

ГИСТЕРЕЗИС МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНУЛЯРНЫХ ВТСП КАК ПРОЯВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА, ЗАХВАЧЕННОГО СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ГРАНУЛАМИ, НА ПРИМЕРЕ КОМПОЗИТОВ $YBCO + CuO$

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

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

Поступила в редакцию 7 февраля 2007 г.

Для исследования гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярных ВТСП и его взаимосвязи с магнитным гистерезисом проведены измерения магнитосопротивления $R(H)$ и критического тока $I_c(H)$ композитов из ВТСП $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и CuO . В таких композитах реализуется сеть джозефсоновских переходов, причем несверхпроводящий ингредиент выступает в качестве барьеров между ВТСП-гранулами. Гистерезисные зависимости магнитосопротивления $R(H)$ исследованы в широком диапазоне плотности транспортного тока j и проанализированы в рамках двухуровневой модели гранулярного сверхпроводника, в которой диссипация происходит в джозефсоновской среде, а магнитный поток может закрепляться как в гранулах, так и в джозефсоновской среде. Экспериментально продемонстрирована взаимосвязь между гистерезисом критического тока $I_c(H)$ и эволюцией гистерезисной зависимости магнитосопротивления $R(H)$ при варьировании транспортного тока. Исследовано влияние магнитной предыстории на гистерезисное поведение $R(H)$ и появление участка с отрицательным магнитосопротивлением. Впервые показано, что зависимости $R(H)$ характеризуются не зависящим от транспортного тока параметром — шириной петли гистерезиса $R(H)$.

PACS: 74.81.Fa, 74.50.+r

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что основные особенности гальваномагнитных явлений в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) были обнаружены в первые годы после их открытия [1–17], интерес к таким исследованиям не ослабевает, о чем свидетельствуют работы, появившиеся в последнее время, см. [18–32]. Это вызвано тем, что не выявлены или не до конца поняты физические механизмы, приводящие к таким известным экспериментальным фактам, как полевой гистерезис критического тока $I_c(H)$ [3, 5, 19, 22] и магнитосопротивления $R(H)$ [2–4, 8, 10, 13–15, 18, 20–22, 25], а также наличие экстремумов на зависимостях $I_c(H)$ и $R(H)$ при уменьшении внешнего поля

[3, 5, 22] и ненулевое остаточное электросопротивление [3, 10–13, 15, 18, 22, 25].

В гранулярных ВТСП границы между сверхпроводящими кристаллитами являются разветвленной сетью слабых связей джозефсоновского типа. При протекании транспортного тока через такую сеть резистивное состояние в первую очередь определяется именно межгранулярными границами. Сеть джозефсоновских контактов может быть описана как джозефсоновская среда, которая ведет себя как сверхпроводник второго рода [33]. Магнитный поток может существовать и пиннинговаться в обеих подсистемах: как в гранулах, так и в межкристаллитных границах [15, 16, 18, 22, 33, 34].

Вид гистерезисных зависимостей магнитосопротивления $R(H)$ гранулярных ВТСП достаточно разнообразен [2–4, 10, 13, 18, 20–22, 25]. Как правило, за-

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

висимости $R(H)$ измеряются в условиях, когда плотность транспортного тока j меньше критической, $j < j_c$. К настоящему времени не было получено информации о том, при каких условиях на ветви обратного хода зависимости $R(H)$ наблюдается участок с нулевым сопротивлением, либо появляется минимум и возникает остаточное электросопротивление, и каким параметром можно охарактеризовать гистерезис $R(H)$. Не ясно, вызван ли гистерезис $R(H)$ пиннингом вихрей Абрикосова внутри сверхпроводящих гранул или же пиннингом вихрей в джозефсоновской среде [15, 18, 22, 29].

Для получения надежной экспериментальной информации по гистерезису магнитосопротивления необходимо использовать большой диапазон плотностей транспортного тока, как ниже критического значения, так и выше (в отсутствие внешнего поля). Это достаточно сложно реализовать экспериментально в поликристаллических ВТСП из-за больших значений измерительного тока, даже при температуре жидкого азота. Поэтому целесообразно исследовать гранулярные ВТСП, в которых джозефсоновские связи заведомо ослаблены, а свойства сверхпроводящих гранул остаются такими же, как и в поликристаллах ВТСП. Такими объектами являются композиты на основе ВТСП [35–40].

В данной работе исследованы гистерезисные зависимости магнитосопротивления и критического тока композитов из $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ ¹⁾ и CuO . Добавление CuO в количестве 30 и 15 об. % приводит к уменьшению плотности критического тока j_c (4.2 К) композита до 0.5–20 А/см². Это позволяет провести измерения магнитосопротивления при температуре 4.2 К как для случая $j \ll j_c$ (композит с 15 об. % CuO), так и в случае $j \sim j_c$ и $j > j_c$ (композит с 30 об. % CuO), используя не слишком большие измерительные токи, что позволяет избежать разогрева образцов. Ранее из анализа вольт-амперных характеристик (ВАХ) и температурных зависимостей электросопротивления было показано, что композиты $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$ представляют собой сеть джозефсоновских переходов, в которой несверхпроводящий компонент выполняет роль джозефсоновских барьеров между ВТСП-кристаллитами [30, 37, 38]. Поэтому композиты можно рассматривать как «модельный» гранулярный ВТСП с «сильными» сверхпроводящими гранулами («берегами»)

и протяженными межкристаллитными границами (слабыми связями) [37, 38].

Цель данной работы — исследовать взаимосвязь между гистерезисными зависимостями критического тока, магнитосопротивления и намагниченности указанных гранулярных ВТСП-композитов и выявить универсальный параметр, характеризующий гистерезис магнитосопротивления при различных плотностях транспортного тока.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Приготовление и состав композитных образцов

Для приготовления двухфазных композитов был использован метод быстрого спекания [35–40]. Один из компонентов композита — ВТСП — приготавливается по стандартной керамической технологии. Далее, после тщательного помола ВТСП и второго, несверхпроводящего ингредиента (в данном случае взят ОСЧ оксид меди), ингредиенты перемешиваются, прессуются в таблетки, которые помещаются в предварительно нагретую печь. Отжиг при высокой температуре проводится в течение очень короткого времени, для того чтобы избежать возможности химического взаимодействия компонентов композита и роста кристаллитов и, как следствие, образования границ между ВТСП-гранулами типа сверхпроводящих микромостиков. После этого образцы помещаются в другую печь для насыщения ВТСП кислородом. Результаты, подобные приведенным ниже, были получены нами на различных композитах, приготовленных по этой методике. В данной работе приведены результаты для композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$. Температурный режим для них следующий: 2 мин при $T = 910^\circ\text{C}$, затем 3 ч при $T = 350^\circ\text{C}$. Согласно данным рентгеноструктурного анализа, композиты состоят только из двух исходных компонентов — $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и CuO . По данным сканирующей электронной микроскопии средний размер гранул ВТСП в композите составляет около 1.5 мкм. Магнитные измерения композитов показали, что все образцы имеют одинаковую температуру перехода $T_c = 93.5$ К, что совпадает с критической температурой исходного ВТСП. Обозначим далее композиты согласно объемному содержанию CuO в них: $YBCO + V CuO$, где V — объемные % CuO в композите, содержание сверхпроводника (YBCO) — $(100 - V)$ %.

