

02,12

## Влияние внутригранульных мейсснеровских токов и захваченного в гранулах потока на эффективное поле в межгранульной среде и гистерезис магнитосопротивления гранулярного ВТСП

© Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,  
Красноярск, Россия

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 18 июля 2022 г.

В окончательной редакции 18 июля 2022 г.

Принята к публикации 19 июля 2022 г.

Описание гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных ВТСП (гистерезис магнитосопротивления  $R(H)$  и связанные с ним особенности) основывается на концепции эффективного поля в межгранульной среде. Это эффективное поле является суперпозицией внешнего магнитного поля, и поля, наведенного магнитными моментами сверхпроводящих гранул. Магнитный момент гранул определяется экранирующими токами и захваченным магнитным потоком. С целью развития модели гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных ВТСП проведено изучение и анализ влияния количества захваченного потока на магнитосопротивление и величину  $R_{Rem}$  (остаточное сопротивление в нулевом внешнем поле) после воздействия внешнего поля. Экспериментально показано, что поведение  $R_{Rem}$  от количества захваченного потока четко коррелирует с поведением остаточной намагниченности. Кроме того, особое внимание было уделено детальному сопоставлению магнитосопротивления гранулярного  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  для двух случаев: (а) намагниченность ВТСП-гранул вызвана только захваченным магнитным потоком (в нулевом внешнем поле) и (б) ВТСП-гранулы находятся в мейсснеровском состоянии (в поле, меньшем первого критического поля гранул). Обнаружено, что воздействие на эффективное поле в межгранульной среде абрикосовских вихрей (а) и внутригранульных мейсснеровских токов (б) заметно различается (при одинаковых значениях намагниченности для случаев (а) и (б)). Обсуждается возможная причина такого различия.

**Ключевые слова:** гранулярные ВТСП, гистерезис магнитосопротивления, гистерезис намагниченности, захваченный поток, экранирующие токи.

DOI: 10.21883/FTT.2022.12.53637.442

### 1. Введение

Исследования магнитотранспортных свойств получаемых сверхпроводящих материалов являются неотъемлемой частью их характеристики [1–15]. Это касается как, ставших уже „классическими“, гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и новых, „гидридных“ сверхпроводников [13,14]. Малая длина когерентности, присущая сверхпроводникам с высокой критической температурой, обуславливает нетривиальные эффекты, связанные с гранулярностью материала. Если длина когерентности сравнима с размером области, разделяющей гранулы, фактически, с протяженностью межгранульной границы, то между гранулами формируется связь посредством эффекта Джозефсона. В этом случае гранулярный сверхпроводник можно представлять, как двухуровневую сверхпроводящую систему [15], в которой „сильный сверхпроводник“ — это ВТСП гранулы, а „слабый сверхпроводник“ — подсистема межгранульных границ (фактически, слабых связей джозефсоновского типа).

Для ВТСП классических составов — иттриевая, висмутовая и лантановая такая двухуровневость сверх-

проводящих свойств известна [15–21]. К настоящему времени предложена модель, объясняющая совокупность, на первый взгляд, сложных для объяснения, магнитотранспортных свойств [21–29]. Можно отметить серию недавних работ, в которых были обнаружены особенности поведения электросопротивления гранулярного  $Y-Ba-Cu-O$  во внешних полях, указывающие на протекание топологического фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулеса в межгранульной среде [30–34]. Для некоторых низкотемпературных сверхпроводников также наблюдаются эффекты, связанные с джозефсоновской связью между сверхпроводящими гранулами [35–37], или сверхпроводящими областями [38], и, как следствие, с реализацией двухуровневой сверхпроводящей системы. В работе [39] был предложен целенаправленный поиск гистерезисных эффектов в поведении магнитосопротивления „гидридных“ сверхпроводников, которые могут сохранять сверхпроводимость до температур вблизи комнатной под высокими давлениями [13,14].

Описание гистерезисных эффектов в магнитотранспортных свойствах гранулярных сверхпроводников основывается на концепции эффективного поля в меж-

гранульной среде [21–29,40,41]. Это эффективное поле  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$  является суперпозицией внешнего поля  $\mathbf{H}$  и поля  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$ , наведенного магнитными моментами ВТСП гранул [21–29]. Здесь можно провести некую аналогию с молекулярным полем Вейсса для ферромагнетиков. И аналогично молекулярному полю Вейсса, поле  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  в межгранульной среде тоже связано с намагниченностью сверхпроводника  $M(H)$ , что, в результате, дает следующее выражение для эффективного поля  $\mathbf{V}_{\text{eff}}$  [21–29]:

$$\mathbf{V}_{\text{eff}}(\mathbf{H}) = \mathbf{H} + 4\pi \cdot \alpha \cdot \mathbf{M}(\mathbf{H}). \quad (1)$$

Параметр  $\alpha$  в выражении (1) включает в себя как усредненный размагничивающий фактор формы гранул, так и эффект сжатия магнитного потока в межгранульной среде [23,25–29]. О сжатии магнитного потока в межгранульной среде было впервые указано в работе [42]. Позже, в ряде работ была количественно определена степень сжатия магнитного потока (получена величина параметра  $\alpha$ , которая численно составила  $12 \div 25$ ) [23,25–29], и показано, что именно учет сжатия потока позволяет качественно и даже, в ряде случаев, количественно описать экспериментально наблюдаемые зависимости магнитосопротивления [43].

Намагниченность (кривая намагничивания) сверхпроводника определяется двумя вкладками — вихрями Абрикосова (захваченным потоком) и мейсснеровскими токами (диамагнитным сигналом). Количество захваченного потока определяется величиной максимального приложенного внешнего поля  $H_{\text{max}}$  и термомагнитной предысторией. После ввода/вывода внешнего поля (при  $H = 0$ ) намагниченность сверхпроводника определяется только захваченным потоком, и сверхпроводник обладает остаточной намагниченностью  $M_{\text{Rem}}$ . В то же время, полностью диамагнитное состояние (без захвата магнитного потока) реализуется в диапазоне относительно небольших внешних полей. С целью дальнейшего развития модели, объясняющей гистерезисные эффекты в магнитотранспортных свойствах гранулярных сверхпроводников, в данной работе исследована корреляция между величинами остаточного сопротивления  $R_{\text{Rem}}$  (при  $H = 0$  после ввода/вывода внешнего поля) и остаточной намагниченности  $M_{\text{Rem}}$ . Также, мы предлагаем метод экспериментального определения соотношения между параметрами  $\alpha$  для мейсснеровских токов и для абрикосовских вихрей. Для достижения поставленной цели в данной работе проведен анализ и сопоставление величин магнитосопротивления гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $a$ ) в состоянии остаточной намагниченности, с варьируемым количеством захваченного потока и ( $b$ ) в полностью мейсснеровском состоянии сверхпроводящих гранул.

