

# МЕХАНИЗМ ГИСТЕРЕЗИСНОГО ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНУЛЯРНЫХ ВТСП. УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ШИРИНЫ ГИСТЕРЕЗИСА МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

*Д. А. Балаев\**, *А. А. Дубровский*, *К. А. Шайхутдинов*, *С. И. Попков*,  
*Д. М. Гохфельд*, *Ю. С. Гохфельд*, *М. И. Петров*

*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 24 июня 2008 г.

Исследовано гистерезисное поведение магнитосопротивления  $R(H)$  гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) классических систем  $Y-Ba-Cu-O$ ,  $Bi-Ca-Sr-Cu-O$  и  $La-Sr-Cu-O$  при плотностях транспортного тока как меньше критической плотности (при  $H = 0$ ), так и больше нее. Для всех систем наблюдается универсальное поведение ширины гистерезиса магнитосопротивления — независимость от транспортного тока при одинаковых внешних условиях. Это указывает на то, что основным механизмом, определяющим гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярных ВТСП, является захват потока внутри ВТСП-гранул, а пиннинг джозефсоновских вихрей в межгранулярной среде не вносит заметного вклада в формирование гистерезиса магнитосопротивления (в условиях протекания транспортного тока через образец). Экспериментальные данные по релаксации остаточного электросопротивления после воздействия магнитного поля также подтверждают этот вывод.

PACS: 74.81.Fa, 74.50.+r

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) наблюдается гистерезисное поведение магнитосопротивления  $R(H)$  и критического тока  $I_c(H)$  во внешнем магнитном поле  $H$  [1–7]. Такое поведение объяснялось на качественном уровне [3, 6, 7], однако механизмы гистерезиса продолжают обсуждаться [8–17], и к настоящему времени физический механизм гистерезисного поведения зависимостей  $R(H)$  и  $I_c(H)$  гранулярных ВТСП-систем однозначно не установлен. Гранулярный ВТСП можно приближенно рассматривать как двухуровневую систему [6], состоящую из 1) ВТСП-гранул с большими плотностями критического тока ( $j_{c0} \sim 10^5\text{--}10^7$  А/см<sup>2</sup>) и практически недостижимыми экспериментальной техникой значениями второго критического поля  $H_{c2g}$  (при температурах, не очень близких к критической) и 2) со-

вокупности слабых джозефсоновских связей, образующихся на естественных межгранулярных границах, которые и определяют критическую плотность тока гранулярного ВТСП ( $j_{cJ} \sim 10^1\text{--}10^3$  А/см<sup>2</sup> при азотных температурах), а величины первого критического поля  $H_{c1J}$  могут составлять как несколько эрстед, так быть меньше поля Земли [18]. Появление падения напряжения (диссипации) при протекании транспортного тока через образец гранулярного ВТСП означает, что в подсистеме слабых связей происходит разрушение фазовой когерентности.

Поэтому из возможных механизмов, приводящих к гистерезису магнитосопротивления гранулярных ВТСП, можно указать либо захват магнитного потока в межгранулярных границах (пиннингование джозефсоновских вихрей), либо влияние потока, захваченного гранулами ВТСП, на межгранулярную среду, либо суперпозицию указанных механизмов. В работе [15] нами был предложен способ, позволяющий различать вклады указанных механизмов. Он за-

\*E-mail: smp@iph.krasn.ru

ключается в том, что ширина гистерезиса магнитосопротивления пропорциональна захваченному магнитному потоку, изменению которого препятствует пиннинг. В случае влияния пиннинга джозефсоновских вихрей в межгранульных границах увеличение транспортного тока, если он по крайней мере одного порядка с критическим, должно приводить к дополнительному срыву джозефсоновских вихрей и в конечном итоге к зависимости полевой ширины гистерезиса от тока. Если гистерезис магнитосопротивления обусловлен только влиянием потока, захваченного гранулами, то ввиду очевидного условия  $I \ll I_{cg}$  транспортный ток не может повлиять на вихри внутри ВТСП-гранул (разумеется, при температурах и полях ниже точки плавления абрикосовских вихрей на  $H$ - $T$ -диаграмме).

В указанной работе [15] исследовались гистерезисные зависимости  $R(H)$  композитов на основе ВТСП, которые являются модельными гранулярными ВТСП с искусственно ослабленными джозефсоновскими слабыми связями, и было показано, что ширина гистерезиса магнитосопротивления для таких систем не зависит от транспортного тока. Это указывает на то, что гистерезис вызван только влиянием захвата магнитного потока внутри ВТСП-гранул. Анализ результатов исследования релаксации остаточного электросопротивления таких ВТСП-композитов также подтвердил этот вывод [19]: временная релаксация остаточного электросопротивления определяется только процессами выхода вихрей из гранул.

По нашему мнению, целесообразно провести подобные эксперименты с «чистыми» ВТСП классических составов, обладающими стандартными для этих систем транспортными свойствами. Это позволит сделать вывод о механизме гистерезисного поведения магнитосопротивления в гранулярных ВТСП с естественными межгранульными границами.