¹⁾ Данное соединение по своим физическим свойствам идентично классическому $YBa_2Cu_3O_7$, поскольку Lu занимает позиции иттрия в структуре 1–2–3 и не меняет его сверхпроводящих свойств, одновременно облегчая процесс приготовления.

2.2. Методики измерения

Для транспортных измерений использовался стандартный четырехзондовый метод. Образцы выпиливались в форме параллелепипеда с размерами $1 \times 1 \times 8 \text{ мм}^3$. Ввиду одинаковости этих размеров для всех образцов данные по сопротивлению R приведены в Ом, а по току I — в мА. Для измерения зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ устанавливалось значение внешнего поля и измерялась вольт-амперная характеристика. Величина критического тока I_c определялась по стандартному критерию 1 мкВ/см [41]. Затем внешнее поле изменялось до следующего значения. Зависимости магнитосопротивления $R(H) = U(H)/I$ измерялись при постоянном токе I . Образец охлаждался в нулевом внешнем магнитном поле. Магнитное поле \mathbf{H} прикладывалось перпендикулярно направлению тока. Скорость развертки по магнитному полю составляла примерно 300 Э/мин . Авторы не обнаружили влияния скорости развертки по полю в пределах $50\text{--}800 \text{ Э/мин}$ на зависимости $R(H)$. После изменения поля от $H = 0$ до фиксированного значения H_{max} внешнее поле с той же скоростью уменьшалось до нуля. Для снятия магнитной предыстории после цикла измерения образец отогревался выше T_c . Обозначим внешнее магнитное поле как H_{\uparrow} , если поле увеличивается ($dH/dt > 0$), и H_{\downarrow} , если поле уменьшается ($dH/dt < 0$).

Магнитные измерения проводились на автоматизированном вибрационном магнетометре со сверхпроводящим соленоидом [42]. Скорость развертки по полю была той же, что и в измерениях $R(H)$.

2.3. Композиты как сеть джозефсоновских переходов

Зависимости $R(T)$ исследованных композитов приведены на рис. 1. Зависимости $R(T)$ характеризуются резким скачком сопротивления при $T_c = 93.5 \text{ К}$, что совпадает с критической температурой, определенной из магнитных измерений, а затем плавной частью. Влияние транспортного тока I и магнитного поля на зависимость $R(T)$ подробно исследовано в работах [37, 30]: увеличение I и приложенное магнитное поле не влияют на величину скачка, а уширяют вторую, плавную, часть зависимости $R(T)$. Поэтому скачок сопротивления однозначно интерпретируется как переход сверхпроводящих кристаллитов, а вторая, плавная, ступень зависимости $R(T)$ — как переход сети джозефсоновских контактов. Значения плотности

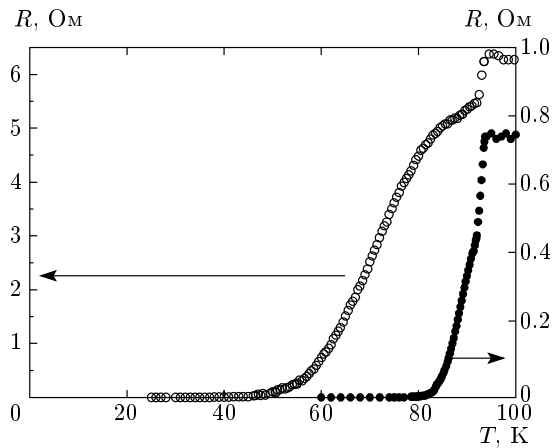


Рис. 1. Зависимости $R(T)$ исследованных композитов при измерительном токе 0.1 мА и $T = 4.2 \text{ К}$: \bullet — $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$, $I_c = 80 \text{ мА}$, $j_c \approx 19 \text{ А/см}^2$; \circ — $\text{YBCO} + 30\text{CuO}$, $I_c = 4.5 \text{ мА}$, $j_c \approx 0.5 \text{ А/см}^2$

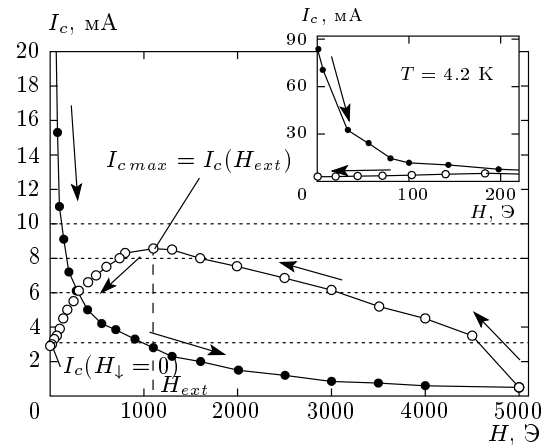


Рис. 2. Полевая зависимость критического тока $I_c(H)$ образца $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. На вставке: $I_c(H)$ в области малых полей. Стрелки указывают направление изменения внешнего поля \mathbf{H} . Горизонтальные пунктирные линии соответствуют величинам транспортного тока I в измерениях $R(H)$ на рис. 3 и демонстрируют соотношение I и $I_c(H_{\uparrow})$, $I_c(H_{\downarrow})$ для исследованного диапазона магнитных полей. На рисунке указаны значения $I_c(H_{\downarrow} = H_{ext}) \approx 8.4 \text{ мА}$ и $I_c(H_{\downarrow} = 0) \approx 3.0 \text{ мА}$

критического тока композитов приведены на рис. 1. В диапазоне выше T_c зависимости $R(T)$ композитов имеют квазиполупроводниковый характер [37, 38], что также указывает на то, что транспортный ток протекает как по гранулам ВТСП, так и по несверхпроводящему ингредиенту.