## 2. Эксперимент

Исследованный образец ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  был приготовлен методом твердофазного синтеза из соответ-

ствующих оксидов с тремя промежуточными помолами. Дифрактограмма полученного образца показала только рефлексы, соответствующие структуре 1–2–3. Согласно результатам сканирующей электронной микроскопии (данные были получены на электронном микроскопе Hitachi-TM 4000), средний размер гранул составил  $5 \mu\text{m}$  [44].

Электросопротивление  $R$  измерялось четырехзондовым методом; размеры образца составляли  $0.8 \times 0.8 \times 6 \text{ mm}^3$ . При измерениях  $R(H)$  образец находился в среде жидкого азота, что обеспечило эффективный отвод выделяющегося тепла и позволило получить зависимости  $R(H)$  в транспортном токе 300 мА без влияния эффекта джоулева разогрева. Внешнее поле, перпендикулярное направлению транспортного тока, задавалось электромагнитом. Часть измерений температурных зависимостей  $R(T)$  проводилась с использованием установки PPMS-9T (при условиях охлаждения в нулевом внешнем поле). Нужно выделить два типа зависимостей  $R(H)$ : (1) после охлаждения в нулевом внешнем поле при увеличении поля измеряется начальная кривая магнитосопротивления  $R(H_{\text{ini}})$ , (2) после охлаждения без поля внешнее поле увеличивается до определенного максимального значения  $H_{\text{max}}$ , а затем циклируется в пределах  $\pm H_{\text{max}}$ ; затем  $|H_{\text{max}}|$  увеличивается на некоторую величину и поле опять циклируется в пределах  $\pm H_{\text{max}}$ , и так далее. Для случая (2) было получено семейство петель гистерезиса  $R(H)$  при различных величинах  $|H_{\text{max}}|$ . Скорость изменения внешнего поля была постоянной и составляла 1 Ое/с.

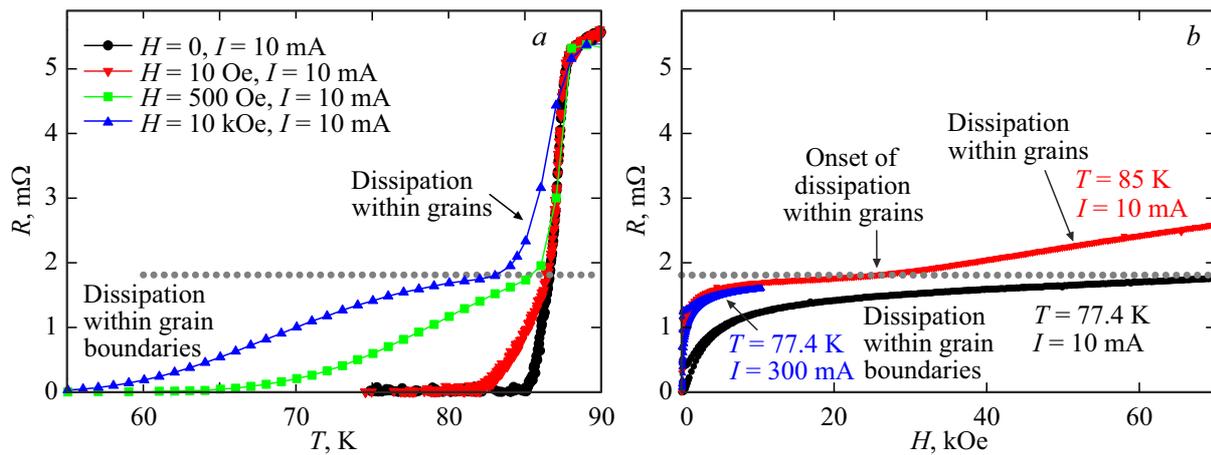
Магнитные свойства (зависимости  $M(H)$  и  $M(T)$ ) были измерены на вибрационном магнетометре LakeShore VSM 8604 на том же ВТСП образце, на котором проведены измерения  $R(H)$ . Температура (77.4 К), скорость развертки внешнего магнитного поля, режимы измерения и взаимная конфигурация геометрических размеров образца и внешнего поля были идентичны измерениям магнитосопротивления.

## 3. Результаты и обсуждение

### 3.1. Иллюстрация реализации двухуровневой сверхпроводящей системы исследованного гранулярного ВТСП на основании его магнитотранспортных свойств

По данным магнитных измерений температура перехода в сверхпроводящее состояние исследованного образца составила 92.8 К, и при этой же температуре наблюдается начало резистивного перехода (рис. 1,  $a$ ). Величина плотности критического тока при  $T = 77.4 \text{ K}$  в нулевом внешнем поле составила  $\sim 80 \text{ A/cm}^2$ . Указанные результаты типичны для гранулярных ВТСП со структурой 1–2–3.

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления от температуры  $R(T)$  в различных внешних полях ( $a$ )



**Рис. 1.** Магнитотранспортные свойства (зависимости  $R(T)$  — (a) и  $R(H)$  — (b)) исследованного образца гранулярного  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Условия эксперимента (внешнее поле  $H$  и транспортный ток  $I$ , значения температуры  $T$ ) указаны в поле рисунка. Точечные горизонтальные линии на (a) и (b) разграничивают области, где происходит диссипация только в межгранульном пространстве (снизу) и в гранулах и межгранульном пространстве (сверху).

и магнитосопротивления  $R(H)$  (b). Резкий скачок сопротивления соответствует сверхпроводящему переходу в ВТСП гранулах, а затянутая часть резистивного перехода, проявляющаяся даже в достаточно слабых внешних полях, соответствует переходу в межгранульных границах (рис. 1, a). Подобная „двухступенчатость“ режимов диссипации проявляется и в зависимостях  $R(H)$ , см. рис. 1, b. С увеличением поля сопротивление сначала достаточно резко возрастает, и затем, выходит на „промежуточное плато“. При дальнейшем увеличении внешнего поля сопротивление вновь начинает возрастать. Исходя из этого, можно говорить о двух режимах диссипации. В первом режиме диссипация происходит только в межгранульных границах (область относительно низких полей), во втором режиме (область больших полей) диссипация происходит уже в гранулах, а межгранульные границы полностью находятся в резистивном состоянии. Экспериментальные данные рис. 1 позволяют определить границы раздела между указанными режимами диссипации. Эти границы обозначены как горизонтальные точечные линии (масштабы по оси сопротивления одинаковы на рис. 1, a и 1, b), что иллюстрирует реализацию двухуровневой сверхпроводящей системы в гранулярном ВТСП. Проводимый ниже анализ гистерезисных зависимостей  $R(H)$  соответствует режиму, в котором диссипация происходит только в межгранульных границах.

