



УДК 538.945

Статья

## Концепция эффективного поля в межгранулярной среде гранулярного ВТСП: описание гистерезиса магнитосопротивления

Д. А. Балаев<sup>1,\*</sup>, С. В. Семенов<sup>1</sup>, М. И. Петров<sup>1</sup>, Д. М. Гохфельд<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50/38, 660036, Красноярск, Россия

\* e-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в редакцию 13.08.25, после переработки 18.08.25, принята к публикации 07.10.25.

Представлен краткий обзор работ, посвященных исследованию причин гистерезиса магнитосопротивления  $R(H)$ , наблюдаемого на гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Используется набор экспериментальных данных, полученных на поликристаллическом образце  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , обладающего типичными для этого класса материалов транспортными и магнитными характеристиками в сверхпроводящем состоянии. На основании данных о характере уширения резистивного перехода во внешнем поле и виде зависимостей  $R(H)$  обосновано наличие двух сверхпроводящих подсистем в гранулярных ВТСП, а именно: ВТСП гранул и межгранулярных границ (переходы джозефсоновского типа). Даются предпосылки использования модели поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле, в которой магнитные моменты сверхпроводящих гранул влияют на эффективное поле в межгранулярной среде. Наблюдаемый гистерезис магнитосопротивления  $R(H)$  вызван необратимым поведением намагниченности гранул. В межгранулярной среде происходит сжатие магнитного потока, в результате чего эффективное поле в области межгранулярных границ может на порядок превышать внешнее поле. Анализ поведения параметра, характеризующего сжатие магнитного потока в межгранулярной среде, позволяет практически полностью описать гистерезис магнитосопротивления для различной магнитной предыстории.

Ключевые слова: ВТСП; межгранулярные границы; джозефсоновские контакты; эффективное поле; магнитосопротивление.

DOI: 10.62539/2949-5644-2025-8-3-16-28

### 1. Введение

Исследование влияния внешнего магнитного поля на диссипацию энергии в сверхпроводниках, является одним из важнейших инструментов, как характеристики новых сверхпроводящих материалов [1, 2], так и установления физических механизмов пиннинга и динамики магнитного потока [3–11]. Поведение магнитосопротивления с ростом внешнего поля  $H$  отражает переход из состояния с нулевым сопротивлением ( $R = 0$ ) в смешанное состояние, при котором вольт-амперные характеристики (ВАХ) нелинейные, а затем в нормальное состояние с линейными ВАХ.

Материалы, называемые высокотемпературными сверхпроводниками (ВТСП), были впервые получены в виде гранулярных образцов. Из-за способа получения и свойств в нормальном состоянии для обозначения поликристаллических ВТСП зачастую используется термин «керамика». Оказалось, что в подобных химической монофазных материалах магнитосопротивление  $R(H)$  и температурная зависимость сопротивления  $R(T)$  во внешнем поле демонстрируют признаки наличия двух сверхпроводящих подсистем [12]. Выяснилось, что основной подсистемой, обладающей подходящими для практических применений сверхпроводящими параметрами (критическим током, первым и вторым критическими полями, полем необратимости), является подсистема гранул. Второй, «слабой» сверхпроводящей подсистемой, является совокупность межгранулярных границ, которые образуют сеть слабых связей джозефсоновского типа. Толщина границы между двумя гранулами составляет единицы на-

нометров и сравнима с длиной когерентности ВТСП систем, что является необходимым условием реализации эффекта Джозефсона. Именно наличие межгранульных границ в ВТСП «керамиках» приводит к достаточно небольшим величинам плотности критического тока, препятствуя практическому применению таких материалов. Приемлемых для практических применений значений критического тока можно достичь только в монодоменных сверхпроводниках и сверхпроводящих лентах [13–19].

С другой стороны, в поведении зависимостей  $R(H)$  и  $R(T)$  гранулярных ВТСП обнаруживались особенности, которые трудно интерпретировать [12, 20–23] только в рамках классических подходов, рассматривающих термоактивационные механизмы перескоков вихрей (крип) или их течение [3–6]. Необъясненным фактом долгое время оставался гистерезис магнитосопротивления  $R(H)$  [12, 20–24] и влияние термомагнитной предыстории на диссипацию энергии в поликристаллических сверхпроводниках [25, 26]. Рассмотрение локальных полей, индуцированных магнитными моментами ВТСП гранул в межгранульную среду позволило на качественном уровне предложить модель, объясняющую поведение гранулярного ВТСП во внешнем поле, и объяснить указанные экспериментальные факты [27, 28]. Была установлена корреляция между поведением магнитосопротивления и намагниченности [28–30].

Дальнейшее развитие модели поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле привело к концепции эффективного поля в межгранульной среде [31–35]. Более того, сопоставление экспериментальных данных по намагниченности и магнитосопротивлению позволило определить степень сжатия магнитного потока в пространстве между гранулами, т. е. найти величину среднего эффективного поля в межгранульной среде [30–35].

Данная работа — это миниобзор применения концепции эффективного поля в межгранульной среде. На примере анализа экспериментальных гистерезисных зависимостей магнитосопротивления и намагниченности образца гранулярного ВТСП иттриевой системы показана процедура нахождения безгистерезисной зависимости сопротивления от эффективного поля в межгранульной среде и определения параметра, характеризующего сжатие магнитного потока в межгранульных границах.

## 2. Использованные материалы и методы

Образец, на котором получены экспериментальные данные, гранулярный сверхпроводник  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , полученный методом твёрдофазного синтеза и охарактеризованный ранее [32, 33]. Физическая плотность материала  $\approx 5.9 \text{ г/см}^3$ , средний размер гранул  $\sim 10 \text{ мкм}$ , критическая плотность транспортного тока (по критерию  $1 \text{ мкВ/см}$ )  $j_c \sim 1400 \text{ А/см}^2$  при  $T = 4.2 \text{ К}$  и  $\sim 150 \text{ А/см}^2$  при  $T = 77.4 \text{ К}$ .