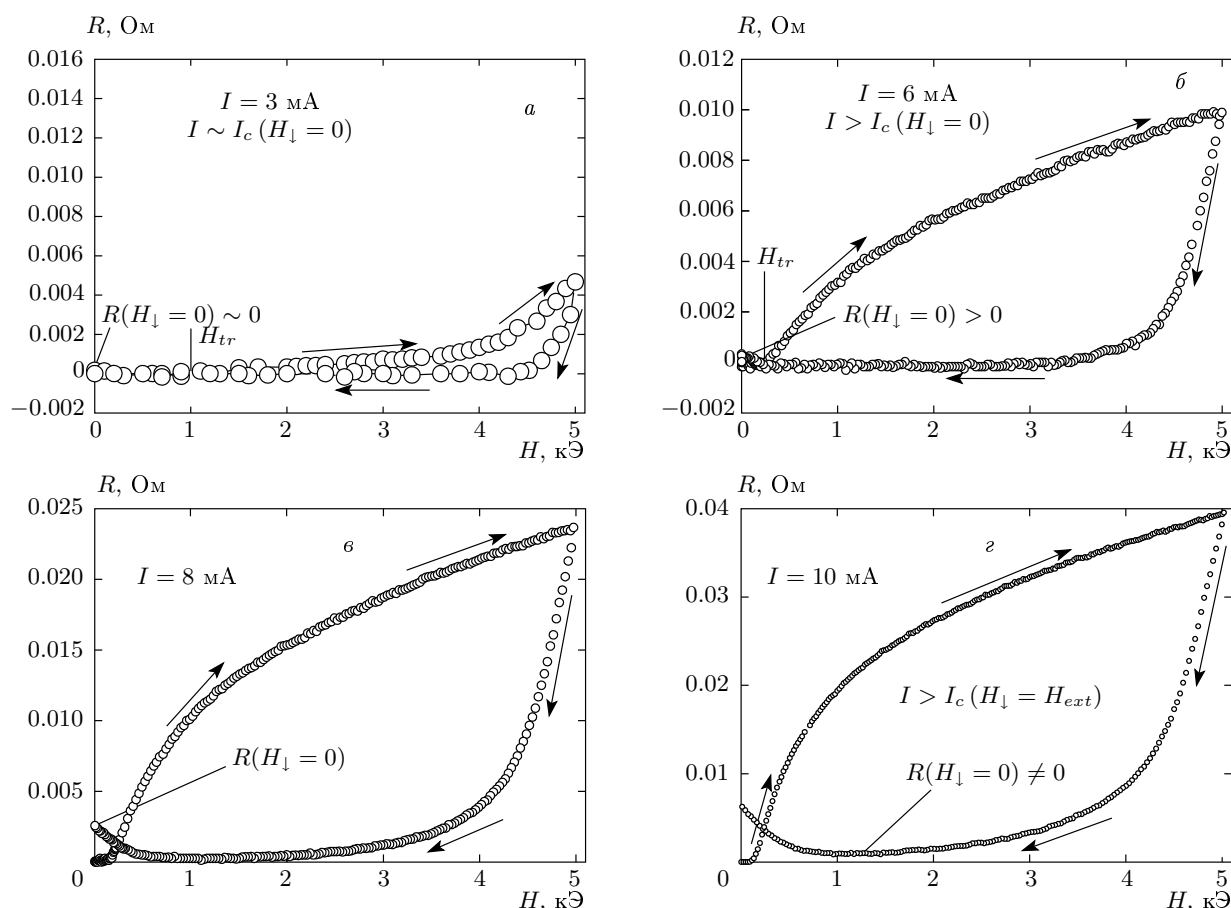


Рис. 3. Зависимости $R(H)$ образца $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$ при различных соотношениях транспортного тока I (3, 6, 8, 10 мА) и величин $I_c(H_\perp = H_{ext}) \approx 8.4$ мА и $I_c(H_\perp = 0) \approx 3.0$ мА (см. рис. 2). Стрелки указывают направление изменения внешнего поля H . На рисунках указаны измерительный ток I , поле H_{tr} , при котором появляется ненулевое падение напряжения, и остаточное сопротивление $R(H_\perp = 0)$ после воздействия магнитным полем $H_{max} = 5$ кЭ

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Взаимосвязь гистерезиса критического тока и магнитосопротивления

На рис. 2 приведена гистерезисная полевая зависимость критического тока композита $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$ при $T = 4.2$ К (на вставке к рис. 2 показан участок $I_c(H)$ в области малых полей). Прямой ход зависимости $I_c(H)$ характеризуется резким уменьшением критического тока в слабых полях (десятки Эрстед). На ветви обратного хода зависимость $I_c(H_\perp)$ характеризуется максимумом при некотором поле H_{ext} . Для $H_{max} = 5$ кЭ при $T = 4.2$ К величина H_{ext} составляет около 1.1 кЭ (рис. 2). Поле H_{ext} , при котором наблюдается максимум I_c , увеличивается с ростом H_{max} . Величина критического тока I_c в точке максимума

уменьшается с ростом максимально приложенного поля H_{max} . Объяснение поведения $I_c(H)$ будет дано в п. 3.3, а здесь остановимся подробнее на взаимосвязи зависимостей $I_c(H)$ и $R(H)$.

Зависимости $R(H)$ для того же образца $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$, на котором получена $I_c(H)$ на рис. 2, при различных значениях транспортного тока I приведены на рис. 3. Величина максимально приложенного поля $H_{max} = 5$ кЭ одинакова как для зависимостей $R(H)$, так и для $I_c(H)$. Для всех случаев, показанных на рис. 3, $I < I_c(H_\uparrow = 0)$, поэтому сопротивление на ветви $R(H_\uparrow)$ появляется при пороговом поле H_{tr} , при котором критический ток становится равным измерительному $I_c(H_\uparrow = H_{tr}) = I$, что видно при сопоставлении данных по $I_c(H_\uparrow)$, рис. 2, и $R(H_\uparrow)$, рис. 3. Используемые величины транспортного тока для измерения зависимостей $R(H)$ доста-

точно малы, чтобы индуцировать магнитное поле, сравнимое с внешним полем. И это еще один положительный момент использования композитов, так как в случае поликристаллов с «естественными» межкристаллитными границами поле, индуцированное транспортным током, вносит заметный вклад [5].