Целью работы является установление механизма гистерезисного поведения гранулярных ВТСП составов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ,  $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$  и  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ . Для этого получены и проанализированы экспериментальные данные по гистерезисным зависимостям  $R(H)$  и ширине гистерезиса магнитосопротивления, а также временной релаксации остаточного электросопротивления при различных плотностях транспортного тока.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Иттриевая, висмутовая и лантановая керамики были синтезированы стандартной методикой

твердофазного синтеза из соответствующих особоочищенных оксидов и карбонатов  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$ ,  $Bi_2O_3$ ,  $PbO$ ,  $SrCO_3$ ,  $CaCO_3$ ,  $La_2O_3$ . На дебаеграмме  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  присутствуют только рефлексы от структуры 1–2–3. Для ВТСП  $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$  рентгеноструктурный анализ показал, что доминирующей является фаза 2223; анализ интенсивности рефлексов показал, что доля фазы 2212 составляет менее 5%. На дебаеграмме  $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$  также присутствуют рефлексы от данной структуры; рефлексов от исходных ингредиентов замечено не было. Далее обозначим образцы иттриевой, висмутовой и лантановой керамики соответственно как YBCO, BSCCO и LSCO.

Результаты сканирующей электронной микроскопии показали, что полученные образцы имеют выраженную гранулярную структуру. Средний размер гранул составил примерно 6 мкм для YBCO, 8 мкм для BSCCO и 5 мкм для LSCO. Температура перехода  $T_c$ , определенная из магнитных измерений, составила приблизительно 92 К для YBCO, 108 К для BSCCO и 35 К для LSCO.

Измерения температурных зависимостей электросопротивления в магнитных полях и изотерм магнитосопротивления проведены стандартным четырехзондовым методом. Параметры образцов варьировались (площадь поперечного сечения  $(0.5-1) \times (0.5-1)$  мм<sup>2</sup>, расстояние между потенциальными контактами 1–2 мм). Ниже данные по магнитосопротивлению приведены в миллиомах, и зависимости  $R(H)$  можно сопоставить со значением  $R_{nJ}$  — вкладом в сопротивление образца от межгранульных границ при  $T_c$ , причем величина  $R_{nJ}/R(T_c)$  не зависит от параметров образца, а является характеристикой материала. Полевые зависимости магнитосопротивления  $R(H) = U(H)/I$  измерялись при постоянном транспортном токе  $I$  в условиях охлаждения в нулевом внешнем магнитном поле ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ ). Для образцов YBCO и BSCCO измерения проведены при 77.4 К, во время измерений образцы находились в жидком азоте, что обеспечивало эффективный отвод выделяющегося на контактах тепла при транспортном токе до 700 мА. Измерения  $R(H)$  образца LSCO проведены при 4.2 К при токе до 50 мА (при  $I > 50$  мА наблюдался разогрев образца). После каждого измерения  $R(H)$  образец отогревался выше  $T_c$ . Ниже обозначим внешнее магнитное поле как  $H_{\uparrow}$ , если поле увеличивается и  $H_{\downarrow}$ , если поле уменьшается.

Измерения релаксации остаточного электросопротивления  $R_{rem}(t)$  (т. е.  $R(H_{\downarrow} = 0, t)$ ) образцов

YBCO и BSCCO после воздействия магнитного поля проводились по следующей схеме: образец охлаждался в нулевом внешнем поле. Измерялась зависимость  $R(H)$  при плавном изменении внешнего поля до  $H_{\uparrow} = H_{max}$ , затем до  $H_{\downarrow} = 0$ , после чего записывалась зависимость  $R_{rem}(t)$ .

Магнитные измерения проводились на автоматизированном вибрационном магнетометре [20]. Полевые зависимости намагниченности и временная релаксация остаточного момента  $M_{rem}(t)$  измерялись аналогично зависимостям  $R(H)$  и  $R_{rem}(t)$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Сверхпроводящий переход гранулярных ВТСП во внешнем поле, как характеристика естественных джозефсоновских переходов

Влияние джозефсоновских переходов, образующихся на межгранульных границах поликристаллических ВТСП, проявляется в структуре резистивного перехода в магнитном поле. На рис. 1 приведены зависимости удельного электросопротивления  $\rho(T)$  исследованных образцов в различных внешних магнитных полях. Начало резистивного перехода совпадает с температурой  $T_c$ , определенной из магнитных измерений (см. разд. 2). Резкий скачок электросопротивления соответствует сверхпроводящему переходу ВТСП-кристаллитов. Плавная часть зависимости  $\rho(T)$  вплоть до температуры, при которой сопротивление становится равным аппаратурному нулю, определяется переходом джозефсоновских слабых связей и уширяется в магнитном поле. Из графиков на рис. 1 можно определить «нормальное сопротивление»  $R_{nJ}$  джозефсоновской сети в ВТСП-поликристалле. Это, по сути, максимально возможное при  $T < T_c$  магнитосопротивление<sup>1)</sup>, обусловленное межгранульными границами. Ниже на графиках магнитосопротивления приведены значения  $R_{nJ}$  для каждого конкретного образца.