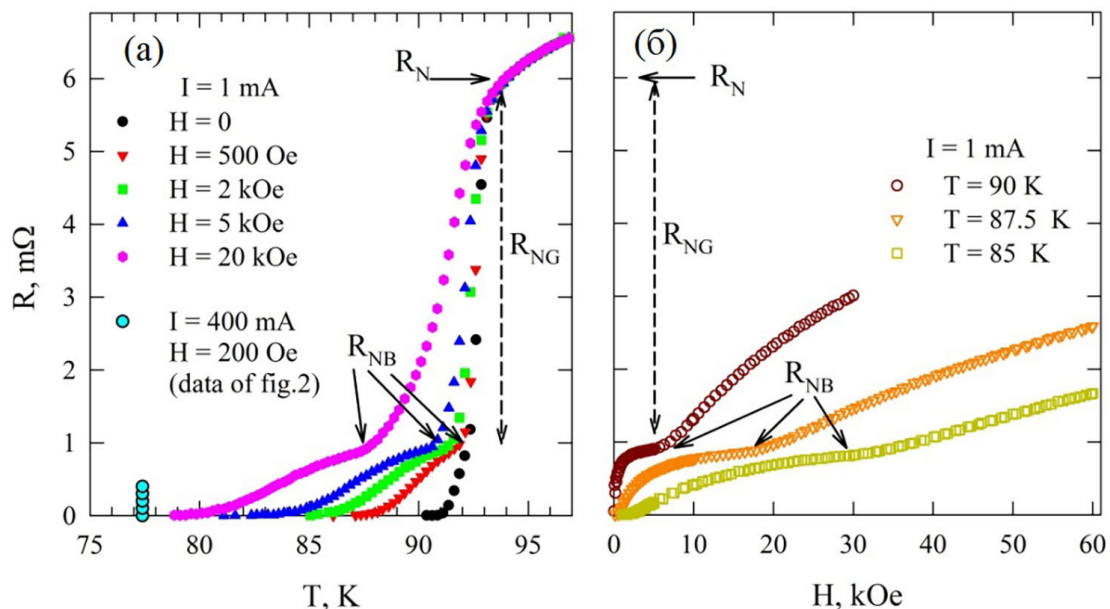
Измерения магнитосопротивления  $R = U/I$  ( $U$  — падение напряжения,  $I$  — транспортный ток) проводились стандартным четырёхзондовым методом. Использовались золочёные прижимные электрические контакты. Зависимости  $R(T)$  при различных величинах внешнего поля и  $R(H)$  при постоянной температуре были измерены на установке PPMS-6000 (Quantum Design). Значение транспортного тока  $I$  составляло  $1 \text{ мА}$ . Размеры образца  $8 \times 0.5 \times 0.5 \text{ мм}^3$ . Для измерения зависимости  $R(H)$  при больших транспортных токах (до  $1 \text{ А}$ ) образец помещался в жидкий азот, что позволило отводить выделяющееся тепло и избежать эффектов саморазогрева. Образец охлаждался в нулевом внешнем поле. Направление внешнего магнитного поля  $H$  было параллельно направлению  $I$ , что позволяет сопоставлять данные по магнитосопротивлению намагниченности без учёта размагничивающего фактора образца.

Магнитные измерения проведены на том же самом образце, на котором измерялась зависимость  $R(H)$ . Использовался вибрационный магнетометр [36]. Термомагнитная предыстория при измерениях магнитного гистерезиса  $M(H)$  полностью соответствовала измерениям  $R(H)$ . В измерениях  $R(T, H)$  и  $M(H)$  магнитное поле задавалось медным соленоидом.

### 3. Описание гистерезиса магнитосопротивления

Вид зависимостей  $R(T)$  в различных магнитных полях и зависимостей  $R(H)$  свидетельствует о наличии двух сверхпроводящих подсистем в гранулярном ВТСП (рис. 1). Резкое уменьшение сопротивления при уменьшении температуры начинается при температуре  $T_C \approx 93$  К (рис. 1а) и соответствует температуре сверхпроводящего перехода гранул. Далее, с понижением температуры, зависимость  $R(T)$  демонстрирует особенность (изгиб) с последующим плавным снижением сопротивления до нуля. Эта часть соответствует сверхпроводящему переходу в подсистеме межгранульных границ. Важно, что для различных полей указанный изгиб зависимостей  $R(T)$  характеризуется одинаковым значением сопротивления [23, 34, 35]. Это значение сопротивления  $R_{NB}$  (рис. 1а) можно назвать нормальным сопротивлением межгранульных границ, по аналогии с джозефсоновскими переходами [37].

Приложение внешнего магнитного поля при  $T < T_C$  приводит к начальному возникновению диссипации энергии в межгранульных границах (рис. 1б). При увеличении  $H$  начинается диссипация в гранулах: на зависимостях  $R(H)$  виден отчётливый изгиб (смена знака кривизны). Сопротивление образца в точке перегиба соответствует величине  $R_{NB}$ , как и для зависимостей  $R(T)$ .



**Рис. 1.** Температурные зависимости электросопротивления в различных полях (а) и полевые зависимости электросопротивления при различных температурах (б). Указаны нормальное сопротивление образца  $R_N$ , нормальное сопротивление подсистемы межгранульных границ  $R_{NB}$ , величина нормального сопротивления гранул  $R_{NG}$ . Масштаб по оси ординат для (а) и (б) одинаков. Для данных на (а) при  $I = 400$  мА и  $H = 200$  Э температура фиксирована ( $T = 77.4$  К).

При увеличении внешнего поля сверхпроводящий переход на зависимости  $R(T)$  уширяется как для подсистемы межгранульных границ, так и для гранул, см. рис. 1а. Ширина резистивного перехода тем больше, чем меньше плотность критического тока гранулярного ВТСП [35]. Зависимости  $R(T)$  и  $R(H)$  на рис. 1 получены при достаточно малом значении транспортного тока  $I$  (менее 1% от критического тока при 77.4 К). Если увеличивать значение  $I$ , то появление ненулевого сопротивления и выход зависимости  $R(H)$  на плато происходят при меньшем значении  $H$ . Также, при большем значении  $I$  ненулевое сопротивление на зависимости  $R(T)$  возникает при меньшей температуре. Для примера на рис. 1а показана величина резистивного отклика при  $T = 77.4$  К при  $H = 200$  Э и  $I = 400$  мА (символы в левой нижней части рисунка). В то же время, температура и поле, при которых начинается диссипация в гранулах, а также величина  $R_{NB}$ , не изменяются для больших величин транспортного тока [32, 34, 38]. Приведённые

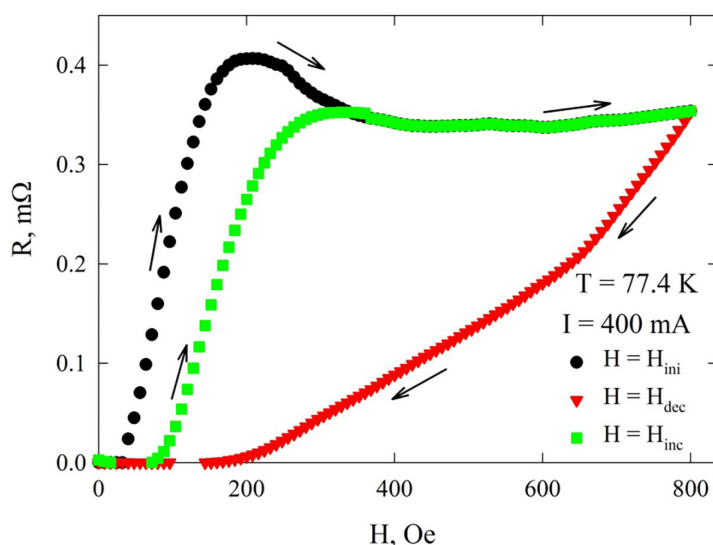
на рис. 1 данные типичны для всего класса гранулярных ВТСП на основе иттрия и лантана. Можно утверждать, что режимы диссипации в границах и гранулах разграничены. В малых полях зависимость  $R(H)$  отражает диссипацию только в межгранулярных границах, вплоть до промежуточного «насыщения» зависимости  $R(H)$ . При дальнейшем увеличении  $H$  начинается диссипация внутри гранул.