Поскольку сопротивление и критический ток — взаимнообратные величины [41], ясно, что ветвь $I_c(H)$ с большими величинами I_c будет соответствовать ветви $R(H)$ с меньшим сопротивлением. Однако, если в некотором диапазоне полей измерительный ток будет меньше, чем критический ток зависимости $I_c(H_\downarrow)$, то сопротивление в этом диапазоне полей на зависимости $R(H_\downarrow)$ станет опять равным нулю. Значения транспортного тока I (3, 6, 8 и 10 мА), использованные для измерения зависимостей $R(H)$ (рис. 3), указаны на рис. 2 горизонтальными пунктирными линиями. При сравнении данных на рис. 2 и рис. 3 видна корреляция между зависимостями $I_c(H)$ и $R(H)$. Для случая $I = 3$ мА, $I < I_c(H_\downarrow = H_{ext}) \approx 8.4$ мА существует широкий левый интервал зависимости $R(H_\downarrow)$ ($H_\downarrow \leq 4.6$ кЭ), в котором $R = 0$, см. рис. 3а. А поскольку, как видно на рис. 2, $I_c(H_\downarrow = 0) \approx 3$ мА = I , при данном транспортном токе $I = 3$ мА остаточное сопротивление образца равно нулю, $R(H_\downarrow = 0) \approx 0$. При увеличении транспортного тока, $I > I_c(H_\downarrow = 0) \approx 3$ мА, появляется ненулевое остаточное сопротивление R_{res} , которое увеличивается с ростом тока, см. рис. 3б–г, поскольку ВАХ нелинейные. Кроме того, с ростом транспортного тока уменьшается интервал полей H_\downarrow , в котором $R = 0$. Это видно на рис. 3б,в: при $I = 6$ мА нулевое сопротивление наблюдается в диапазоне 0.4 кЭ $\leq H_\downarrow \leq 3.0$ кЭ (см. рис. 3б). При $I = 8$ мА участок с $R = 0$ еще больше сужается — 0.8 кЭ $\leq H_\downarrow \leq 1.5$ кЭ (см. рис. 3в), а при токе $I = 10$ мА, что уже больше, чем $I_c(H_\downarrow = H_{ext}) \approx 8.4$ мА, зависимость $R(H_\downarrow)$ не достигает нуля, на ней появляется минимум, что видно на рис. 3г. Поле, при котором на зависимости $R(H_\downarrow)$ наблюдается минимум, совпадает с полем H_{ext} , при котором зависимость $I_c(H)$ имеет максимум (рис. 2).

До настоящего времени в литературе не было приведено экспериментальных результатов, показывающих эволюцию $R(H)$ (участок с нулевым сопротивлением на ветви H_\downarrow , появление остаточного сопротивления и минимума) гранулярных ВТСП с ростом транспортного тока от значения I меньшего $I_c(H_\downarrow = H_{ext})$ до величины большей максимума зависимости $I_c(H_\downarrow)$. В данной работе экспериментально продемонстрировано, что остаточное сопротивление на зависимости $R(H)$ появляется при транс-

портном токе I , большем критического после воздействия магнитным полем, т.е. при $I > I_c(H_\downarrow = 0)$, а участок с нулевым сопротивлением, либо минимум на ветви обратного хода $R(H)$, определяется соотношением измерительного тока и критического тока в точке максимума на зависимости $I_c(H)$.

3.2. Модель для гранулярных ВТСП

Можно упрощенно представить гранулярные ВТСП как двухуровневую сверхпроводящую систему [15]: ВТСП-кристаллиты с сильной сверхпроводимостью и межкристаллитные границы, формирующие слабые связи джозефсоновского типа. Известно, что при достаточно высоких температурах (около 77 К) величина первого критического поля H_{c1J} джозефсоновской среды для гранулярных ВТСП меньше поля Земли [18, 33], в то время как первое критическое поле H_{c1g} для гранул Y–Ba–Cu–O может составлять десятки Эрстед [18, 20, 22, 29]. При гелиевых температурах эти параметры возрастут, но не более, чем в несколько раз. Например, величина H_{c1g} для гранул Y–Ba–Cu–O составляет порядка 100–200 Э при $T = 4.2$ К [43]. Плотность критического тока сети джозефсоновских переходов j_{cJ} ($j_{cJ} \sim 10^3$ А/см² для поликристаллов ВТСП, $j_{cJ} \sim 10^{-1}$ – 10^2 А/см² для композитов при гелиевой температуре) много меньше внутригранулярной плотности критического тока j_{cg} ($j_{cg} \sim 10^5$ – 10^7 А/см²), $j_{cJ} \ll j_{cg}$. Кроме того, практически всегда в области низких температур в эксперименте выполняются неравенства $H \ll H_{c2g}$ (H_{c2g} — верхнее критическое поле для ВТСП-гранул) и $j \ll j_{cg}$. Поэтому, если гранулярный ВТСП обладает ненулевым электросопротивлением, то вся диссипация как в присутствии внешнего магнитного поля, так и без него, происходит только в джозефсоновской среде. Поле, большее H_{c1J} , проникает в систему межкристаллитных границ в виде гипervихрей или джозефсоновских вихрей, размер которых уменьшается с ростом поля [18, 33]. Из-за сильной зависимости критического тока (а значит, и сопротивления) джозефсоновских переходов от магнитного поля [41], а также огромного числа межкристаллитных границ (порядка 10^3 на 1 мм) в поликристалле эти объекты демонстрируют высокую чувствительность к внешнему полю.

Вначале упростим упомянутую выше двухуровневую систему, считая, что пиннинг в джозефсоновских барьерах, т.е. в межгранулярных границах, пренебрежимо мал и магнитный поток захватывается только внутри сверхпроводящих гранул. При-