По степени влияния магнитного поля на плавную часть резистивного перехода (зависимость  $T_{c0}(H)$ ) можно оценить «силу» джозефсоновских связей в поликристалле. Приведенные на рис. 1 данные, а также величины плотности критического тока исследованных материалов ( $j_c(77.4 \text{ K}) \approx 100 \text{ A/cm}^2$  для YBCO,  $j_c(77.4 \text{ K}) \approx 50 \text{ A/cm}^2$  для BSCCO и  $j_c(4.2 \text{ K}) \approx 80 \text{ A/cm}^2$  для LSCO) в сравнении

<sup>1)</sup> Нормальное сопротивление межгранульных границ может зависеть от температуры, и эта зависимость определяется характером (металл, диэлектрик) границ, однако на выводы данной работы это не влияет.

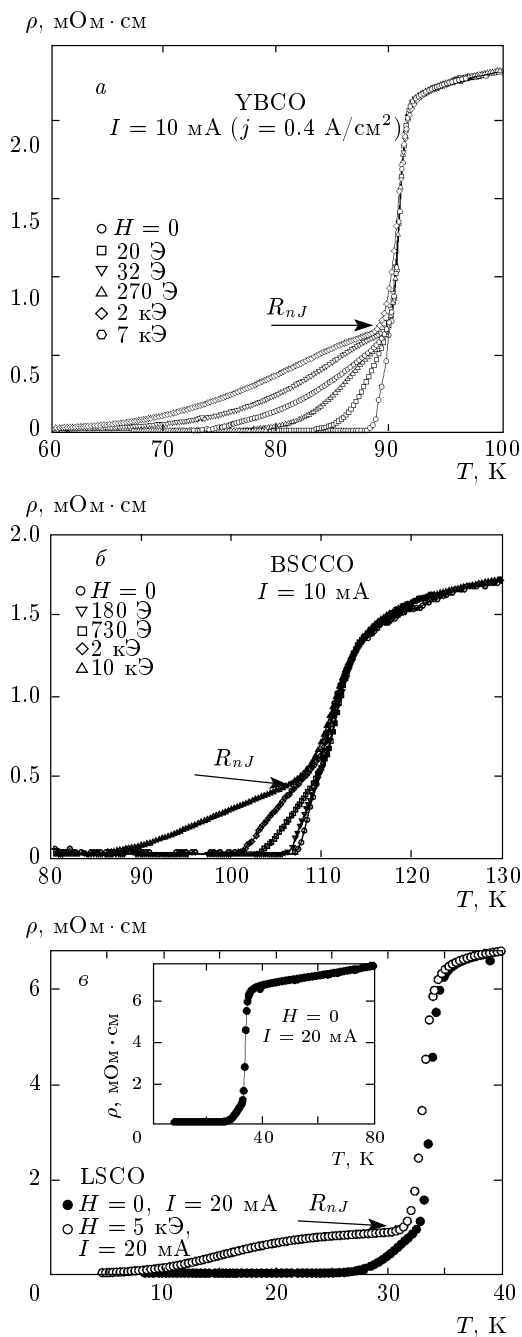
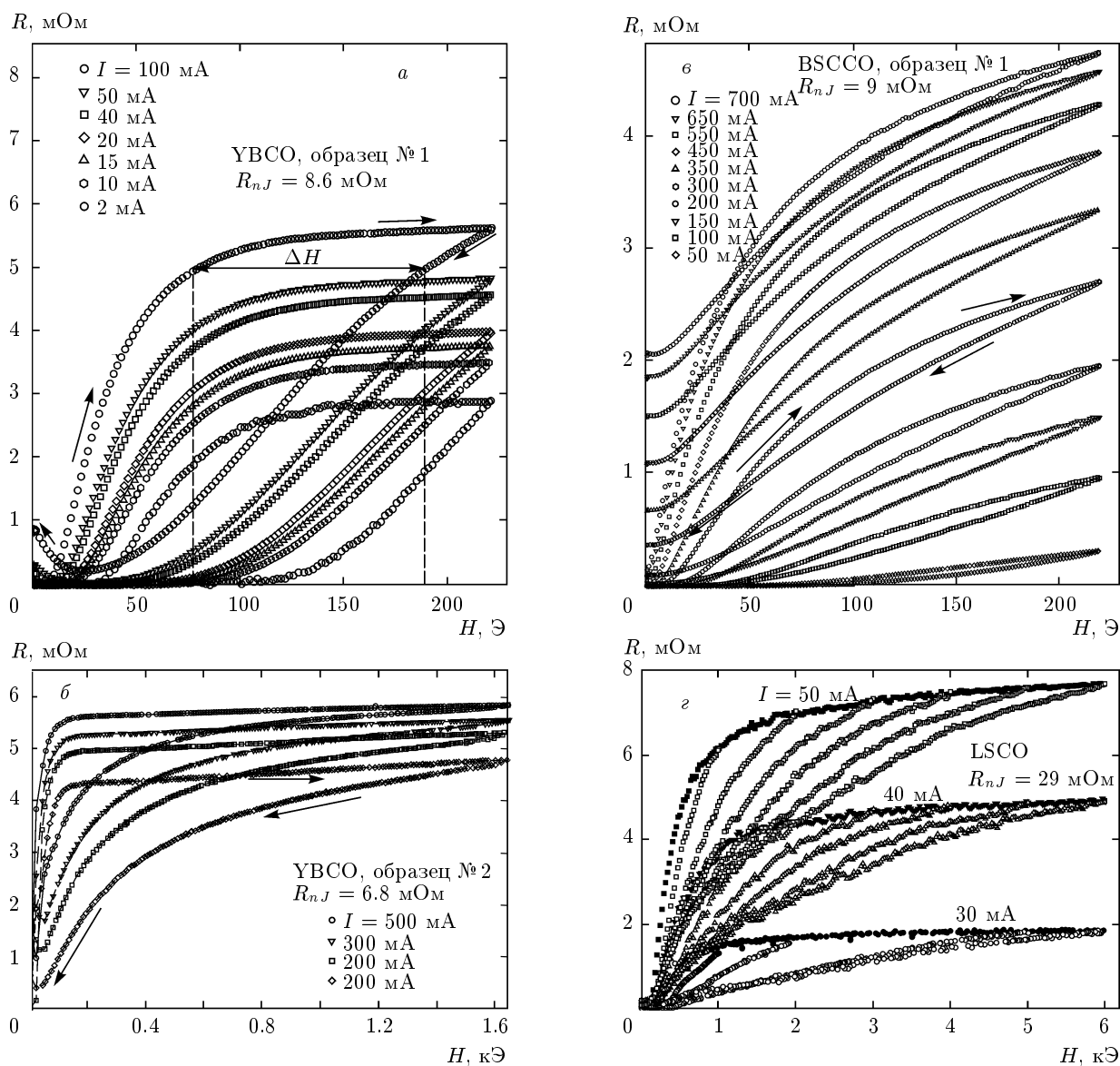