Согласно общепризнанным представлениям, диссипация в сверхпроводниках II рода может быть описана выражением аррениусовского типа [3, 5–7] (1)

$$R \sim \exp(-U_p(H, T, j) / k_B T), \quad (1)$$

в котором  $U_p(H, T, j)$  — зависимость потенциала пиннинга от магнитного поля, температуры и плотности транспортного тока,  $k_B$  — константа Больцмана. Учитывая то, что  $U_p$ , как правило, уменьшается с ростом  $H$  и  $I$ , зависимость  $R(H)$  обычно имеет вид S-образной функции [5, 7, 39, 40]. При увеличении  $H$  ненулевое сопротивление появляется после того, как значение критического тока сравнивается с транспортным током  $I$ , а затем сопротивление возрастает до значения нормального сопротивления (при  $H$ , близком величине второго критического поля). Применительно к подсистеме гранул, описанное функциональное поведение магнитосопротивления видно из данных рис. 1б. Нормальное сопротивление образца  $R_N$  является суммой нормального сопротивления гранул  $R_{NG}$  и границ  $R_{NB}$  ( $R_N = R_{NB} + R_{NG}$ , см. рис. 1а, б).

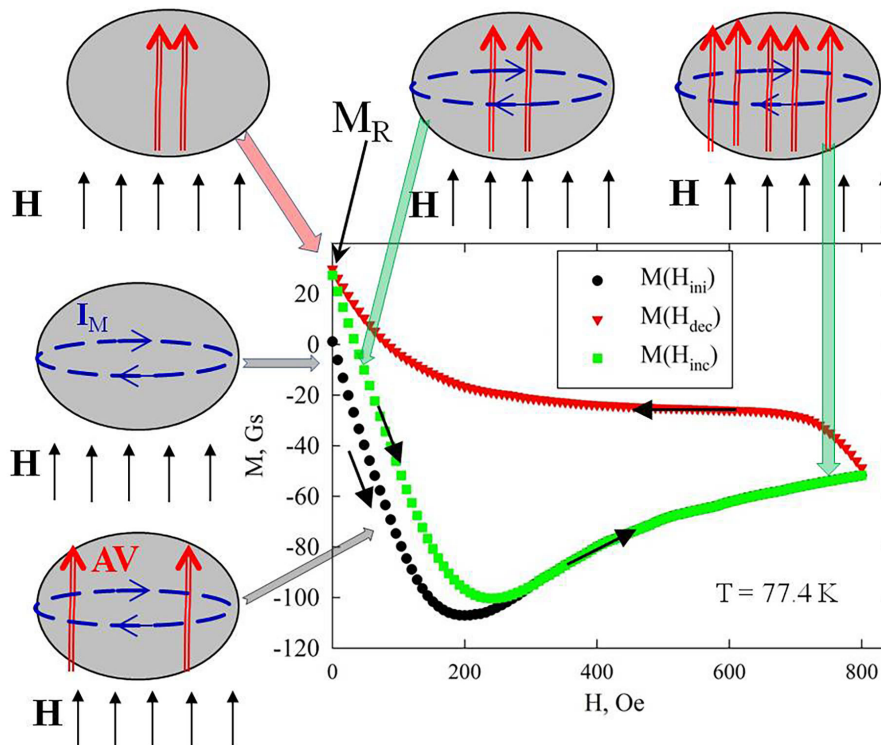
Для режима диссипации в гранулах зависимости  $R(H)$  обратимы, как и предсказывается выражением (1). Однако для режима диссипации в межгранулярной среде зависимость  $R(H)$  является необратимой, что ярко видно на масштабе по оси абсцисс, использованном на рис. 2. На рис. 2 показана гистерезисная зависимость  $R(H)$  при  $T = 77.4$  К в диапазоне 0–800 Э, полученная при значении транспортного тока  $I = 400$  мА. Здесь и далее для различных ветвей гистерезисных зависимостей  $R(H)$  и  $M(H)$  обозначим магнитную предысторию при изменении внешнего поля следующим образом.  $H_{ini}$  — внешнее поле возрастает от нуля до максимального приложенного поля 800 Э, после предварительного охлаждения в нулевом поле;  $H_{dec}$  — ветвь обратного хода, т. е. внешнее поле убывает от 800 Э до нуля;  $H_{inc}$  — внешнее поле возрастает от 0 до 800 Э после предыдущего ввода/вывода поля. Отметим, что если после указанной последовательности  $H_{ini}$ ,  $H_{dec}$ ,  $H_{inc}$  внешнее поле разворачивать в отрицательную область до  $-800$  Э, то  $R(-H_{inc}) = R(H_{inc})$  и  $R(-H_{dec}) = R(H_{dec})$ , то есть зависимость  $R(H)$  симметрична относительно оси ординат [27, 35, 41].



**Рис. 2.** Зависимость магнитосопротивления  $R(H)$  при  $T = 77.4$  К и  $I = 400$  мА, полученная при различной магнитной предыстории (см. легенды). Стрелки показывают направление изменения внешнего поля.

Гистерезис магнитосопротивления, наблюдающийся для гранулярных ВТСП (см. рис. 2), невозможно объяснить в рамках выражения (1). Более того, локальный максимум зависимости  $R(H_{ini})$  сложно интерпретировать в рамках обычных подходов [5, 7, 39, 40]. Для объяснения такого поведения рассмотрим модель поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле, учитывая взаимодействие подсистем гранул и межгранулярных границ [27, 28, 31–35, 41]. Это взаимодействие заключается во влиянии магнитных моментов гранул на поле в межгранулярных границах.