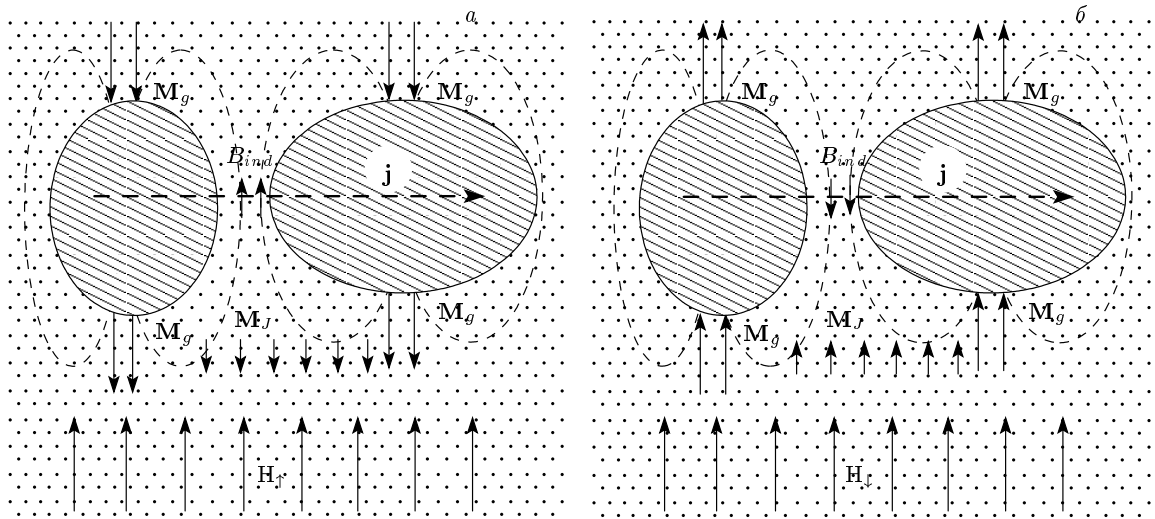


Рис. 4. Схематическое представление гранулярного ВТСП во внешнем поле \mathbf{H} . Сверхпроводящие гранулы заштрихованы, точками показана межгранулярная среда. Показано направление плотности транспортного тока \mathbf{j} , $\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$, на рис. *a* внешнее поле возрастает ($\mathbf{H} = H_{\uparrow}$), на рис. *b* — убывает ($\mathbf{H} = H_{\downarrow}$) после приложения некоторого поля H_{max} ; \mathbf{M}_g — магнитный момент гранул ВТСП, на рис. *b* показан случай, когда внешнее поле H_{\downarrow} достаточно далеко от H_{max} и намагниченность $M(H_{\downarrow})$ принимает положительные значения (см. рис. 5 — $M(H)$ исследованного образца), \mathbf{M}_J — магнитный момент джозефсоновской среды; он гораздо меньше по величине, чем \mathbf{M}_g . Штриховыми линиями показаны линии напряженности магнитного поля, индуцированного магнитным откликом ВТСП-гранул

мом также, что и вклад межгранулярных границ в диамагнитный отклик образца тоже пренебрежимо мал. В этом случае при $H > H_{c1J}$ на каждую точку джозефсоновской среды действует локальное поле \mathbf{V}_{local} — векторная сумма внешнего поля \mathbf{H} и поля \mathbf{V}_{ind} , индуцированного диамагнитным откликом гранул, окружающих данную точку:

$$\mathbf{V}_{local} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}k, \quad \mathbf{V}_{ind} = 4\pi\mathbf{M}k, \quad (1)$$

где k — коэффициент, зависящий от расположения и формы гранул, окружающих данную точку, \mathbf{M} — намагниченность гранул ВТСП. На рис. 4 схематично показаны линии магнитной индукции \mathbf{V}_{ind} в джозефсоновской среде, возникшие от диамагнитного отклика ВТСП-гранул. Рассмотрим направление \mathbf{V}_{ind} в границе между гранулами ВТСП, через которую туннелируют носители тока ($\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$). В случае возрастания внешнего поля (рис. 4*a*) в большей части переходов, по которым течет транспортный ток, линии магнитной индукции \mathbf{V}_{ind} направлены преимущественно в ту же сторону, что и внешнее поле \mathbf{H} . Поэтому локальные поля в указанной области границ между гранулами будут больше внешнего поля. Если внешнее поле убывает, $H = H_{\downarrow}$, рис. 4*b*, и H_{\downarrow} находится достаточно далеко от H_{max} , то намагниченность гранул становится положительной, см. рис. 5 (это следует из классического рассмотрения

пиннинга абрикосовских вихрей). Тогда в рассматриваемой области границ между ВТСП-гранулами линии магнитной индукции \mathbf{V}_{ind} направлены уже против внешнего поля. Можно говорить об эффективном поле B_{eff} , в котором находится джозефсоновская среда, если усреднить значения модуля $|\mathbf{V}_{local}|$ по всем межгранулярным границам, через которые туннелируют носители:

$$B_{eff} = \langle |\mathbf{V}_{local}| \rangle = H - 4\pi M(H)\alpha(H), \quad (2)$$

α возникает при усреднении коэффициента k в формуле (1) по всем джозефсоновским переходам в образце. Зависимость $M(H)$ для гранул определяется как мейсснеровскими токами, так и абрикосовскими вихрями, поэтому α будет функцией внешнего поля H .

Выражение для эффективного поля усложнится, если учесть пиннинг в джозефсоновской среде и ее намагниченность M_J ; M_J является откликом джозефсоновской среды на суперпозицию внешнего поля H и поля, индуцированного гранулами, \mathbf{V}_{ind} . В общем случае вектор \mathbf{M}_J направлен в ту же сторону, что и \mathbf{M}_g — намагниченность гранул. В области рассматриваемых межгранулярных границ \mathbf{M}_J дает вклад в \mathbf{V}_{local} , противоположный \mathbf{V}_{ind} , см. рис. 4. Подобный результат был получен в работе [34], в которой рассчитывались кривые намагничивания гра-

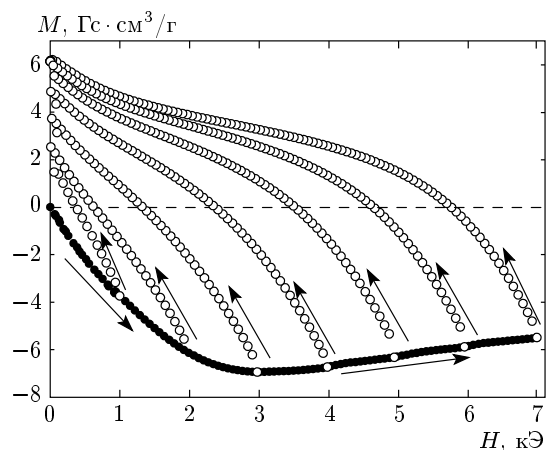


Рис. 5. Зависимости намагниченности образца YBCO + 30CuO от внешнего поля H при $T = 4.2$ К. Стрелки указывают направление изменения H . Каждое измерение для нового значения H_{max} проведено после снятия магнитной предыстории. Зависимости $R(H_{\uparrow})$ (поле возрастает) показаны темными точками, а зависимости $R(H_{\downarrow})$ (поле убывает) — светлыми

нулярных ВТСП. По аналогии с формулой (2) можно записать

$$B_{eff} = H - 4\pi(M_g(H)\alpha(H) - M_J(H, j)). \quad (3)$$

Согласно представлениям о поведении вихрей в сверхпроводнике в случае протекания транспортного тока в присутствии магнитного поля ток, больший критического, кардинально изменяет профиль координатной функции потенциала пиннинга [44–46]. Вследствие действия силы Лоренца вихри срываются с центров пиннинга. Поэтому M_J будет функцией транспортного тока. Следовательно, если пиннинг в джозефсоновской среде значителен, то можно ожидать, что транспортный ток будет влиять на эффективное поле B_{eff} в джозефсоновской среде.