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления образцов иттриевой (а), висмутовой (б) и лантановой (в) керамик при различных величинах внешнего магнитного поля  $H$ : на рисунке также указаны значения «нормального сопротивления джозефсоновской сети»  $R_{nJ}$  (т.е. вклада в удельное электросопротивление от межгранульных границ, см. п. 3.1) и транспортный ток  $I$ . На вставке показан ход зависимости для LSCO при  $T > T_c$



**Рис. 2.** Гистерезисные зависимости магнитосопротивления исследованных гранулярных ВТСП при различных значениях транспортного тока  $I$ :  $a, b$  — различные образцы YBCO,  $T = 77.4$  К;  $c$  — BSCCO,  $T = 77.4$  К;  $d$  — LSCO,  $T = 4.2$  К, темные и светлые символы соответствуют возрастанию и убыванию поля. Величина  $R_{nJ}$  определена из зависимостей  $R(T, H)$  на рис. 1. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля. Приведен пример определения полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$  (при  $H_{\downarrow} = 180$  Э) при условии  $R = \text{const}$

с известными литературными данными для подобных систем [21–23] позволяют охарактеризовать полученные образцы как стандартные. Отметим, что более сильное влияние внешнего поля на резистивный переход сети слабых связей наблюдается для ВТСП-композиатов как на основе иттрия [24, 25], так и висмута [26], а также в поликристаллах, отожженных в инертной атмосфере (с дефицитом по кислороду)

[10, 27], в которых подсистема джозефсоновских переходов искусственно ослаблена.

### 3.2. Гистерезисные зависимости $R(H)$ и ширина гистерезиса магнитосопротивления

На рис. 2 приведены зависимости магнитосопротивления исследованных образцов, измеренные при

различных величинах транспортного тока  $I$ . Все эти зависимости характеризуются выраженным гистерезисом. Напомним вкратце предпосылки для анализа зависимости ширины гистерезиса магнитосопротивления от транспортного тока [15].

При  $H \geq H_{c1J}$  внешнее поле проникает в подсистему межгранульных границ в виде гипервихрей, которые с увеличением внешнего поля трансформируются в джозефсоновские вихри [8, 18]. Подобно классическому рассмотрению процессов диссипации в сверхпроводнике второго рода, сила Лоренца при протекании транспортного тока модифицирует профиль координатной функции потенциала пиннинга джозефсоновских вихрей, вследствие чего имеет место крип (в этом случае энергия пиннинга джозефсоновских вихрей много больше тепловой энергии  $kT$ ) либо течение вихрей (энергия пиннинга одного порядка с  $kT$ ), что в конечном счете приводит к диссипации [21, 23, 28]. Магнитосопротивление гранулярного ВТСП определяется указанными процессами и зависит как от транспортного тока, так и от эффективного поля  $\mathbf{V}_{eff}$  в межгранулярной среде, которое является суперпозицией внешнего поля и магнитных моментов соседних гранул. Магнитные моменты сверхпроводящих гранул, в свою очередь, определяются суперпозицией полей от мейсснеровских токов и абрикосовских вихрей (при  $H > H_{c1g}$ , где  $H_{c1g}$  — поле первого проникновения вихрей в гранулы). В межгранулярном промежутке можно ожидать усиления величины индуцированного поля ввиду взаимного влияния магнитных моментов соседних гранул, а также размагничивающих факторов, обусловленных геометрией гранул [7]. Поэтому введем коэффициент пропорциональности  $\alpha$  между средним магнитным моментом гранул и индуцированным этими моментами полем в межгранулярном промежутке. Эта величина характеризует сжатие магнитного потока (flux compressing) в межгранулярной среде [10] и усредненный размагничивающий фактор, обусловленный формой гранул [7]. Величина магнитной индукции в межгранулярной границе, усредненная по всем границам, через которые туннелируют носители при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ , определяется как