Приведём общепризнанные представления о том, какие вклады определяют намагниченность сверхпроводника II рода [42, 43] на примере зависимости  $M(H)$  исследованного образца (см. рис. 3 и схематическое представление на этом рисунке). В полях  $H_{ini}$ , меньших первого критического поля  $H_{C1}$ , магнитный момент сверхпроводящего образца определяется только экранирующими (мейсснеровскими) токами  $I_M$ , обуславливающими диамагнитное состояние. В окрестности температуры кипения жидкого азота величина  $H_{C1}$  для гранул ВТСП иттриевой системы составляет 10–30 Э [44, 45]. При превышении внешним полем значения  $H_{C1}$ , начинается проникновение магнитного потока в образец в виде вихрей Абрикосова (AV на рис. 3). Вклад в магнитный момент образца от вихрей Абрикосова противоположен по знаку вкладу от мейсснеровских токов  $I_M$ . С ростом поля вихри располагаются как у краёв сверхпроводника, так и проникают в его центральные области; при этом магнитный момент становится меньше по модулю. Вышесказанное соответствует зависимости  $M(H_{ini})$ , см. рис. 3. При уменьшении поля,  $H = H_{dec}$ , вихри Абрикосова частично выходят из образца. Однако часть вихрей остаются захваченными в образце, преимущественно в его центральной области, и при  $H_{dec} = 0$  образец обладает остаточной намагниченностью  $M_R$ .

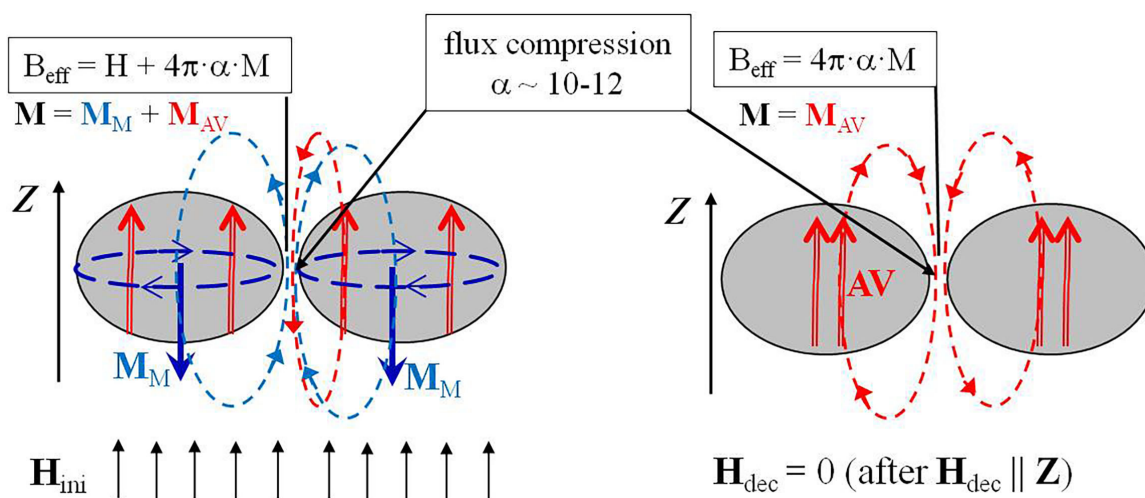


**Рис. 3.** Зависимость намагниченности  $M$  от  $H$  при  $T = 77.4$  К, полученная при различной магнитной предыстории (см. легенды). Стрелки показывают направление изменения внешнего поля; указана величина остаточной намагниченности  $M_R$ . Схематически показано соответствие между различными участками зависимости  $M(H)$  и вкладами от мейсснеровских токов  $I_M$  и вихрей Абрикосова AV.

Ветви гистерезисной зависимости  $M(H_{ini})$ ,  $M(H_{dec})$ ,  $M(H_{inc})$  на рис. 3 полностью соответствуют терромагнитной предыстории рис. 2 (для ветвей  $R(H_{ini})$ ,  $R(H_{dec})$ ,  $R(H_{inc})$  соответственно).

Основное отличие ветвей  $M(H_{ini})$  и  $M(H_{inc})$  заключается в том, что в малых полях для зависимости  $M(H_{inc})$  вихри Абрикосова уже есть в центральной части образца. Ветви  $M(H_{ini})$  и  $M(H_{inc})$  совпадают при значении  $H$ , несколько превышающем поле минимума зависимости  $M(H_{ini})$ .

Влияние магнитных моментов гранул на подсистему межгранульных границ, с учётом представления рис. 3, схематически иллюстрировано на рис. 4. На этом рисунке гранулы — овалы, межгранулярная граница — пространство между гранулами. Магнитный момент образца  $\mathbf{M}$  — это векторная сумма вклада вихрей Абрикосова  $\mathbf{M}_{AV}$  и диамагнитного момента от тока Мейсснера  $\mathbf{M}_M$ :  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_M + \mathbf{M}_{AV}$ . Линии магнитной индукции (штриховые линии), вызванные магнитными моментами  $\mathbf{M}_M$  от экранирующих токов и вихрями Абрикосова, замыкаются через межгранулярные границы. В общем случае направления линий магнитной индукции показаны на левой части рис. 4, а в случае  $H_{dec} = 0$  — на правой части рис. 4.



**Рис. 4.** Схематическое представление линий магнитной индукции между ВТСП гранулами (овалы), индуцированных токами Мейсснера (соответствующий магнитный момент  $\mathbf{M}_M$ ), и вихрей Абрикосова (AV) для случаев  $H = H_{inc}$  (левая часть рисунка) и  $H = H_{dec} = 0$  после приложения поля (правая часть рисунка). Поле  $H$  прикладывается параллельно  $Z$ .

В области межгранулярной границы уместно рассмотреть эффективное поле  $\mathbf{B}_{eff}$  являющегося суперпозицией внешнего поля  $\mathbf{H}$  и линий магнитной индукции от  $\mathbf{M}_M$  и  $\mathbf{M}_{AV}$ . В работе [20] рассчитывался вклад от  $\mathbf{M}_M$  на основе модельных представлений. Однако вместо модельных представлений о численных значениях вкладов мейсснеровских токов и вихрей Абрикосова можно оперировать с намагниченностью, наблюдаемой в эксперименте [29–35]. Более того, целесообразно рассматривать усреднённое по всем межгранулярным границам эффективное поле в межгранулярной среде. Из взаимного направления внешнего поля и линий магнитной индукции (см. рис. 4), очевидно, следует следующее скалярное выражение для эффективного поля  $B_{eff}$  в межгранулярной среде:

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

В этом выражении, записанном в СГС (намагниченность образца  $M$  в единицах Гс  $M [\text{Гс}] = M [\text{эме/г}] \cdot \rho$ , внешнее поле  $H$  в единицах Э, физическая плотность  $\rho$  в единицах  $\text{г/см}^3$ ), множитель  $a$  — это коэффициент пропорциональности между полем «на поверхности гранул» (намагниченность, наблюдаемая в эксперименте) и полем в межгранулярных границах. Модуль в выражении (2) необходим, потому что магнитосопротивление — чётная функция поля, и для сверхтока нет разницы, в какую сторону направлено  $H$ .