3.3. Эффективное поле в джозефсоновской среде и гистерезис $I_c(H)$ и $R(H)$

Выражения (2) и (3) объясняют гистерезис зависимостей $I_c(H)$ и $R(H)$ через известный гистерезис $M(H)$. Зависимости $M(H)$, измеренные на образце YBCO + 30CuO, приведены на рис. 5. Поскольку $M(H_{\downarrow}) > M(H_{\uparrow})$ при $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$, согласно формуле (2) $B_{eff}(H_{\uparrow}) < B_{eff}(H_{\downarrow})$. Это приведет к тому, что критический ток при уменьшении внешнего поля будет больше, чем при увеличении поля, и, соответ-

ственно, $R(H_{\downarrow}) < R(H_{\uparrow})$. При дальнейшем уменьшении внешнего поля наступает момент, когда внешнее поле в наибольшей степени компенсируется индуцированным гранулами полем B_{ind} и, следовательно, эффективное поле B_{eff} минимально. Именно в этой точке при $H = H_{ext}$ наблюдается максимум критического тока зависимости $I_c(H_{\downarrow})$ и минимум зависимости $R(H_{\downarrow})$. При дальнейшем уменьшении H менее H_{ext} поле, индуцированное замороженным потоком, будет преобладать над внешним полем, величина B_{eff} будет расти, следовательно, будет уменьшаться критический ток и расти сопротивление, что наблюдается в эксперименте (рис. 2, 3б, в, г). В нулевом внешнем поле $H_{\downarrow} = 0$ образец обладает положительным магнитным моментом (см. рис. 5) и в межгранулярной среде остается индуцированное поле B_{ind} . Поэтому образец обладает ненулевым остаточным электросопротивлением.

На рис. 6 приведены гистерезисные зависимости $R(H)$ образца YBCO + 30CuO при различных величинах транспортного тока 2–10 мА и различных фиксированных значениях $H_{max} = 1, 2, 3, \dots, 7$ кЭ. На рис. 6 отчетливо видны рост остаточного сопротивления $R(H_{\downarrow} = 0)$ и увеличение значения поля H_{ext} (при котором наблюдается минимум зависимости $R(H_{\downarrow})$) при возрастании максимального приложенного поля H_{max} . Такое поведение имеет место благодаря тому, что с увеличением H_{max} в сверхпроводящих гранулах захватывается больший магнитный поток и величина B_{eff} возрастает. В результате наибольшая компенсация внешнего и индуцированного полей происходит при большей величине $H_{\downarrow} = H_{ext}$, а также большее эффективное поле наводится в джозефсоновской среде в точке $H_{\downarrow} = 0$, и, как следствие, с увеличением H_{max} возрастает величина $R(H_{\downarrow} = 0)$.

3.4. Влияние транспортного тока на гистерезисные зависимости $R(H)$

Для композита YBCO + 30CuO низкая плотность критического тока позволяет исследовать зависимости $R(H)$ при $T = 4.2$ К в случае, когда транспортный ток не только больше значения критического тока в точке максимума $j(H_{\downarrow} = H_{ext})$, но и больше чем критический ток в отсутствие поля, $j > j_c(H_{\uparrow} = 0)$. Гистерезисные зависимости $R(H)$ образца YBCO + 30CuO, приведенные на рис. 6, измерены при величинах транспортного тока ($I = 2–10$ мА) как меньше критического в нулевом внешнем поле, $I_c(T = 4.2$ К, $H = 0) \approx 4.5$ мА, так и

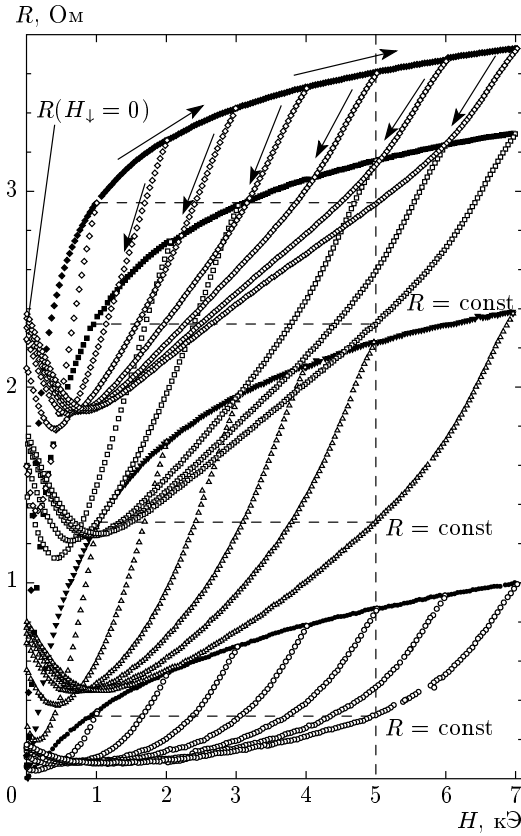


Рис. 6. Зависимости $R(H)$ образца YBCO + 30CuO при различных значениях транспортного тока I (2, 4, 7, 10 мА — снизу вверх) и различных величинах максимального приложенного поля $H_{max} = 1, 2, 3, \dots, 7$ кЭ при $T = 4.2$ К. Стрелки указывают направление изменения внешнего поля H . Зависимости $R(H_{\uparrow})$ (поле возрастает) показаны темными символами, а зависимости $R(H_{\downarrow})$ (поле убывает) — светлыми. Каждое измерение для нового значения H_{max} и I проведено после снятия магнитной предистории. Штриховые линии поясняют определение значения полевой ширины гистерезиса $\Delta H_{R=const} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$

больше. Акцентируем внимание на влиянии тока на полевую ширину гистерезиса $R(H)$.

Равенство сопротивлений в полях H_{\uparrow} и H_{\downarrow} , $R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$, означает равенство эффективных полей в этих точках: $B_{eff}(H_{\uparrow}) = B_{eff}(H_{\downarrow})$. В случае, когда пиннинг в джозефсоновской среде и вклад в намагниченность от нее малы, из формулы (2) получим

$$H_{\uparrow} - 4\pi M(H_{\uparrow})\alpha(H_{\uparrow}) = H_{\downarrow} - 4\pi M(H_{\downarrow})\alpha(H_{\downarrow}), \quad (4)$$

следовательно, ширина гистерезиса магнитосопротивления

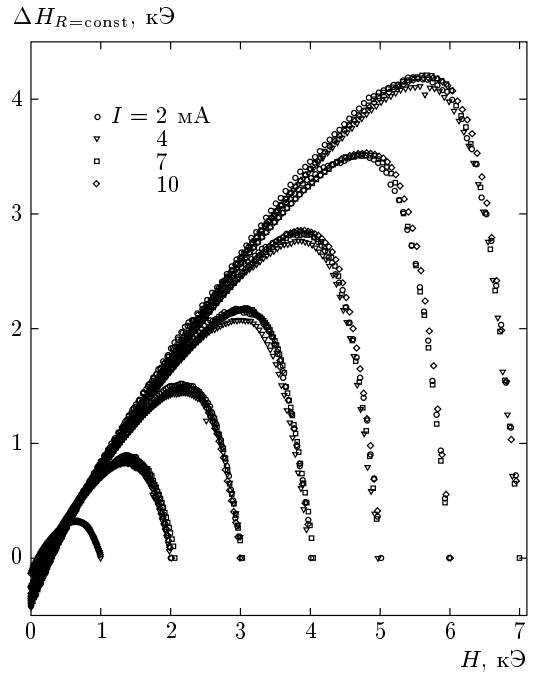


Рис. 7. Ширина гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H_{R=const} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ при $R = const$ (транспортный ток 2–10 мА) в зависимости от значений H_{\downarrow} для данных $R(H)$ образца YBCO + 30CuO на рис. 6