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

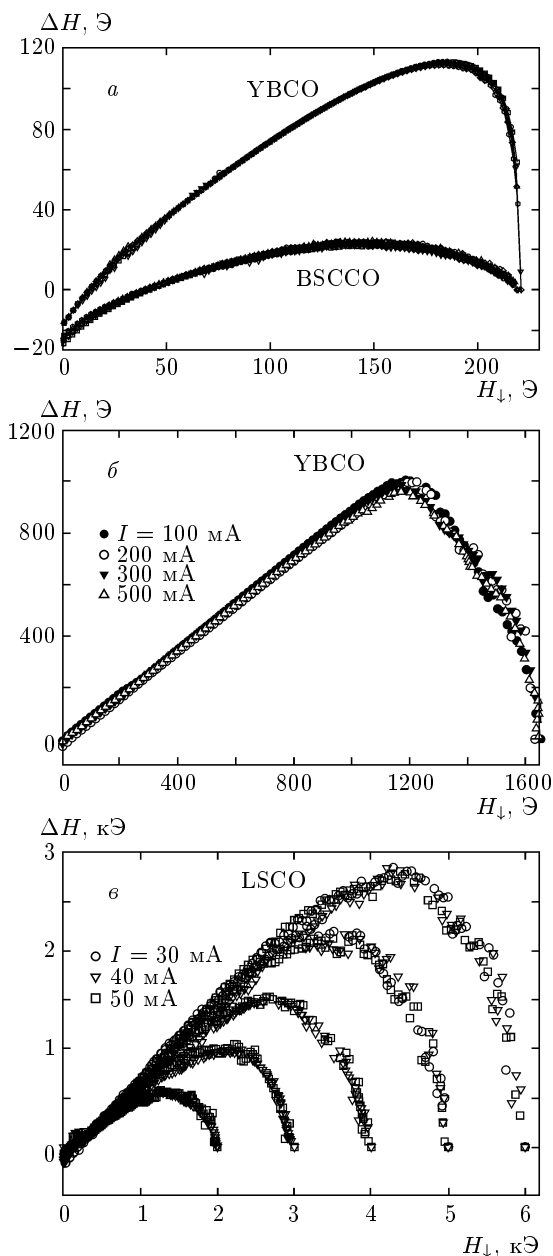
где  $\mathbf{M}$  — намагниченность ВТСП (в гауссах). Строго говоря,  $\alpha = \alpha(H)$ , причем  $\alpha(H_{\uparrow}) \neq \alpha(H_{\downarrow})$ . Если намагниченность ВТСП (и, соответственно, гранул) отрицательна, то в межгранулярных границах, в которых  $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ , индуцированное поле будет сонаправлено внешнему, а если  $M > 0$ , то индуцирован-

ное поле направлено против внешнего поля [15]. При условии  $R(H_{\downarrow}) = R(H_{\uparrow})$  эффективные поля в точках  $H_{\uparrow}$  и  $H_{\downarrow}$  будут одинаковы,  $B_{eff}(H_{\downarrow}) = B_{eff}(H_{\uparrow})$ . Тогда ширину гистерезиса магнитосопротивления,  $\Delta H(H_{\downarrow}) = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ , можно определить из выражения (1):

$$\begin{aligned} \Delta H(H_{\downarrow}) &= H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = \\ &= 4\pi M(H_{\downarrow})\alpha(H_{\downarrow}) - 4\pi M(H_{\uparrow})\alpha(H_{\uparrow}). \end{aligned} \quad (2)$$

Если величина  $B_{eff}(H)$  определяется только внешним полем и намагниченностью гранул, как и предполагалось выше, то правая часть соотношения (2) не должна зависеть от транспортного тока  $I$  ( $I$  на несколько порядков меньше  $I_{cg}$ ). Если в эксперименте  $\Delta H = \text{const}$  при разных  $I$ , то влияние захвата потока в межгранулярной среде пренебрежимо мало. Если же суммарная магнитная индукция в межгранулярной среде — состоит из трех сопоставимых вкладов: внешнего поля и полей, индуцированных магнитными моментами гранул и запиннированными джозефсоновскими вихрями, то вклад от последних в  $B_{eff}$  будет изменяться при варьировании величины транспортного тока. Такое поведение системы вихрей в магнитном поле при протекании тока ожидается, поскольку по существующим представлениям [29], если  $I \sim I_c$ , то при увеличении транспортного тока вихри будут срывать с центров пиннинга и вклад от джозефсоновских вихрей будет уменьшаться. В этом случае  $\Delta H(H_{\downarrow})$  будет зависеть от транспортного тока.