Итак, основными положениями модели эффективного поля в межгранулярной среде яв-

ляются (i) взаимосвязь между эффективным полем  $B_{eff}$  и намагниченностью  $M$ , определяемая выражением (2), и (ii) появление гистерезиса магнитосопротивления  $R(H)$  из-за различных значений эффективного поля  $B_{eff}$  при одинаковых значениях внешнего поля  $H$ , в зависимости от предыстории ( $H_{ini}$ ,  $H_{dec}$ ,  $H_{inc}$ ).

Продemonстрируем вышесказанное на основании данных  $R(H)$  (рис. 2) и  $M(H)$  (рис. 3). Для этого мы используем подход, в котором гистерезисная зависимость  $R(H)$  перестраивается по выражению (2) в зависимость  $R(B_{eff})$ . Зависимость  $R(B_{eff})$  должна, в случае адекватности описанной модели, стать практически обратимой. Рис. 5 иллюстрирует результаты перестроения зависимостей  $R(H)$  в зависимости  $R(B_{eff})$  при различных значениях  $\alpha$ .

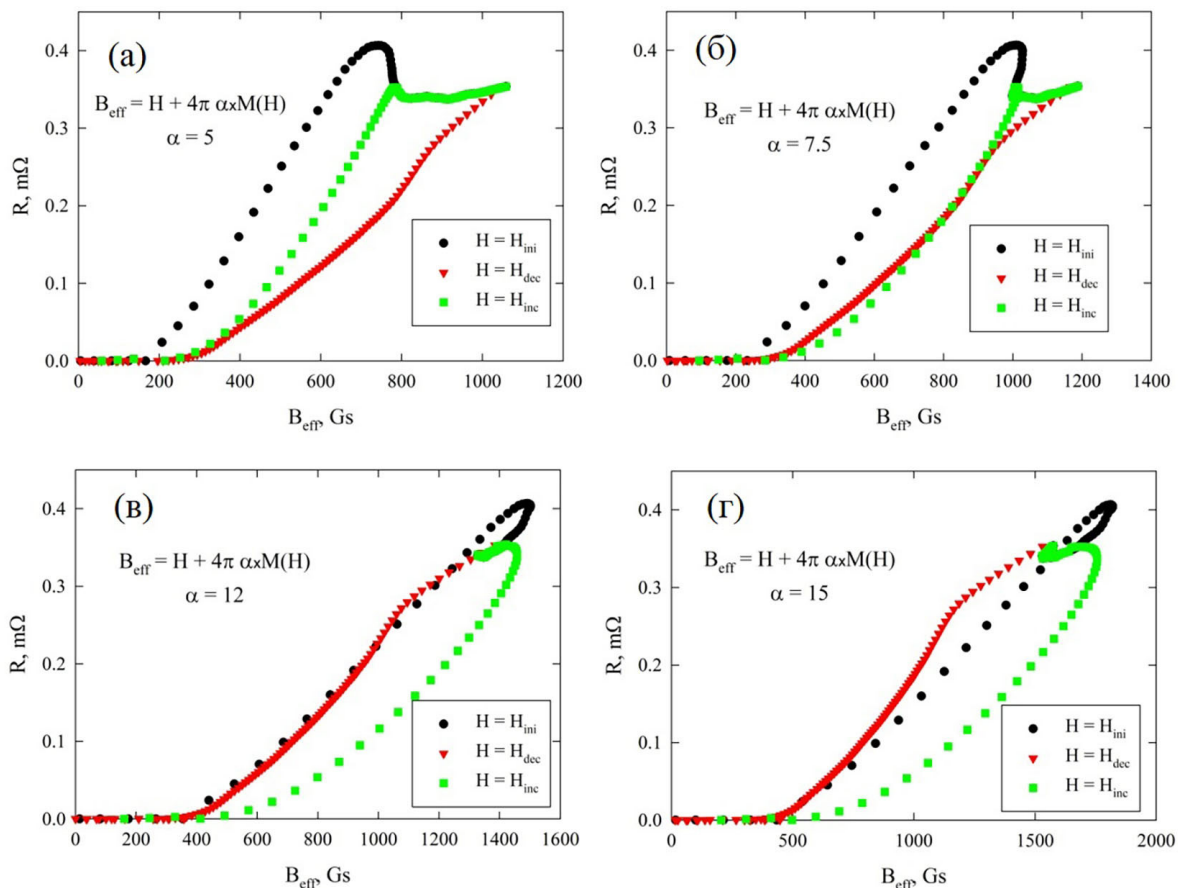
При  $\alpha = 5$  (рис. 5а) гистерезис  $R(B_{eff})$  ещё остаётся достаточно широким. При этом относительное расположение ветвей  $R(B_{eff})$  при  $H = H_{ini}$ ,  $H = H_{dec}$  и  $H = H_{inc}$  аналогично исходному гистерезису  $R(H)$  (рис. 2).

При  $\alpha = 7.5$  (рис. 5б) ветви зависимости  $R(B_{eff})$  при  $H = H_{inc}$  и  $H = H_{dec}$  приблизились друг другу, однако ветвь  $R(B_{eff})$  при  $H = H_{ini}$  располагается ещё достаточно далеко.

При  $\alpha = 12$  (рис. 5в) становятся близкими уже ветви  $R(B_{eff})$  при  $H = H_{ini}$  и  $H = H_{dec}$ , однако ветвь при  $H = H_{inc}$  на координатной сетке располагается правее двух других ветвей.

И, наконец, при  $\alpha = 15$  (рис. 5г) гистерезис опять стал значительным, а относительное расположение ветвей  $R(B_{eff})$  при  $H = H_{ini}$ ,  $H = H_{dec}$  и  $H = H_{inc}$ , изменилось по сравнению с исходным гистерезисом  $R(H)$ .

Из вышесказанного можно заключить, что значение  $\alpha = 5$  малó, а значение  $\alpha = 15$  уже велико для того, чтобы из гистерезисной зависимости  $R(H)$  получить необратимую зависимость  $R(B_{eff})$ . В то же время, при  $\alpha = 7.5$  и  $\alpha = 12$  можно получить необратимое поведение двух ветвей петли гистерезиса (из трёх).