магнитосопротивления $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ при $R = const$ будет равна

$$\begin{aligned} \Delta H_{R=const} &= H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = \\ &= 4\pi (M(H_{\downarrow})\alpha(H_{\downarrow}) - M(H_{\uparrow})\alpha(H_{\uparrow})). \end{aligned} \quad (5)$$

Видно, что параметр $\Delta H_{R=const}$ зависит только от намагниченности и не зависит от транспортного тока. Как отмечалось в п. 3.2, ввиду пиннинга и, как следствие, различного магнитного состояния гранул на прямой и обратной ветвях зависимости $M(H)$, $\alpha(H_{\uparrow})$ и $\alpha(H_{\downarrow})$ не равны, что подтверждается анализом наших экспериментальных результатов по $R(H)$ и $M(H)$, полученных на одном и том же образце.

Для случая, когда закрепление вихрей в джозефсоновской среде может дать заметный вклад в локальные поля (1), из уравнения (3) получим

$$\begin{aligned} \Delta H_{R=const} &= H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = 4\pi (M_g(H_{\downarrow})\alpha(H_{\downarrow}) - \\ &- M_J(H_{\downarrow}, j)) - 4\pi (M(H_{\uparrow})\alpha(H_{\uparrow}) - M_J(H_{\uparrow}, j)). \end{aligned} \quad (6)$$

В этом случае ширина гистерезиса магнитосопротивления должна зависеть от транспортного тока ввиду зависимостей $M_J(H, j)$.

Анализируя наши экспериментальные результаты на рис. 6, а также данные, полученные на дру-

гих композитных образцах, мы обнаружили, что ширина петли гистерезиса магнитосопротивления действительно не зависит от транспортного тока (естественно, в случае, когда транспортный ток I больше величины $I_c(H_\downarrow = H_{ext})$ и $R(H_\downarrow)$ не обращается в нуль, см. п. 3.1). Рисунок 7 иллюстрирует описанную особенность. На этом рисунке представлена разность $\Delta H_{R=\text{const}} = (H_\downarrow - H_\uparrow)$ в зависимости от H_\downarrow , т.е. длина отрезка между точками пересечения линии $R = \text{const}$ с зависимостями $R(H_\uparrow)$ и $R(H_\downarrow)$ (для данных рис. 6) как функция поля H_\downarrow . Данные по $\Delta H_{R=\text{const}}$ для измерений $R(H)$ при различных токах совпадают в пределах точности эксперимента, т.е. несмотря на то, что сама форма кривых $R(H_\uparrow)$ и $R(H_\downarrow)$ сильно изменяется с ростом тока, что видно на рис. 6, остается постоянной разница $\Delta H_{R=\text{const}} = H_\downarrow - H_\uparrow$. Величина $\Delta H_{R=\text{const}}$ определяется только максимальным введенным полем H_{max} , т.е. захваченным внутри гранул потоком или внутригранульным пиннигом. Исходя из приведенных выше соображений, мы считаем, что независимость ширины гистерезиса от транспортного тока может быть однозначно интерпретирована как то, что гистерезис магнитосопротивления в случае объектов, исследованных в данной работе, определяется только потоком, захваченным внутри ВТСП-гранул.

3.5. Магнитная предыстория и частные петли гистерезиса $R(H)$

Остановимся подробнее на влиянии захваченного гранулами потока после воздействия поля на зависимости $R(H)$. На рис. 8а приведены гистерезисные зависимости сопротивления образца $S + 30\text{CuO}$ при $T = 4.2$ К, измеренные как после охлаждения в нулевом поле, так и после приложения и снятия поля $H_{max} = 2$ кЭ. Чтобы различать зависимости $R(H)$ с магнитной предысторией и без нее, обозначим полевые зависимости сопротивления после воздействия поля H_{max} как $R_{trapped}(H)$ (см. также подпись к рис. 8). Обращает на себя внимание участок зависимости $R_{trapped}(H_\uparrow)$ с отрицательным магнитосопротивлением в области малых полей, см. рис. 8а. Пройдя минимум, зависимость $R_{trapped}(H_\uparrow)$ начинает возрастать и совпадает с зависимостью $R(H_\uparrow)$ в поле 2 кЭ, т.е. в максимальном поле H_{max} , приложенном до этого к образцу. Зависимость $R_{trapped}(H_\downarrow)$ совпадает с зависимостью $R(H_\downarrow)$, включая значение при $H_\downarrow = 0$. При дальнейшем изменении поля от 0 до $H_{max} = 2$ кЭ зависимости $R_{trapped}(H)$ повторяются. Если при уменьшении внешнего поля до некоторого ненулевого значения H_\downarrow поле снова начать

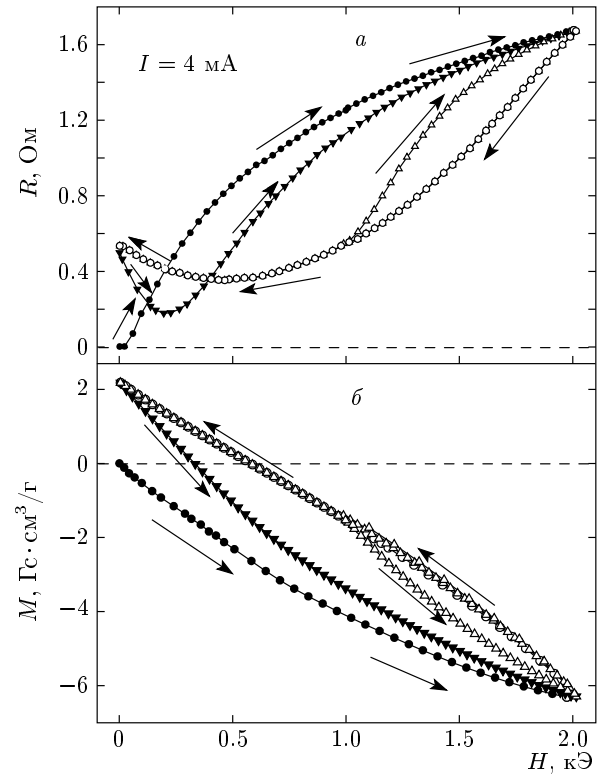


Рис. 8. Влияние магнитной предыстории на зависимости $R(H)$ (а) и $M(H)$ (б) для образца $\text{YBCO} + 30\text{CuO}$ при $T = 4.2$ К. Стрелки указывают направление изменения внешнего поля H . Зависимости $R(H_\uparrow)$ и $M(H_\uparrow)$ (поле возрастает) показаны темными символами, а зависимости $R(H_\downarrow)$ и $M(H_\downarrow)$ (поле убывает) — светлыми. Темные кружки — измерения после охлаждения в нулевом поле, темные треугольники — измерения после приложения поля $H_{max} = 2$ кЭ