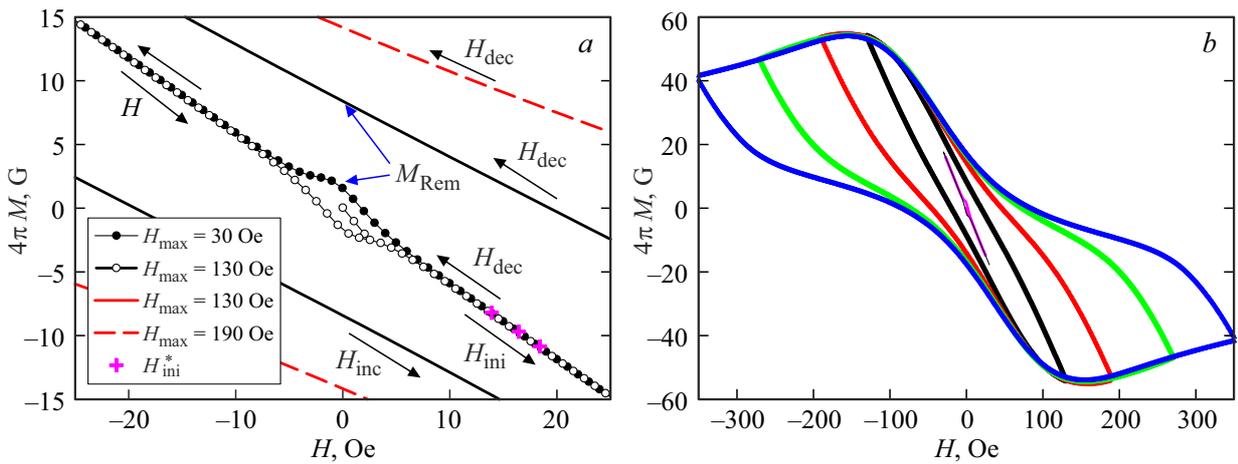
### 3.2. Петли магнитного гистерезиса: проявление двухуровневой сверхпроводящей системы и условие реализации мейсснеровского состояния ВТСП гранул

На рис. 2, a приведены части зависимостей  $M(H)$  исследованного образца, полученные до различных значений  $|H_{\text{max}}|$ . Для данных при  $|H_{\text{max}}| = 30 \text{ Oe}$  виден

гистерезис в области полей примерно до  $\pm 8 \text{ Oe}$ , а в диапазоне полей, больших этой величины, зависимость  $M(H)$  становится обратимой функцией, линейно зависимой от внешнего поля. Гистерезис в области малых полей, очевидно, вызван откликом от подсистемы межгранульных границ, и в указанном диапазоне  $\pm 8 \text{ Oe}$  происходит полная экранировка внешнего поля во всем образце. Отметим, что описываемый „малый“ гистерезис наблюдался на гранулярных ВТСП ранее [45–47].

С увеличением внешнего поля, магнитный поток начинает проникать в ВТСП-гранулы, захват магнитного потока в гранулах приводит к появлению ярко выраженного гистерезиса зависимостей  $M(H)$ , см. рис. 2, b. При этом „малый“ гистерезис становится практически неразличимым (рис. 2, b). Такое поведение намагниченности (два различных по величине гистерезиса  $M(H)$ ) является проявлением двухуровневой сверхпроводящей системы в гранулярных ВТСП. Отметим также, что приведенные на рис. 2, b зависимости  $M(H)$  типичны для гранулярных ВТСП в области достаточно высоких температур [48–50], и асимметрия петель гистерезиса намагниченности относительно оси абсцисс объясняется ослаблением пиннинга абрикосовских вихрей в приповерхностном слое гранул [48–50].

Для гранулярного (или поликристаллического) ВТСП, вместо первого критического поля  $H_{\text{C1}}$ , уместнее использовать термин „первое поле проникновения“  $H_{\text{C1G}}^*$  в гранулы [51,52]. Для определения этого поля целесообразно рассмотреть поведение величины остаточной намагниченности  $M_{\text{Rem}}$  (пример определения  $M_{\text{Rem}}$  показан на рис. 2, a), как функции максимального приложенного поля  $H_{\text{max}}$ , см. рис. 3. Из этого рисунка видно, что зависимость  $M_{\text{Rem}}(H_{\text{max}})$  имеет характерный S-образный вид; выход на плато при значениях  $H_{\text{max}}$ , порядка 300–400 Oe, обусловлен тем, что при этих величинах  $H_{\text{max}}$  положение зависимости  $M(H)$  в окрест-



**Рис. 2.** Типичные петли магнитного гистерезиса  $M(H)$  для исследованного образца  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при  $T = 77.4$  К, полученные до различных значений максимального приложенного поля  $H_{max}$ . (a) — увеличенный масштаб в окрестности  $H = 0$  (значения  $H_{max}$  указаны в легенде), (b) — полный масштаб. Стрелки на (a) показывают направление изменения внешнего поля, и также даны обозначения возрастающего  $H_{inc}$  ( $H_{ini}$  — для начальной кривой намагничивания), убывающего  $H_{dec}$  полей и остаточной намагненности  $M_{Rem}$ ; также указаны точки  $M(H_{ini}^*)$  для сопоставления с зависимостью  $R(H_{ini})$ , см. текст.

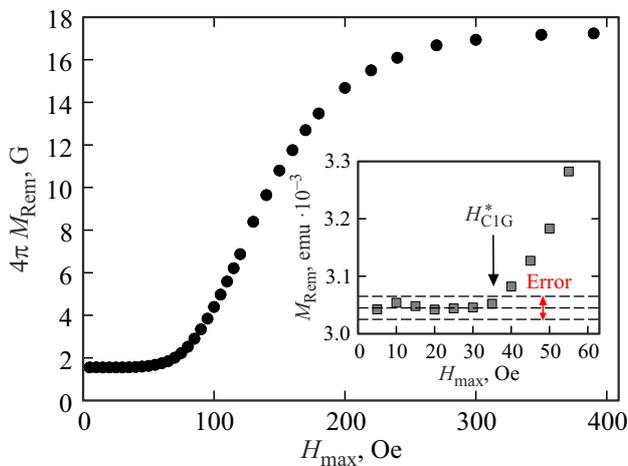
ности начала координат становится близким для предельной петли гистерезиса. Ненулевое значение  $M_{Rem}$  при небольших значениях  $H_{max}$  является проявлением „малого гистерезиса“ от подсистемы межгранульных границ (см. рис. 2, a). Вставка рис. 3 иллюстрирует поведение  $M_{Rem}(H_{max})$  в области малых полей; здесь данные приведены в единицах  $\text{emu}$ . Горизонтальными штриховыми линиями показана инструментальная погрешность ( $\pm 2 \cdot 10^{-5} \text{emu}$ ). Из вставки рис. 3 видно, что отход зависимости  $M_{Rem}(H_{max})$  от постоянного значения происходит в окрестности  $H_{max} \approx 35$  Ое. Логично, что это значение внешнего поля можно считать полем первого проникновения  $H_{C1G}^*$  в гранулы ВТСП. В диапазоне

полей, по крайней мере, до 35 Ое, в ВТСП гранулах реализуется только мейсснеровское состояние, и захвата потока нет.