**Рис. 5.** Результаты перестроения гистерезисной зависимости  $R(H)$  (рис. 2) в зависимость  $R(B_{eff})$  по выражению (2) при различных величинах параметра  $\alpha$  с использованием зависимости  $M(H)$  (рис. 3).

Отметим, что ранее [29–35] для описания гистерезиса  $R(H)$  сравнивались расчётные значения полевой ширины гистерезиса  $\Delta H$  зависимостей  $R(H)$  и  $B_{eff}(H)$  при условиях  $R = \text{const}$  и  $B_{eff} = \text{const}$  соответственно. Хорошее согласие значений  $\Delta H$  для зависимостей  $R(H)$  и  $B_{eff}(H)$  наблюдалось при параметре  $\alpha \approx 10\text{--}12^1$ . Однако такой анализ ограничивался либо случаями магнитной предыстории только для ветвей  $H = H_{ini}$  и  $H = H_{dec}$ , либо только для ветвей  $H = H_{inc}$  и  $H = H_{dec}$ . Гистерезис  $R(H)$  для всех трёх случаев  $H_{ini}$ ,  $H_{dec}$ ,  $H_{inc}$  рассматривался только качественно [27, 41].

Также, в большинстве исследований [29–35, 41] полагалось, что величина  $\alpha$  не зависит от внешнего поля. Однако в недавней работе [46] на примере нескольких методик было показано, что если оперировать с величиной намагниченности, то воздействие мейсснеровских токов на эффективное поле в межгранульной среде несколько сильнее, чем воздействие вихрей Абрикосова. Иными словами, увеличение на один Гаусс от мейсснеровского (экранирующего) тока даёт больший вклад в величину  $B_{eff}$ , чем увеличение на один Гаусс от захваченных вихрей Абрикосова. Объяснение этому факту основано на том, что в ВТСП грануле вихрь стремится находиться в направлении, параллельном кристаллографической  $c$ -оси, и в стандартных магнитных измерениях ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ ) поликристаллического образца (с хаотическим расположением кристаллографических осей гранул) от каждой гранулы измеряется только проекция намагниченности от магнитного момента, вызванного вихрями [46]. Это, применительно к параметру  $\alpha$  для вихрей Абрикосова ( $\alpha_{AV}$ ) и параметру  $\alpha$  для мейсснеровских (экранирующих) токов ( $\alpha_{MC}$ ), приводит к следующему неравенству (3) [46]:

$$\alpha_{MC} > \alpha_{AV}. \quad (3)$$

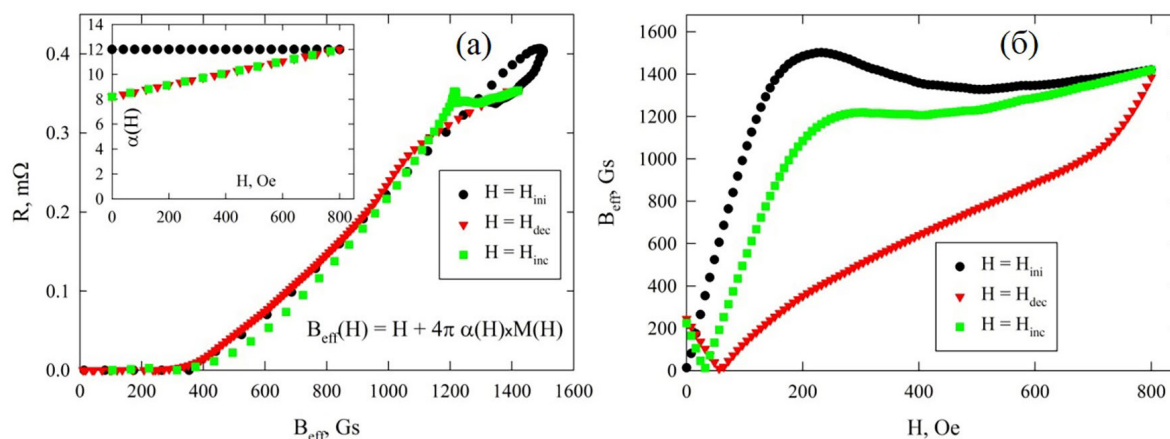
Выделить численно вклады от абрикосовских вихрей и экранирующих токов из зависимости  $M(H)$  достаточно сложно. Однако, на основании схематического представления рис. 3 и неравенства (3), можно утверждать, что для ветвей  $H = H_{dec}$  и  $H = H_{inc}$  вблизи  $H \sim 0$  основной вклад в магнитный момент дают захваченные вихри. Т. е. в указанных экспериментальных условиях величина параметра  $\alpha$  должна быть меньше, чем в больших полях. Учитывая совпадение ветвей гистерезиса  $R(B_{eff})$  на рис. 5б, 5в, следующая зависимость параметра  $\alpha$  от магнитной предыстории может быть предложена. Для ветви  $H = H_{ini}$  параметр  $\alpha$  приблизительно постоянный:  $\alpha \approx 12 \approx \text{const}$ . Для ветви  $H = H_{dec}$  значение  $\alpha$  монотонно уменьшается с уменьшением поля, и при  $H_{dec} = 0$  значение  $\alpha$  составляет  $\approx 7.5$ . Для ветви  $H = H_{inc}$  значение  $\alpha$  монотонно увеличивается с ростом поля от  $\alpha \approx 7.5$  при  $H_{inc} = 0$  до  $\alpha \approx 12$  при  $H_{inc} = 800$  Э. Для упрощения мы положим линейный характер зависимости  $\alpha$  от  $H$ .

Описанное выше поведение параметра  $\alpha$  от поля и магнитной предыстории показано на вставке рис. 6а, а на основной панели рис. 6а приведена зависимость  $R(B_{eff})$  при учёте зависимости  $\alpha(H)$ . Как видно, при данном подходе все ветви гистерезиса, практически, совпадают, и можно говорить об адекватности модели гранулярного ВТСП для описания экспериментальных зависимостей  $R(H)$ .

Обратим внимание на зависимость  $B_{eff}(H)$ , приведённую на рис. 6б, и на величины  $B_{eff}$ . Большое значение параметра  $\alpha$  (порядка десяти) обуславливает большие значения эффективного поля в межгранульной среде. Например, во внешнем поле  $H_{ini} = 200$  Э значение  $B_{eff}$  достигает  $\approx 1.5$  кГс. Это является проявлением сжатия магнитного потока в межгранульной среде, что акцентировано на схематическом представлении рис. 4. Именно этот эффект определяет широкий гистерезис магнитосопротивления гранулярных ВТСП [35, 41]. Для использованных экспериментальных условий ( $T = 77.4$  К) в области полей до нескольких сотен Эрстед основ-

<sup>1</sup> Для гранулярного ВТСП влияние силы Лоренца проявляется как при ориентации  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ , так и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ , из-за хаотической ориентации направлений тока через межгранульные границы [20, 31]. В данной работе рассматривается случай  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$  и соответствующие значения  $\alpha$ . При  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$  значения  $\alpha$  больше, чем при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$  [31].