На рис. 3 представлены зависимости  $\Delta H(H_{\downarrow})$  для результатов, приведенных на рис. 2. В пределах точности экспериментальных данных (которые определяются как точностью задания максимально приложенного поля  $H_{max}$ , так и погрешностью измерения  $H$  и  $R$ ) мы не обнаружили влияния варьирования транспортного тока на полевую ширину гистерезиса  $R(H)$ . Для YBCO измерения проведены при токах  $I = 10\text{--}150$  мА (диапазон полей до 220 Э) и  $I = 100\text{--}500$  мА (диапазон полей до 1600 Э), т. е. практически вплоть до  $I_c$  ( $I_c(77.4\text{ К}) \approx 600$  мА). Указанное поведение характерно как для относительно слабых полей (200 Э), так и в диапазоне полей до 1600 Э. Для BSCCO полевая ширина гистерезиса тоже не зависит от тока как при  $I < I_c$ , так и при  $I > I_c$  ( $I = 50\text{--}700$  мА,  $I_c(77.4\text{ К}) \approx 400$  мА) в диапазоне слабых (до 220 Э) полей, а также в полях до 2 кЭ (диапазон больших полей на рисунке не показан, так как гистерезис магнитосопротивления достаточен узок). Что касается образца LSCO, то нам удалось провести измерения при температуре 4.2 К



**Рис. 3.** Полевая ширина гистерезиса  $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ , определенная из данных рис. 2 по условию  $R = \text{const}$  при различных значениях транспортного тока  $I$ : *a* — YBCO и BSCCO,  $H_{max} = 220$  Э,  $T = 77.4$  К (значения  $I$  те же, что и на рис. 2*a, б*); *б* — YBCO,  $H_{max} = 1640$  Э,  $T = 77.4$  К; *в* — LSCO,  $T = 4.2$  К,  $H_{max} = 2, 3, 4, 5, 6$  кЭ

в достаточно узком диапазоне транспортного тока  $I = 30\text{--}50$  мА ( $I_c(4.2\text{ К}) \approx 300$  мА), и в этом случае ширина гистерезиса магнитосопротивления также не зависит от  $I$  (для этого образца зависимости  $R(H)$  измерялись до различных значений  $H_{max}$ ).

Таким образом, параметр  $\Delta H(H_{\downarrow})$  не зависит от транспортного тока не только в ВТСП-композитах с ослабленными джозефсоновскими связями [15], но и в гранулярных ВТСП с джозефсоновскими связями, сформированными «естественными» межгранулярными границами. Обнаруженное поведение можно считать убедительным доказательством того, что гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярного ВТСП определяется в основном влиянием потока, захваченного в сверхпроводящих гранулах. Параметр  $\Delta H(H_{\downarrow})$  — полевую ширину гистерезиса магнитосопротивления — можно считать до некоторой степени универсальным. Он определяется не только внешними условиями, в которых находится образец (температура, максимальное приложенное поле), но и внутригранулярным пиннингом, поскольку, согласно выражению (2), величина  $\Delta H(H_{\downarrow})$  пропорциональна разности намагниченностей прямого и обратного хода (а значит, и внутригранулярному пиннингу)<sup>2)</sup>.

Можно указать экспериментальные условия, при которых условие независимости ширины гистерезиса магнитосопротивления от транспортного тока предположительно не будет выполняться: 1) при температурах вблизи сверхпроводящего перехода гранул и в полях, при которых транспортный ток уже может влиять на вихри внутри гранул (выше точки плавления решетки абрикосовских вихрей); 2) при больших величинах плотности транспортного тока ( $j \sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>,  $I \approx 1\text{--}3$  А при стандартных размерах образца), когда поле, созданное самим током, вносит существенный вклад в эффективное поле [4]; 3) если критические параметры ( $j_c$ , энергия пиннинга) джозефсоновской среды одного порядка с таковыми для гранул.

### 3.3. Релаксация остаточного электросопротивления с течением времени

Независимость ширины гистерезиса магнитосопротивления от транспортного тока, установленная

<sup>2)</sup> Сделаем несколько замечаний относительно коэффициента  $\alpha$  в формуле (1). Возможно оценить величину эффективного поля  $B_{eff}(H)$  в межгранулярной среде, подставив экспериментальные значения намагниченностей  $M(H_{\uparrow})$  и  $M(H_{\downarrow})$  (при тех же экспериментальных условиях ( $T, H_{max}$ )) одного и того же образца в выражение (2) и сопоставляя правую часть выражения (2) со значениями  $\Delta H$ , приведенными на рис. 3. Оказалось, что для выполнения выражения (2) величина  $\alpha$  должна заметно отличаться от единицы. Это является косвенным экспериментальным подтверждением того, что магнитный поток концентрируется в межгранулярной среде, поскольку диамагнетизм в гранулах значительно сильнее и в межгранулярных прослойках действительно происходит сжатие магнитного потока [10].