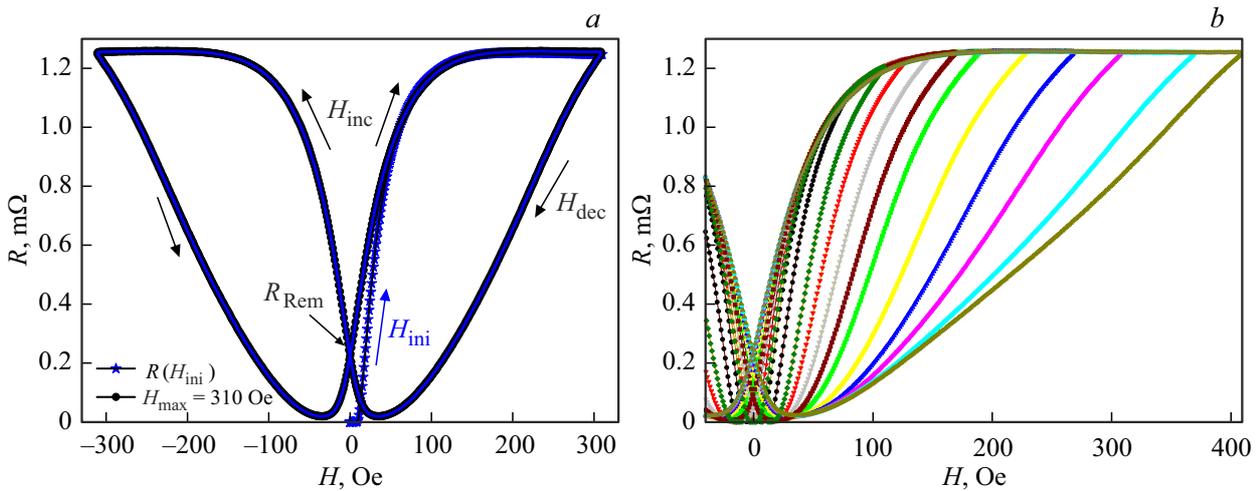
### 3.3. Гистерезис $R(H)$ и влияние величины $H_{max}$ на остаточное сопротивление $R_{Rem}$

На рис. 4, a приведены, как начальная кривая магнитосопротивления  $R(H_{ini})$ , так и зависимость  $R(H)$ , полученная при циклировании внешнего поля до значения  $H_{max} = \pm 310$  Ое. Из этого рисунка видно взаимное расположение  $R(H_{ini})$  и ветвей спадающего  $R(H_{dec})$  и возрастающего  $R(H_{inc})$  поля. Зависимость  $R(H)$  при циклировании поля симметрична относительно оси ординат. Точка пересечения  $R(H_{dec})$  и  $R(H_{inc})$  находится при  $H = 0$ , и это — остаточное сопротивление  $R_{Rem}$  после ввода/вывода поля. На рис. 4, b приведено семейство зависимостей  $R(H)$ , полученных при циклировании внешнего поля до различных значений  $H_{max}$  (на этом рисунке показана, в основном, положительная область внешнего поля). Видно, что с увеличением  $H_{max}$  величина остаточного сопротивления  $R_{Rem}$  возрастает. В нашем эксперименте были измерены петли магнитосопротивления для различных значений  $H_{max}$ , и зависимость  $R_{Rem}$  от  $H_{max}$ , полученная из набора экспериментальных данных, показана на рис. 5, a.

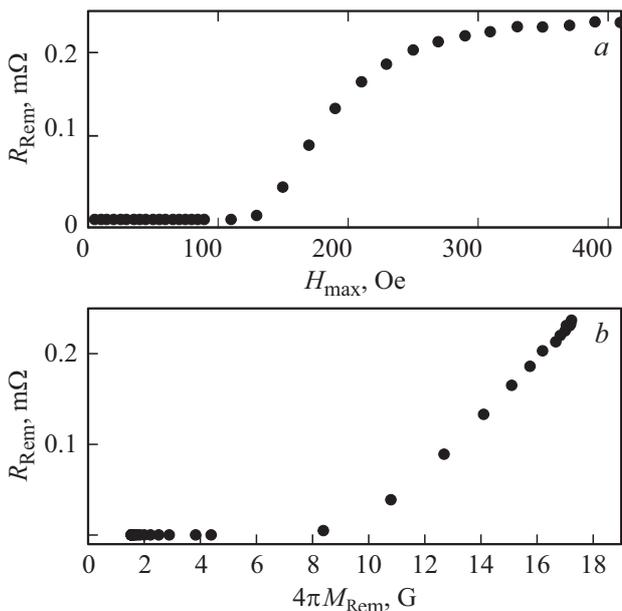
Зависимости  $R_{Rem}(H_{max})$  на рис. 5, a, также, как и зависимости  $R(H)$  на рис. 4 соответствуют тому режиму, в котором диссипация происходит только в межгранульной среде. Это видно из сопоставления данных рис. 4 и рис. 1, b: многократное увеличение тока (от 10 до 300 мА) не приводит к диссипации в гранулах и зависимость  $R(H)$  находится внутри области, соответствующей диссипации только в межгранульных границах.



**Рис. 3.** Зависимость остаточной намагненности  $M_{Rem}$  от максимального приложенного поля  $H_{max}$ . На вставке: поведение  $M_{Rem}(H_{max})$  в абсолютных единицах намагненности ( $\text{emu}$ ) с указанием инструментальной ошибки; указано поле  $H_{C1G}^*$ , см. текст.



**Рис. 4.** (а) — начальная кривая магнитосопротивления  $R(H_{ini})$  и гистерезисная зависимость  $R(H)$ , при изменении внешнего поля до  $H_{max} = \pm 310$  Oe. Стрелки показывают направление изменения поля, даны обозначения возрастающего  $H_{inc}$  и убывающего  $H_{dec}$  полей, а также остаточного сопротивления  $R_{Rem}$ , (b) — участки петель магнитосопротивления при циклировании до различных значений поля  $\pm H_{max}$ .