ной вклад в эффективное поле даёт второе слагаемое выражения (2). Поэтому форма гистерезисной зависимости  $R(H)$  (рис. 2), зачастую, имеет вид петли магнитного гистерезиса  $M(H)$  (рис. 3), значения которого взяты по модулю. Таким образом, «аномальные» максимумы зависимостей  $R(H_{ini})$  и  $R(H_{inc})$  определяются экстремумами соответствующих зависимостей  $M(H_{ini})$  и  $M(H_{inc})$ . В полях больших, чем в рассматриваемом эксперименте (800 Э), либо при температурах, близких к  $T_C$ , зависимость  $R(H_{ini})$  или  $R(H_{inc})$  стремится к «насыщению», т. е. к величине  $R_{NB}$ , см. рис. 1б.



**Рис. 6.** (а) — результаты перестроения гистерезисной зависимости  $R(H)$  (рис.2) в зависимость  $R(B_{eff})$  по выражению (2) с использованием зависимости  $M(H)$  (рис. 3) и учётом функциональной зависимости параметра  $\alpha$  от внешнего поля  $H$  (приведена на вставке). (б) — зависимость эффективного поля  $B_{eff}$  от внешнего поля  $H$ , при которой ветви  $H = H_{ini}$ ,  $H = H_{dec}$  и  $H = H_{inc}$  (см. легенды) зависимости  $R(B_{eff})$ , приведённой на (а), совпадают.

### 5. Заключительные замечания

Таким образом, успешное описание полевого гистерезиса магнитосопротивления гранулярных ВТСП с учётом эффекта сжатия магнитного потока, позволяет говорить о концепции эффективного поля в межгранулярной среде [46]. Действительно, в рамках данной концепции удаётся объяснить практически все наблюдаемые термомагнитные эффекты в поведении транспортных свойств (полевого гистерезиса транспортного критического тока [27, 46, 47], особенности релаксации сопротивления при  $H = \text{const}$  [28, 30, 46], зависимости  $R(T)$  [29, 34, 48]) гранулярных ВТСП.

Кроме того, в рамках концепции эффективного поля было объяснено [49–51] поведение так называемого малого магнитного гистерезиса [52–55]. Этот малый магнитный гистерезис вызван экранирующими токами, циркулирующими через весь гранулярный сверхпроводник, включая межгранулярные границы, а также проникновением в межгранулярную среду джоузефсоновских вихрей и их динамикой. Малый гистерезис наблюдается в диапазоне небольших полей (10–20 Э при температуре жидкого азота для ВТСП на основе иттрия и висмута) [49–55]. Однако с дальнейшим ростом внешнего поля вклад от малого гистерезиса полностью исчезает. Исчезновение вызвано влиянием магнитных моментов сверхпроводящих гранул на межгранулярную среду и сжатием магнитного потока в ней [49–51].

### Благодарности

Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН.

### Литература

[1] D.V. Semenov, A.V. Sadakov, Di Zhou, O.A. Sobolevskiy, S. Luther, T. Helm, V.M. Pudalov,

- I.A. Troyan, V.V. Struzhkin, *Materials Today Physics* **49**, 101595 (2024). DOI: 10.1016/j.mtphys.2024.101595
- [2] D.V. Semenov, I.A. Troyan, A.V. Sadakov, Di Zhou, M. Galasso, A.G. Kvashnin, A.G. Ivanova, I.A. Kruglov, A.A. Bykov, K.Y. Terent'ev, A.V. Cherepakhin, O.A. Sobolevskiy, K.S. Pervakov, A.Yu. Seregin, T.Helm, T. Förster, A.D. Grockowiak, S.W. Tozer, Y. Nakamoto, K. Shimizu, V.M. Pudalov, I.S. Lyubutin, A.R. Oganov, *Advanced Materials* **34**, 2204038 (2022). DOI: 10.1002/adma.202204038
- [3] P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962). DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.309
- [4] J. Barden, M.J. Stephen, *Phys. Rev.* **140**, A1197 (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.140.A1197
- [5] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad, *Phys. Rev. B* **139**, A1163 (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.139.A1163
- [6] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, *Phys. Rev. B* **41**, 6621 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.41.6621
- [7] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Gekshkebein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994). DOI: 10.1103/RevModPhys.66.1125
- [8] E. H. Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995). DOI: 10.1088/0034-4885/58/11/003
- [9] W.-K. Kwok, U. Welp, A. Glatz, A.E. Koshelev, K.J. Kihlstrom, G.W. Crabtree, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 116501 (2016). DOI: 10.1088/0034-4885/79/11/116501
- [10] А. Кемпбел, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*. Москва: Мир, 1975.
- [11] Д. Сан-Жан, Г. Сарма, Е. Томас, *Сверхпроводимость второго рода*, Москва: Мир, 1970.
- [12] С.А.М. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado, *Physica C* **391**, 345 (2003). DOI: 10.1016/S0921-4534(03)00963-8
- [13] D.A. Cardwell, *Mater. Sci. Eng. B* **53**, 1 (1998). DOI: 10.1016/S0921-5107(97)00293-6
- [14] D.W. Hazelton, V. Selvamanickam, *Proceedings of the IEEE* **97**, 1831 (2009). DOI: 10.1109/JPROC.2009.2030239
- [15] S. Lee, V. Petrykin, A. Molodyk, S. Samoilenov, A. Kaul, A. Vavilov, V. Vysotsky, S. Fetisov, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 044022 (2014). DOI: 10.1088/0953-2048/27/4/044022
- [16] Н.Н. Балашов, Е.А. Головова, П.Н. Дегтяренко, *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **7**, 30 (2025). DOI: 10.62539/2949-5644-2025-7-2-30-39
- [17] О.А. Ковальчук, Г.В. Муравьев, В.И. Никишкин, В.С. Овсянников, И.Ю. Родин, Д.Б. Степанов, М.В. Дубинин, А.В. Кашеев, В.Е. Сытников, *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **2**, 14 (2024). DOI: 10.62539/2949-5644-2024-0-2-14-30
- [18] В.В. Зубко, С.Ю. Занегин, С.С. Фетисов, В.С. Высоцкий, А.А. Носов, Э.С. Отабе, Т. Акасака, *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 53 (2024). DOI: 10.62539/2949-5644-2024-0-1-53-62
- [19] Д.А. Абин, И.А. Руднев, М.А. Осипов, Р.Г. Батулин, *Сверхпроводимость: фундаментальные и прикладные исследования* **1**, 22 (2023). DOI: 10.62539/2949-5644-2023-0-1-22-30
- [20] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, *Phys. Rev. B* **66**, 11478 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.11478
- [21] Н.Д. Кузьмичёв, *ФТТ* **43**, 1934 (2001). N.D. Kuz'michev, *Physics of the Solid State* **43**, 2012 (2001). DOI: 10.1134/1.1417171
- [22] Н.Д. Кузьмичев, *Письма ЖЭТФ* **74**, 291 (2001). N.D. Kuz'michev, *JETP Letters* **74**, 262 (2001). DOI: 10.1134/1.1417162
- [23] P. Mune, F.C. Fonesca, R. Muccillo, R.F. Jardim, *Physica C* **390**, 363 (2003). DOI: 10.1016/S0921-4534(03)00802-5
- [24] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev B* **47**, 470 (1993), DOI: 10.1103/PhysRevB.47.470
- [25] А.А. Суханов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **30**, 604 (2004).
- [26] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
- [27] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Пе-