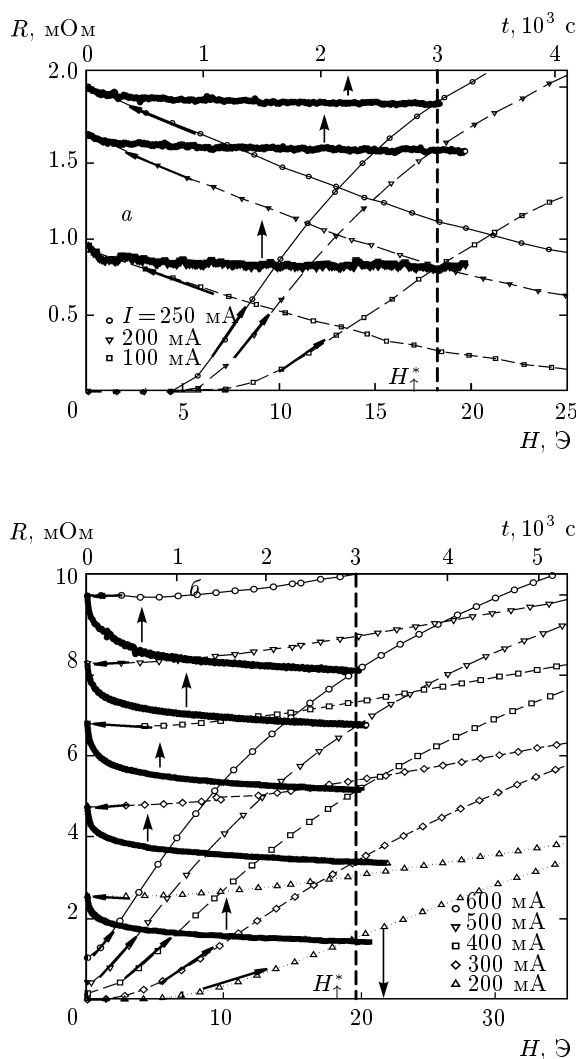
выше, означает также, что и при  $H_{\downarrow} = 0$  эффективное поле в межгранульной среде определяется полем, индуцированным магнитными моментами гранул. Намагниченность сверхпроводника, в том числе  $M_{rem} = M(H_{\downarrow} = 0)$ , релаксирует со временем. При этом уменьшается и эффективное поле в межгранульной среде, а остаточное электросопротивление  $R_{rem}$  также релаксирует с течением времени, что зафиксировано в ряде экспериментов [5, 6, 8, 13, 19, 27].

Можно сопоставить значение  $R_{rem}$  при некотором значении  $t^*$  с зависимостью  $R(H_{\uparrow})$ . Условие  $R_{rem}(t = t^*) = R(H_{\uparrow} = H_{\uparrow}^*)$  означает, что эффективные поля в межгранульной среде при  $H_{\downarrow} = 0, t = t^*$  и  $H = H_{\uparrow}$  одинаковы:  $B_{eff}(H_{\downarrow} = 0, t^*) = B_{eff}(H_{\uparrow})$ . Тогда величина  $\Delta H(H_{\downarrow} = 0, t^*)$ , определенная из выражения (2), равна  $-H_{\uparrow}^*$ , где  $H_{\uparrow}^*$  — поле, в котором  $R(H_{\uparrow}) = R_{rem}(t = t^*)$ . Если независимость величины  $\Delta H(H_{\downarrow} = 0, t)$  от транспортного тока сохранится с течением времени, то это дополнительно подтвердит то, что пиннинг джозефсоновских вихрей не оказывает влияния на гистерезисное поведение магнитосопротивления и релаксацию остаточного сопротивления.

На рис. 4 приведены зависимости  $R(H)$  образцов YBCO и BSCCO в области малых полей; для обоих образцов величина  $H_{max} = 250$  Э. Кроме того, на этом рисунке представлены зависимости временной релаксации этих образцов, измеренные после ввода/вывода внешнего поля. Оказалось, что условие  $R_{rem}(t = t^*) = R(H_{\uparrow} = H_{\uparrow}^*)$  выполняется для одних и тех же значений поля  $H_{\uparrow}^*$ , которые не зависят от транспортного тока. На рис. 4 это показано для  $t^* = 3000$  с, шкалы по  $H$  и  $t$  масштабированы так, чтобы значение  $t = 3000$  с совпадало полем  $H_{\uparrow}^*$ , при котором зависимости  $R(H_{\uparrow})$  и  $R_{rem}(t = 3000$  с) пересекаются, т. е. выполняется указанное выше условие  $R_{rem}(t = t^*) = R(H_{\uparrow} = H_{\uparrow}^*)$ . Такое поведение имеет место и для других значений  $t^*$ . Сопоставление зависимостей  $R_{rem}(t)$  и  $R(H_{\downarrow})$  приводит к аналогичному результату.

По данным рис. 4 для  $t = 3000$  с ( $H_{max} = 250$  Э) значение  $H_{\uparrow}^*$  составляет 18.2 Э для образца YBCO и 19.5 Э для BSCCO. Независимость этой величины от транспортного тока дополнительно указывает на то, что как гистерезисное поведение магнитосопротивления, так и временная релаксация остаточного сопротивления определяются только полем, индуцированным магнитными моментами ВТСП-гранул, а пиннинг джозефсоновских вихрей не оказывает влияния на эти процессы.

Релаксация намагниченности образцов YBCO и BSCCO, измеренная в аналогичных условиях, состав-



**Рис. 4.** Начальные участки гистерезисных зависимостей магнитосопротивления образца № 3 YBCO (а) и образца № 2 BSCCO (б) при  $T = 77.4$  К,  $H_{max} = 250$  Э и различных величинах транспортного тока  $I$ . Стрелки вдоль кривых показывают направление изменения внешнего поля. В той же шкале по сопротивлению приведены данные по временной релаксации остаточного электросопротивления  $R_{rem}(t)$ . Масштаб по  $t$  и  $H$  выбран так, чтобы зависимости  $R_{rem}(t)$  и  $R(H_{\uparrow})$  при одном и том же транспортном токе пересекались при  $t = 3000$  с. Вертикальные штриховые прямые показывают, что пересечение зависимостей  $R_{rem}(t = 3000$  с) и  $R(H_{\uparrow})$  имеет место при значениях  $H_{\uparrow}^* = 18.2$  Э для YBCO и  $H_{\uparrow}^* = 19.5$  Э для BSCCO, которые не зависят от транспортного тока (подробнее см. п. 3.3)

вила соответственно примерно 5.5 % и 18 %, что типично для этих систем [30]. Зависимости  $R_{rem}(\ln(t))$  и  $M_{rem}(\ln(t))$  линейны в данных координатах, что указывает на термоактивационные процессы выхода абрикосовских вихрей из гранул [30, 31].