**Рис. 5.** Остаточное сопротивление  $R_{Rem}$  в зависимости от внешнего поля (а) и остаточной намагниченности (b).

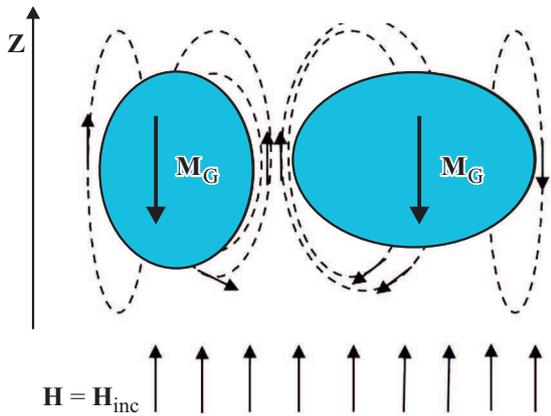
### 3.4. Концепция эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП

Согласно концепции эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП наблюдаемое магнитосопротивление определяется величиной эффективного поля  $B_{eff}$  (см. Введение). На основании полученных выше результатов, рассмотрим случай, когда вся диссипация (ненулевое сопротивление) происходит только в межгранульной среде, а в гранулах сохраняется со-

стояние с „нулевым“ сопротивлением. Выражение (1) записано в векторной форме, и для того, чтобы перейти к величине  $B_{eff}$ , необходимо рассмотреть взаимное расположение линий магнитной индукции от магнитных моментов ВТСП гранул и направления внешнего поля, см. рис. 6. В этом схематическом представлении рассматриваются магнитные моменты ВТСП гранул  $\mathbf{M}_G$  ( $\Sigma \mathbf{M}_G = \mathbf{M}_{tot}$ , проекция  $\mathbf{M}_{tot}$  на ось  $\mathbf{Z}$  — это магнитный момент всего образца). Когда внешнее поле возрастает ( $H = H_{inc}$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_Z$ ),  $\mathbf{M}_G$  направлены против внешнего поля ( $\mathbf{M}_{GZ} = |\mathbf{M}_G|$ ), и эта ситуация соответствует отрицательным значениям намагниченности на рис. 2. В этом случае линии магнитной индукции от  $\mathbf{M}_G$  в области границы между гранулами сонаправлены внешнему полю, см. рис. 6 (штриховые линии). Если при  $H = H_{dec}$  значения намагниченности принимают положительные значения (первый квадрант рис. 2), то  $\mathbf{M}_{GZ} = |\mathbf{M}_G|$  и  $\mathbf{M}_{GZ} \parallel \mathbf{H}$ . В этом случае, направления векторов  $\mathbf{M}_G$  и линий магнитной индукции, показанные на рис. 6, изменятся на противоположные (будут направлены против внешнего поля). Вышесказанное позволяет переписать выражение (1) в скалярном виде, как  $B_{eff}(H) = H - 4\pi \cdot \alpha M(H)$ . Поскольку магнитосопротивление сверхпроводника — четная функция магнитного поля, то нужно брать модуль эффективного поля, что приводит к следующему выражению

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

Отметим, что видимая на рис. 6 „густота“ линий магнитной индукции в пространстве между гранулами отражает эффект сжатия потока в межгранульной среде гранулярного ВТСП, что проявляется в больших значениях параметра  $\alpha$ , необходимых для описания экспериментального гистерезиса магнитосопротивления [23,25–29,43,44].



**Рис. 6.** Схематическое представление взаимного направления относительно оси  $Z$ , вдоль которой приложено возрастающее внешнее поле  $H_{inc}$ , магнитных моментов  $M_G$  двух соседних ВТСП-гранул, а также линий магнитной индукции (штриховые линии) от  $M_G$ . Гранулы показаны овалами, пространство между ними — межгранульная граница (в реальных гранулярных ВТСП-гранулы имеют микронные размеры, а толщина межгранульных границ имеет порядок нанометров).

Что касается перехода от эффективного поля к электросопротивлению, то  $R$  является функцией  $B_{eff}$ , которое является функцией поля:  $R = f(B_{eff}(H))$ . Функция  $f$  — это обычно выражение аррениусовского типа, оперирующая с отношением энергии пиннинга (или энергии джозефсоновской связи) и термической энергии [53,54].

**3.5. Взаимосвязь остаточного сопротивления  $R_{Rem}$  и остаточной намагниченности  $M_{Rem}$**

Вернемся к рассмотрению остаточного сопротивления  $R_{Rem}$  (рис. 4, 5, а). С некоторой долей условности, зависимость  $R_{Rem}(H_{max})$ , приведенная на рис. 5, а, аналогична зависимости  $M_{Rem}(H_{max})$  на рис. 4. Сравнивая данные рис. 4 и рис. 5, а, можно отметить, что обе зависимости, как  $M_{Rem}(H_{max})$ , так и  $R_{Rem}(H_{max})$  проявляют тенденцию к насыщению. Для условий остаточной намагниченности и (или) остаточного сопротивления выражение (2) переписывается в следующем виде

$$B_{effRem} = 4\pi \cdot \alpha \cdot M_{Rem}. \tag{3}$$

Это выражение объясняет одинаковую тенденцию к насыщению зависимостей  $R_{Rem}(H_{max})$  и  $M_{Rem}(H_{max})$ , учитывая, что сопротивление — функция эффективного поля  $R \sim f(B_{eff})$ . На рис. 5, б показана зависимость  $R_{Rem}$  от  $M_{Rem}$ , получаемая при одинаковых значениях  $H_{max}$ . Нулевые значения сопротивления вплоть до величины  $4\pi \cdot M_{Rem} \approx 8 \text{Gs}$  определяются тем, что транспортный ток в данном случае меньше величины межгранульного критического тока. С дальнейшим ростом величины захваченного потока эффективное поле в межгранульной среде ( $B_{effRem}$  — выражение (3)) растет, и это приводит

к монотонному росту  $R_{Rem}$  в соответствии с рассмотрением процессов диссипации [53]. Таким образом, данные рис. 5, б, фактически, представляют собой начальную зависимость сопротивления межгранульной среды от величины намагниченности гранул, и при этом последняя определяется только захваченным внутри гранул потоком (вихрями Абрикосова).

**3.6. Обоснование метода определения параметра  $\alpha$  для мейсснеровских токов и абрикосовских вихрей**

Если в п. 3.5 рассматривалось состояние, в котором намагниченность гранул определяется только захваченным потоком, то во внешних полях до величины  $H_{C1G}^*$  ( $\approx 35 \text{Oe}$  для  $T = 77.4 \text{K}$ , см. п. 3.2 и рис. 2) в гранулах реализуется только мейсснеровское состояние (при охлаждении в нулевом внешнем поле). Этот случай соответствует начальной кривой намагничивания  $M(H_{ini})$ , либо, в случае магнитосопротивления — зависимости  $R(H_{ini})$ .

В выражениях (1) и (2) параметр  $\alpha$ , по сути, является коэффициентом пропорциональности между намагниченностью гранул (в соответствующей системе единиц) и полем, наведенным в межгранульную среду. Наша идея заключается в том, чтобы сравнить эффективные поля для двух различных состояний в ВТСП гранулах: мейсснеровского состояния (при этом в гранулах нет абрикосовских вихрей) и для состояния захваченного потока (при этом в гранулах нет мейсснеровских токов). Сравнение эффективных полей для указанных состояний будет справедливым при одинаковом значении сопротивления  $R = \text{const}$  в них, поскольку это условие эквивалентно условию  $B_{eff} = \text{const}$ .