тров, ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).

[28] 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).

[29] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, ФТТ **53**, 865 (2011).

[30] 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), DOI: 10.1063/1.3657775

[31] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.A. Pochekutov, J. Appl. Phys. **122**, 123902 (2017). DOI: 10.1063/1.4986253

[32] S.V. Semenov, D.A. Balaev, Physica C **550**, 19 (2018). DOI: 10.1016/j.physc.2018.04.005.

[33] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev, J. Appl. Phys. **125**, 033903 (2019). DOI:10.1063/1.5066602.

[34] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, ФТТ **62**, 1008 (2020).

[35] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, М.И. Петров, ФТТ **63**, 854 (2021).

[36] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталеv. ПТЭ **3**, 167 (1985).

[37] А. Бароне, Дж. Патерно, Эффект Джозефсона, Мир, М. (1984). 639 с.

[38] M. Prester, Supercond. Sci. Technol. **11**, 333 (1998). DOI: 10.1088/0953-2048/11/4/002

[39] T.G. Berlincourt, Phys. Rev. **114**, 969 (1959). DOI: 10.1103/PhysRev.114.969

[40] C.F. Hempstead, Y.B. Kim, Phys. Rev. Lett. **12**, 145 (1963).

[41] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld, J. Supercond. Nov. Magn. **34**, 1067 (2021). DOI: 10.1007/s10948-021-05812-2

[42] C.P. Bean, Magnetization of high-field superconductors, Rev. Mod. Phys. **36**, 31–39 (1964). DOI: 10.1103/RevModPhys.36.31

[43] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov, Magnetic relaxation in high-temperature superconductors, Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996). DOI: 10.1103/RevModPhys.68.911

[44] C. Böhmer, G. Brandstätter, H.W. Weber, The lower critical field of high-temperature superconductors, Supercond. Sci. Technol. **10** A1 (1997). DOI: 10.1088/0953-2048/10/7A/002

[45] R. Liang, P. Dosanjh, D.A. Bonn, W.N. Hardy, A. J. Berlinsky, Phys. Rev. B **50**, 4212 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.50.4212

[46] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld, J. Supercond. Nov. Magn. **36**, 1631 (2023). DOI: 10.1007/s10948-023-06608-2

[47] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, ФТТ **54**, 11 (2012).

[48] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров, ФТТ **55**, 2305 (2013).

[49] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров, ЖЭТФ **165**, 258 (2024).

[50] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров, ФТТ **66**, 523 (2024).

[51] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov, J. Supercond. Nov. Magn. **37**, 1329 (2024). DOI: 10.1007/s10948-024-06802-w

[52] G.E. Gough, M.S. Colclough, D.A. O'Connor, E. Wellhoffer, N.McN. Alford, T.W. Button, Cryogenics **31**, 119 (1991). DOI: 10.1016/0011-2275(91)90257-W

[53] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. Phys. Rev. B. **42**, 6181 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.42.6181

[54] I. Edmond, L.D. Firh, J. Phys: Condens. Matter. **4**, 3813 (1992). DOI: 10.1088/0953-8984/4/14/012

[55] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. Supercond. Sci. Technol. **14**, 904 (2001). DOI: 10.1088/0953-2048/14/11/30

## The concept of effective field in intergranular medium of granular HTSC: description of magnetoresistance hysteresis

D. A. Balaev<sup>1,\*</sup>, S. V. Semenov<sup>1</sup>, M. I. Petrov<sup>1</sup>, D. M. Gokhfeld<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Kirensky Institute of Physics Krasnoyarsk Scientific Center, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, 660036 Krasnoyarsk, Russia

\* e-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

A brief review of the works devoted to the investigation of the causes of the hysteresis of the magnetoresistance  $R(H)$  observed on granular high-temperature superconductors (HTSC) is presented. A set of experimental data obtained on a polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  sample with transport and magnetic characteristics typical of this class of materials in a superconducting state is used. Based on data on the nature of the broadening of the resistive transition in an external field and the type of  $R(H)$  dependencies, the presence of two superconducting subsystems in granular HTSC, namely, granules and intergranular boundaries (Josephson media), is substantiated. Prerequisites are given for using a model of the behavior of a granular high-temperature magnetic field in an external field, in which the magnetic moments of superconducting granules affect the effective field in an intergranular medium. The observed hysteresis of the magnetoresistance  $R(H)$  is caused by the irreversible behavior of the magnetization of the granules. In an intergranular medium, the magnetic flux is compressed, as a result of which the effective field in the area of intergranular boundaries can exceed the external field by an order of magnitude. An analysis of the behavior of the parameter characterizing the compression of the magnetic flux in an intergranular medium makes it possible to almost completely describe the hysteresis of magnetoresistance for various magnetic backgrounds.

Keywords: HTS; intergranular boundaries; Josephson contacts; effective field; magnetoresistance.



Дмитрий Александрович Балаев — д. ф.-м. н., заведующий лабораторией, ИФ СО РАН.

Dr. Dmitry Balaev – Dr. of Sci., head of lab, Kirensky Institute of Physics.



Сергей Васильевич Семёнов — к. ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ СО РАН.

Dr. Sergey Semenov — Ph. D., senior researcher at Kirensky Institute of Physics.



Михаил Иванович Петров — к. ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ СО РАН.

Dr. Mikhail Petrov — Ph. D., senior researcher at Kirensky Institute of Physics.



Денис Михайлович Гохфельд — д. ф.-м. н., старший научный сотрудник ИФ СО РАН.

Dr. Denis Gokhfeld — Dr. of Sci., senior researcher at Kirensky Institute of Physics.