Таким образом, наблюдаемая релаксация остаточного электросопротивления исследованных гранулярных систем классического состава после воздействия магнитного поля обусловлена выходом абрикосовских вихрей из ВТСП-гранул и, как следствие, уменьшением эффективного поля в межгранулярной среде.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа экспериментальных данных по магнитосопротивлению  $R(H)$  и релаксации остаточного электросопротивления  $R_{rem}(t)$  после воздействия магнитного поля, полученных в настоящей работе на гранулярных ВТСП классических составов, можно заключить, что доминирующими механизмами, определяющими гистерезисную зависимость  $R(H)$  и поведение  $R_{rem}(t)$ , являются процессы захвата магнитного потока в гранулах и влияние магнитных моментов гранул на поле в межгранулярной среде. Пиннинг джозефсоновских вихрей не оказывает существенного влияния на гистерезисное поведение  $R(H)$  и эволюцию  $R_{rem}(t)$ , а диссипация в гранулярном ВТСП определяется процессами течения джозефсоновских вихрей в межгранулярной среде. Видимо, влияние пиннинга джозефсоновских вихрей проявляется в случае, когда транспортный ток настолько мал, что само сопротивление образца во внешнем поле близко к аппаратурному нулю, либо когда через образец не течет макроскопический транспортный ток, например в измерениях восприимчивости [8]. Ширина гистерезиса гранулярных ВТСП является универсальным, не зависящим от транспортного тока параметром, характеризующим внутригранулярный пиннинг и сжатие магнитного потока в межгранулярной среде.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Л. П. Ичкитидзе и Н. Д. Кузьмичева за плодотворные дискуссии. Работа выполнена в рамках программы РАН «Квантовая макрофизика» и комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, а также частично поддержана Красноярским краевым фондом науки (грант 18G011). Два автора (Д. А. Б. и А. А. Д.) благодарят Фонд содействия отечественной науке.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Y. J. Quian, Z. M. Yang, K. Y. Chen et al., Phys. Rev. B **39**, 4701 (1989).
2. K. Y. Chen and Y. J. Quian, Physica C **159**, 131 (1989).
3. J. E. Evetts and B. A. Glowacki, Cryogenics **28**, 641 (1988).
4. M. E. McHenry, P. M. P. Maley, and J. O. Willis, Phys. Rev. B **40**, 2666 (1989).
5. А. И. Пономарев, К. Р. Крылов, М. В. Медведев и др., СФХТ **4**, 2149 (1991).
6. L. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
7. M. N. Kunchur and T. R. Askew, J. Appl. Phys. **84**, 6763 (1998).
8. Н. Д. Кузьмичев, Письма в ЖЭТФ **74**, 291 (2001).
9. P. Mune, E. Govea-Alcaide, and R. F. Jardim, Physica C **354**, 275 (2001).
10. D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu et al., Phys. Rev. B **66**, 11478 (2002).
11. C. A. M. dos Santos, M. S. da Luz, B. Ferreira, and A. J. S. Machado, Physica C **391**, 345 (2003).
12. P. Mune, F. C. Fonesca, R. Muccillo, and R. F. Jardim, Physica C **390**, 363 (2003).
13. I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz et al., Phys. Rev. B **67**, 134506 (2003).
14. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **48**, 1374 (2006).
15. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский и др., ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
16. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ЖТФ **78**(3), 36 (2008).
17. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **50**, 961 (2008); ЖЭТФ **134**, 922 (2008).
18. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
19. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков и др., ФТТ **50**, 972 (2008).
20. А. Д. Балаев, Ю. В. Бояршинов, М. И. Карпенко, Б. П. Хрусталева, ПТЭ **3**, 167 (1985).
21. A. C. Wright, K. Zhang, and A. Erbil, Phys. Rev. B **44**, 863 (1991).



22. C. Gaffney, H. Petersen, and R. Bednar, *Phys. Rev. B* **48**, 3388 (1993).
23. D. Lopez and F. de la Cruz, *Phys. Rev. B* **43**, 11478 (1991).
24. H. S. Gamchi, G. J. Russel, and K. N. R. Taylor, *Phys. Rev. B* **50**, 12950 (1994).
25. D. A. Balaev, K. A. Shaihtudinov, S. I. Popkov et al., *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 175 (2004).
26. M. Ionescu, B. Winton, T. Silver et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5335 (2004).
27. А. В. Митин, *СФХТ* **7**(1), 62 (1994).
28. A. Kilic, K. Kilic, S. Senoussi, and K. Demir, *Physica C* **294**, 203 (1998).
29. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkebein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
30. H. S. Lessure, S. Simizu, and S. G. Sankar, *Phys. Rev. B* **40**, 5165 (1989).
31. Y. Yeshurn, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1993).