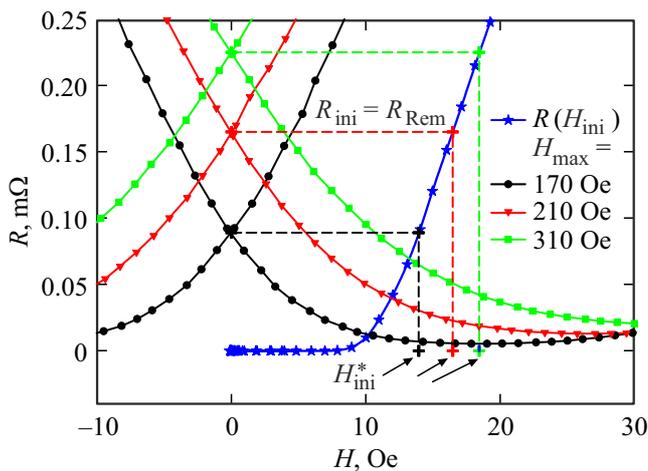
На рис. 7, в увеличенном масштабе в диапазоне небольших внешних полей, приведены, как зависимость  $R(H_{ini})$ , так и участки зависимостей  $R(H_{inc})$ ,  $R(H_{dec})$  при выборочных значениях  $H_{max}$  (указаны на рисунке). Горизонтальные отрезки на рис. 7 проведены от значений  $R_{Rem}$  до их пересечения с зависимостью  $R(H_{ini})$  для иллюстрации условия  $R_{Rem} = R_{ini}$  и пояснения нахождения значений  $H_{ini}^*$ , при которых  $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$ . Условие  $R_{Rem} = R_{ini}(H_{ini}^*)$  эквивалентно условию равенства эффективных полей

$$B_{effRem} = B_{eff}(H_{ini}^*). \tag{4}$$

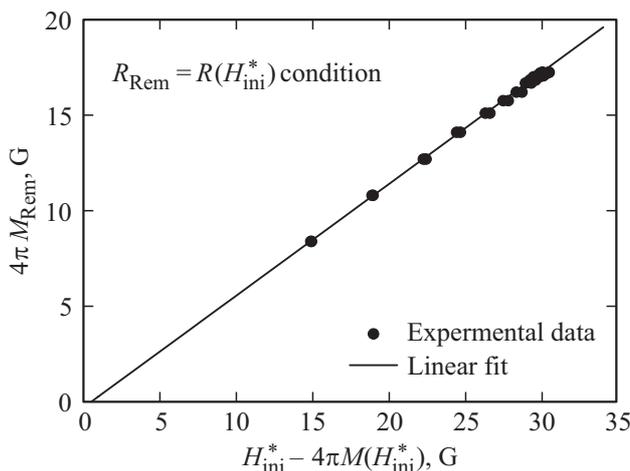
$B_{effRem}$  определяется только величиной остаточной намагниченности (выражение (3)). Эффективное поле  $B_{eff}(H_{ini}^*)$  для начальной зависимости магнитосопротивления, согласно выражению (2), будет определяться как

$$B_{eff}(H_{ini}^*) = |H_{ini}^* - 4\pi \cdot \alpha \cdot M(H_{ini}^*)|. \tag{5}$$

Величины  $M(H_{ini}^*)$  содержатся в данных по намагниченности на рис. 2, а, и на этом же рисунке показаны точки зависимости  $M(H_{ini}^*)$  при значениях  $H_{ini}^*$ , соответствующих рис. 7. Отметим, что, все полученные значения



**Рис. 7.** Участок гистерезисных зависимостей  $R(H)$  вблизи  $H = 0$  при различных указанных значениях максимального приложенного поля  $H_{max}$ . Горизонтальные штриховые линии соответствуют условию  $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$ . Также показано определение значений  $H_{ini}^*$ .



**Рис. 8.** Экспериментальные значения  $4\pi \cdot M_{Rem}$  от  $(H_{ini}^* - 4\pi \cdot M(H_{ini}^*))$ , определенные по условию  $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$ , см. рис. 8.

$H_{ini}^*$  лежат в диапазоне  $9 \div 20$  Oe, что соответствует мейснеровскому состоянию ВТСП гранул.

Теперь, вместо одного общего параметра  $\alpha$ , введем параметры  $\alpha_A$  и  $\alpha_M$ , характеризующие сгущение линий магнитной индукции только от абрикосовских вихрей и только от мейснеровских токов соответственно. В результате, на основании (3) и (5), условие равенства эффективных полей (4) можно записать в виде

$$4\pi \cdot \alpha_A \cdot M_{Rem} = H_{ini}^* - 4\pi \cdot \alpha_M \cdot M(H_{ini}^*). \quad (6)$$

В нашем эксперименте были измерены петли магнитосопротивления для 15-ти различных значений  $H_{max}$ , при которых можно провести анализ в рамках выражения (6) (необходимо, чтобы в состоянии после ввода/вывода поля образец демонстрировал ненулевое

значение  $R_{Rem}$ ). Экспериментальные значения  $4\pi \cdot M_{Rem}$  и  $(H_{ini}^* - 4\pi \cdot M(H_{ini}^*))$  приведены на рис. 8, из которого видно, что они подчиняются линейной зависимости. Анализ данных рис. 8 позволяет определить соотношение между  $\alpha_A$  и  $\alpha_M$  с высокой точностью. Для данных рис. 8 равенство (6) (и, также условие  $R_{Rem} = R(H_{ini}^*)$ ) выполняется при следующем соотношении:  $\alpha_M = 1.52\alpha_A - 1.66$ . Однозначно, что  $\alpha_M \neq \alpha_A$  и если учесть, что сам параметр  $\alpha$  может достигать величин порядка 12–25 [23,25–29,43,44], то

$$\alpha_M > \alpha_A. \quad (7)$$

Намагниченность сверхпроводника обусловлена двумя противоположными по знаку вкладками: мейснеровскими токами и вихрями Абрикосова. Их вклад в поле в межгранульной среде также различен по знаку, что может быть видно, например, из представления рис. 6, если поочередно заменять  $M_G$  на магнитный момент от мейснеровского тока  $M_M$ , либо от вихрей Абрикосова  $M_A$ . Если внешнее поле возрастает и  $H \parallel Z$ , то  $M_M$  антипараллелен  $Z$ , а  $M_A \parallel Z$ . Тогда линии магнитной индукции от вихрей в межгранульных промежутках имеют направление, противоположное, а от мейснеровских токов — параллельное внешнему полю направление [55]. Полученное неравенство (7) подразумевает различное влияние захваченного потока и мейснеровских токов на эффективное поле в межгранульной среде. Иными словами, „один гаусс“ от мейснеровских токов приводит к большему сопротивлению в межгранульной среде, чем „один гаусс“ от абрикосовских вихрей.

