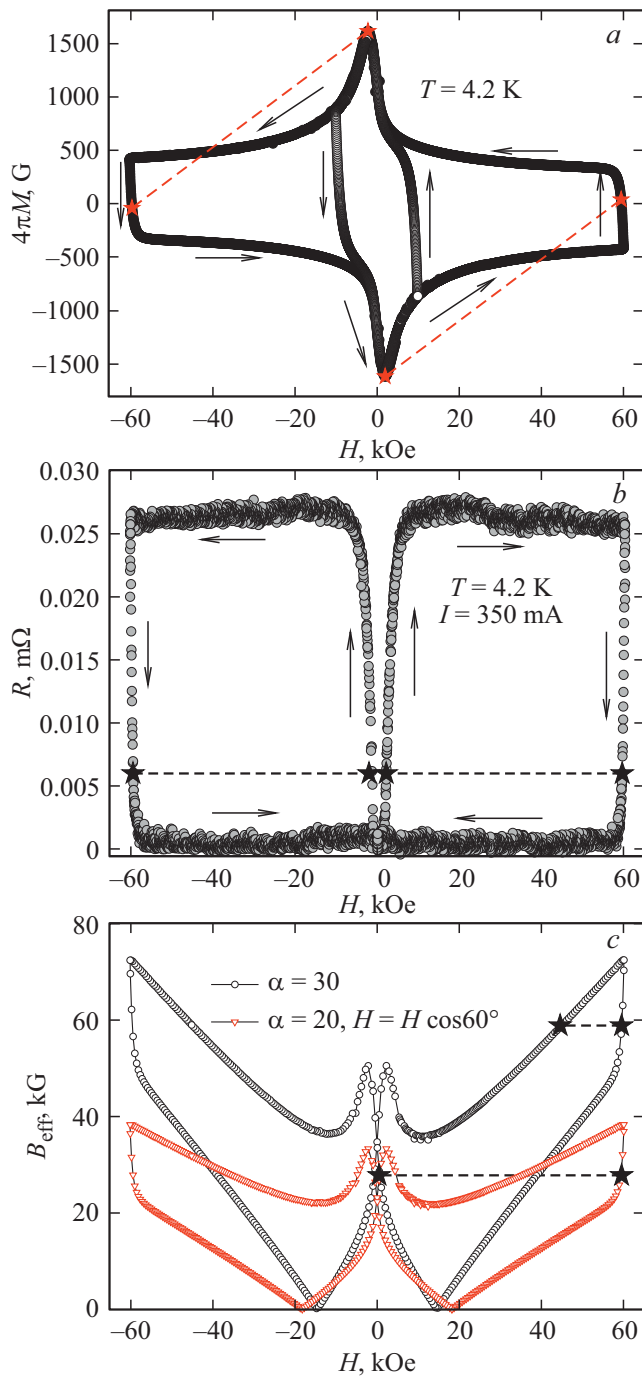


Рис. 6. Гистерезисные зависимости: *a* — $M(H)$, *b* — $R(H)$, *c* — $B_{\text{eff}}(H)$ при $T = 4.2$ К. Горизонтальные линии на *b* и *c* иллюстрируют ширину гистерезиса $R(H)$ и $B_{\text{eff}}(H)$ при $H_{\text{dec}} = 59.4$ кОе. $B_{\text{eff}}(H)$ на *c* построены по выражению (2) при параметрах,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

Выражение (2) для эффективного поля в межгранулярной среде содержит неизвестный параметр α . 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_{eff} в точках с этими абсциссами

(H_{dec} и H_{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 ΔH для эффективного поля: $\Delta H_{R=\text{const}} = \Delta H_{B_{\text{eff}}=\text{const}}$. Следовательно, при значении параметра α , дающем наилучшее согласие между величинами ΔH 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 ΔH), 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 ± 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 α , 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 ΔH при $H_{\text{dec}} = \pm 59.4$ кОе. Абсцисса точки пересечения горизонтальных линий на рис. 6, *b* с зависимостью $R(H_{\text{inc}})$ составляет ± 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 α 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 α согласие между шириной гистерезиса $R(H)$ и $V_{\text{eff}}(H)$ не улучшается. Если же при построении $V_{\text{eff}}(H)$ уменьшать α , то локальный максимум на зависимости $V_{\text{eff}}(H_{\text{inc}})$ будет менее выражен, однако ввиду доминирования первого слагаемого в выражении (2) значение ΔH при $H_{\text{dec}} = \pm 59.4$ кОе будет гораздо меньше величины ΔH 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_{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 ΔH для анализа и сравнения шириной гистерезиса эффективного поля — $V_{\text{eff}}(H)$. Степень сжатия потока в межгранулярной среде, определяемая величиной α , 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_{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}_{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° . 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 α 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 β 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 ($J_C(T = 77 \text{ К}) \approx 150 \text{ А/см}^2$, $J_C(T = 4.2 \text{ К}) \approx 1.5 \text{ кА/см}^2$ 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 ΔH гистерезиса $R(H)$ от транспортного тока, 2) достаточно большая величина ΔH , 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 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. Хрусталев. 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