Можно указать одну из возможных причин, приводящих к неравенству (7). Хотя исследуемый ВТСП иттриевой системы обладает значительно меньшей анизотропией критического тока (и, соответственно, диамагнитного сигнала), чем ВТСП висмутовой системы, отношение критических токов вдоль  $c$ -оси  $J_{Cc}$  и в  $a-b$  плоскости  $J_{Ca-b}$  для иттриевого ВТСП не является малым:  $J_{Ca-b}/J_{Cc} \sim 4-8$  [52,56,57]. В этом случае мейснеровские токи  $J_{Ma-b}$ , текущие в  $a-b$  плоскостях, значительно превосходят мейснеровские токи  $J_{Mc}$ , текущие в плоскостях, параллельных оси  $c$  [58]. Регистрируемая в магнитных измерениях намагниченность (это проекция намагниченности на ось  $Z$ , см. рис. 6) гранулярного ВТСП образца показывает некое усредненное по всем магнитным моментам от токов  $J_{Ma-b}$  и  $J_{Mc}$  значение (с учетом того, что кристалл ографические оси  $c$  гранул расположены хаотически). Однако локально магнитные моменты (особенно это касается токов  $J_{Ma-b}$ ) могут иметь более сильное влияние на межгранульные промежутки, чем это ожидается для усредненного значения намагниченности.

Вихри Абрикосова в гранулярном ВТСП пронизывают множество гранул, причем вихри демонстрируют непростую динамику в зависимости от величины поля и температуры [59–61]. Внутри анизотропных гранул вихри также стремятся располагаться вдоль  $c$ -оси [53,57],

то есть отклоняться от направления внешнего поля. Однако, пластичность вихревой решетки может уменьшать это отклонение. По нашему мнению, влияние анизотропии гранул на величину  $M_{Rem}$  незначительно. Разное действие анизотропии гранул на мейсснеровские токи и захваченные вихри объясняет неравенство (7).

## 4. Заключение

Гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярных ВТСП сопровождается многими интересными особенностями, одной из которых является наличие остаточного сопротивления  $R_{Rem}$  после воздействия внешнего магнитного поля. Основное внимание в данной работе было уделено влиянию внешнего максимального приложенного поля  $H_{max}$ , или, что эквивалентно, влиянию захваченного потока на  $R_{Rem}$ . В результате анализа полученных на образце ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  данных нами получены следующие результаты. Показано, что  $R_{Rem}$  четко коррелирует с величиной остаточной намагниченности  $M_{Rem}$ . При этом  $M_{Rem}$  определяется только захваченным в гранулах магнитным потоком, а соответствующая диссипация, определяющая величину  $R_{Rem}$ , происходит только в межгранульных границах. Также было проведено сопоставление магнитосопротивления ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  для двух случаев, в которых реализуется либо только мейсснеровское состояние (диамагнетизм) в гранулах, либо есть только захваченный в гранулах поток (в нулевом внешнем поле). Это, при учете данных по намагниченности, позволило определить соотношение между параметрами ( $\alpha_M$  и  $\alpha_A$ ), характеризующими степень сгущения магнитного потока в межгранулярной среде. В концепции эффективного поля (выражение (2)) именно сгущение потока в межгранулярной среде определяет большинство особенностей поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Оказалось, что параметр  $\alpha$  различен для мейсснеровских токов и для захваченного потока (вихрей Абрикосова), причем, выполняется неравенство  $\alpha_M > \alpha_A$ . Иными словами, изменение намагниченности на „один гаусс“ от мейсснеровских токов дает больший вклад в эффективное поле в межгранулярной среде, чем изменение намагниченности на „один гаусс“ от абрикосовских вихрей. Одной из причин обнаруженного факта может быть анизотропия сверхпроводящих свойств ВТСП в пределах одной гранулы, хотя, в целом направления кристаллографических осей гранул (кристаллитов) в гранулярном ВТСП распределены случайно. В результате, при описании гистерезиса магнитосопротивления гранулярного ВТСП, для эффективного поля в межгранулярной среде необходимо учитывать, что  $\alpha_M > \alpha_A$ . Полученный вывод может быть полезным не только для объяснения магнитотранспортных свойств, но и важным для анализа магнитных свойств гранулярных сверхпроводников, обладающих анизотропией.

## Благодарности

Авторы благодарят В.М. Соснина, А.А. Красикова за обсуждение результатов, И.В. Немцева за электронную микроскопию образца, М.А. Почекутова за помощь в проведении магнитотранспортных измерений.

## Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240008 „Влияние внедрения парамагнитных ионов редкоземельных элементов на сверхпроводящие свойства материалов на основе YBCO“.

Исследование микроструктуры и магнитные измерения были проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Pratima, S. Vats. J. Supercond. Nov. Magn. (2022). <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06206-8>
- [2] K. Jin, G. He, X. Zhang, S. Maruyama, S. Yasui, R. Suchoski, J. Shin, Y. Jiang, H.S. Yu, J. Yuan, L. Shan, F.V. Kusmartsev, R.L. Greene, I. Takeuchi. Nature Commun. **6**, 7183 (2015). <https://doi.org/10.1038/ncomms8183>
- [3] M.A. Olutas, A. Kilic, K. Kilic, A. Altinkok. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3369 (2013).
- [4] V.V. Derevyanko, M.S. Sungurov, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel', Yu.N. Shakhov. Phys. Solid State **59**, 229 (2017).
- [5] X. Zhu, H. Yang, L. Fang, G. Mu, H.-H. Wen. Supercond. Sci. Technol. **21** (2008) 105001.
- [6] A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, A. Kilic. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3085 (2013). <https://doi.org/10.1007/s10948-013-2139-y>
- [7] A.A. Bykov, K.Yu. Terent'ev, D.M. Gokhfel'd, N.E. Savitskaya, S.I. Popkov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **31**, 3867 (2018).
- [8] K.A. Shaikhutdinov, D.A. Balaev, S.I. Popkov, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 491 (2007).
- [9] I. Pallecchi, C. Tarantini, Y. Shen, R.K. Singh, N. Newman, P. Cheng, Y. Jia, H.-H. Wen, M. Putti. Supercond. Sci. Technol. **31**, 034007 (2018). [doi.org/10.1088/1361-6668/aaaa6](https://doi.org/10.1088/1361-6668/aaaa6)
- [10] D.M. Gokhfel'd, D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. Phys. Solid State **57**, 11, 2145 (2015). DOI: 10.1134/S1063783415110128
- [11] A. Palau, T. Puig, X. Obradors, E. Pardo, C. Navau, A. Sanchez, A. Usoskin, H.C. Freyhardt, L. Fernández, B. Holzapfel, R. Feenstra. Appl. Phys. Lett. **84**, 230 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1639940>
- [12] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaikhutdinov, D.M. Gokhfel'd, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/20/6/002>

- [13] M.I. Eremets, V.S. Minkov, A.P. Drozdov, P.P. Kong, V. Ksenofontov, S.I. Shylin, S.L. Bud'ko, R. Prozorov, F.F. Balakirev, Dan Sun, S. Mozaffari, L. Balicas. *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 965 (2022).
- [14] I.A. Troyan, D.V. Semenok, A.G. Kvashnin, A.V. Sadakov, O.A. Sobolevskiy, V.M. Pudalov, A.G. Ivanova, V.B. Prapakpenka, E. Greenberg, A.G. Gavriiliuk, I.S. Lyubutin, V.V. Struzhkin, A. Bergara, I. Errea, R. Bianco, M. Calandra, F. Mauri, L. Monacelli, R. Akashi, A.R. Oganov. *Adv. Mater.* **2006832** (2021).
- [15] L. Ji, M.S. Rzhchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.470>
- [16] M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaikhutdinov, K.S. Aleksandrov. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 798 (2001). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/14/9/333>
- [17] G.L. Bhalla, Pratima, A. Malik, K.K. Singh. *Physica C* **391**, 17 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(03\)00805-0](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(03)00805-0)
- [18] D. Lopez, R. Decca, F. de la Cruz. *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 276 (1992). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/1S/061>
- [19] M. Prester. *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 333 (1998).
- [20] 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).
- [21] D.A. Balaev, A.A. Dubrovskii, K.A. Shaykhutdinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, Yu.S. Gokhfeld, M.I. Petrov. *JETP* **108**, 241 (2009). <https://doi.org/10.1134/S106377610902006X>
- [22] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *Physica C* **470**, 61 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.10.007>
- [23] 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). <https://doi.org/10.1063/1.3657775>
- [24] D.A. Balaev, A.A. Bykov, S.V. Semenov, S.I. Popkov, A.A. Dubrovskii, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov. *Phys. Solid State* **53**, 922 (2011). <https://doi.org/10.1134/S1063783411050052>
- [25] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. *J. Supercond. Nov. Magn.* **27**, 1425 (2014). <https://doi.org/10.1007/s10948-014-2491-6>
- [26] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.A. Pochekutov. *J. Appl. Phys.* **122**, 123902 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4986253>
- [27] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Physica C* **550**, 19 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2018.04.005>
- [28] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 2409 (2019). <https://doi.org/10.1007/s10948-019-5043-2>
- [29] S.V. Semenov, D.A. Balaev. *Phys. Solid State* **62**, 1136 (2020). <https://doi.org/10.1134/S1063783420070239>
- [30] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Exp. JETP Phys.* **107**, 787 (2008).
- [31] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Phys. Solid State* **60**, 470 (2018).
- [32] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *JETP Lett.* **108**, 243 (2018).
- [33] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Low Temp. Phys.* **44**, 194 (2018).
- [34] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *J. Low Temp. Phys.* **46**, 550 (2020).
- [35] J. Barzola-Quiquia, S. Dusari, C. Chilotte, P. Esquinazi. *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 463 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10948-010-0973-8>
- [36] C. Tien, C.S. Wur, K.J. Lin, E.V. Charnaya, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Rev. B* **61**, 12, 14834 (2000).
- [37] A.A. Shikov, M.G. Zemlyanov, P.P. Parshin, A.A. Naberezhnov, Yu.A. Kumzerov. *Phys. Solid State* **54**, 2345 (2012). <https://doi.org/10.1134/S106378341212030X>
- [38] D.A. Balaev, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, K.A. Shaikhutdinov, O.N. Mart'yanov, M.I. Petrov. *J. Exp. JETP Phys.* **110**, 4, 584 (2010).
- [39] J.E. Hirsh. *J. Supercond. Nov. Magn.* (2022). <https://doi.org/10.1007/s10948-022-06340-3>
- [40] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Tech. Phys.* **53**, 321 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063784208030067>
- [41] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Phys. Solid State* **50**, 1001 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063783408060012>
- [42] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura. *Phys. Rev. B* **66**, 11478 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.184514>
- [43] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. *J. Appl. Phys.* **125**, 033903 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5066602>
- [44] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. *J. Supercond. Nov. Magn.* **34**, 1067 (2021). <https://doi.org/10.1007/s10948-021-05812-2>
- [45] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. *Phys. Rev. B* **42**, 6181 (1990).
- [46] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. *Supercond. Sci. Technol.* **14** 904 (2001).
- [47] F. Pérez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, A. Fert. *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 161 (1996).
- [48] D.-X. Chen, R.W. Cross, A. Sanchez. *Cryogenics* **33**, 7, 695 (1993). [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(93\)90022-G](https://doi.org/10.1016/0011-2275(93)90022-G)
- [49] D.M. Gokhfeld. *Phys. Solid State* **56**, 2380 (2014). <https://doi.org/10.1134/S1063783414120129>
- [50] D.M. Gokhfeld. *Tech. Phys. Lett.* **45**, 1 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1063785019010243>
- [51] C. Böhmer, G. Brandstätter, H.W. Weber. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, A1 (1997).
- [52] R. Liang, P. Dosanjh, D.A. Bonn, W.N. Hardy, A.J. Berlinsky. *Phys. Rev. B* **50**, 7, 4212 (1994).
- [53] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Gekshkebein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
- [54] D.H. Liebenberg, R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, P.C. McIntyre, M.J. Cima. *Phys. Rev. B* **51**, 11838 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11838>
- [55] S.V. Semenov, D.M. Gokhfel'd, K.Yu. Terent'ev, D.A. Balaev. *Phys. Solid State*, **63**, 12, 1785 (2021). DOI: 10.1134/S1063783421100334
- [56] A. Umezawa, G.W. Crabtree, J.Z. Liu, T.J. Moran, S.K. Malik, L.H. Nunez, W.L. Kwok, C.H. Sowers. *Phys. Rev. B* **38**, 4, 2843 (1988).
- [57] S.J. Bending, M.J.W. Dodgson. *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, R955 (2005). DOI: 10.1088/0953-8984/17/35/R01
- [58] D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev. *Phys. Solid State* **62**, 7, 1145 (2020). DOI: 10.1134/S1063783420070069
- [59] M.R. Koblishka, S.P. Kumar Naik, A. Koblishka-Veneva, M. Murakami, D.M. Gokhfeld, E.S. Reddy, G.J. Schmitz. *Materials* **12**, 6, 853 (2019). <https://doi.org/10.3390/ma12060853>
- [60] M.R. Koblishka, S.P. Kumar Naik, A. Koblishka-Veneva, D.M. Gokhfeld, M. Murakami. *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 4, 044008 (2020). <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab72c3>
- [61] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.68.911>

Редактор К.В. Емцев