увеличивать, то зависимости $R_{trapped}(H_\uparrow)$ и $R(H_\uparrow)$ совпадут опять в точке $H_\uparrow = H_{max}$. Это видно на рис. 8, на котором приведена частная петля гистерезиса $R_{trapped}(H)$ в диапазоне $1 \text{ кЭ} \leq H \leq 2 \text{ кЭ}$. Если в точке $H = H_{max} = 2$ кЭ внешнее поле увеличивать, то на участке $H \geq H_{max}$ зависимость $R_{trapped}(H_\uparrow)$ будет вести себя так же, как и после охлаждения в нулевом поле.

На рис. 8б представлены зависимости $M(H)$, измеренные на том же образце и в той же последовательности, что и $R(H)$ на рис. 8а. Как видно, намагниченность гранул положительна в точке $H_\downarrow = 0$. После ввода/вывода магнитного поля в гранулах остается захваченный магнитный поток, который индуцирует поле в межгранульную среду. Если внешнее поле начать увеличивать в положительном направлении, то \mathbf{V}_{ind} будет направлено противоположно \mathbf{H} и эффективное поле, определяемое

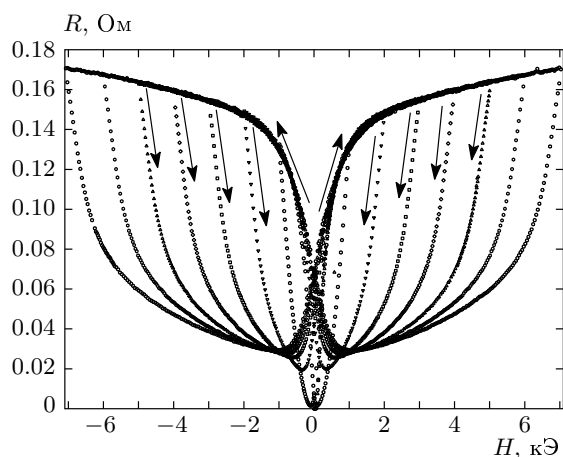


Рис. 9. Гистерезисные зависимости $R(H)$ образца $YBCO + 15CuO$ при $T = 5$ К (измерительный ток 12 мА) при изменении поля от $H = 0$ до H_{max} , затем до $H = -H_{max}$ и после до $H = 0$. Стрелки указывают направление изменения внешнего поля \mathbf{H}

выражением (2), будет уменьшаться. Это объясняет участок с отрицательным магнитосопротивлением на зависимости $R_{trapped}(H_{\uparrow})$. В точке наибольшей компенсации внешнего и индуцированного гранулами полей наблюдается минимум зависимости $R_{trapped}(H_{\uparrow})$, см. рис. 8а. С ростом внешнего поля намагниченность уменьшается и становится отрицательной (см. рис. 8б) и \mathbf{V}_{ind} будет уже совпадать по направлению с внешним полем. Из наших экспериментов следует, что поле, при котором наблюдается минимум зависимости $R_{trapped}(H_{\uparrow})$, не зависит от транспортного тока, а определяется только величиной H_{max} . Это дополнительно подтверждает вывод п. 3.4 о том, что гистерезис зависимости $R(H)$ исследованных образцов вызван только захватом потока в сверхпроводящих гранулах. В точке $H = H_{max}$ намагниченность $M_{trapped}$ образца совпадает с M , измеренной в условиях охлаждения в нулевом поле (рис. 8б), т. е. в точке $H_{\uparrow} = H_{max}$ образец приходит в то же магнитное состояние, что при приложении магнитного поля в первый раз. Поэтому в данном поле $H = H_{max}$ эффективное поле в межгранулярной среде то же, что и в измерениях после охлаждения в нулевом поле. Это объясняет равенство значений $R_{trapped}(H_{\uparrow} = H_{max})$ и $R(H_{\uparrow} = H_{max})$ и совпадение зависимостей $R_{trapped}(H_{\downarrow})$ и $R(H_{\downarrow})$ (см. также зависимости $M_{trapped}(H_{\downarrow})$ и $M(H_{\downarrow})$ на рис. 8б).

Если после воздействия полем до H_{max} в точке $H_{\downarrow} = 0$ приложить отрицательное внешнее поле, то оно будет давать вклад в V_{eff} того же знака, что и индуцированное гранулами поле. В результа-

те в области $H_{\uparrow} < 0$ магнитосопротивление положительное. На ветви обратного хода внешнего поля от $-H_{max}$ индуцированное поле опять будет противоположно внешнему и $V_{ind}(H_{\uparrow}) < V_{ind}(H_{\downarrow})$. Таким образом, в случае поля \mathbf{H} , приложенного в отрицательном направлении, картина с взаимным расположением векторов \mathbf{H} и \mathbf{V}_{ind} на рис. 4 повторится (направления \mathbf{H} и \mathbf{V}_{ind} изменятся на противоположные). А поскольку диссипация не зависит от знака поля, при циклировании поля от $-H_{max}$ до H_{max} зависимость $R(H)$ симметрична относительно линии $H = 0$ и имеет характерный вид «бабочки», см. рис. 9.

Таким образом, зависимости магнитосопротивления после воздействия внешнего поля, а также частные петли гистерезиса $R(H)$ определяются магнитным состоянием сверхпроводящих гранул образца.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально исследованы гистерезисные зависимости магнитосопротивления двухфазных композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$. Эти объекты можно считать «модельными» гранулярными ВТСП, в которых джозефсоновские связи между ВТСП-кристаллитами искусственно ослаблены.

Экспериментально показано, что остаточное сопротивление, участок с нулевым сопротивлением и минимум на ветви обратного хода зависимости $R(H)$ определяются соотношением величины транспортного тока и критического тока в точке максимума $I_c(H_{\downarrow})$.

Гистерезисные зависимости $I_c(H)$ и $R(H)$, а также отрицательное магнитосопротивление объясняются в рамках модели гранулярного ВТСП, рассматривающей захват магнитного потока в гранулах. Межгранулярная среда находится в эффективном поле, которое является суперпозицией внешнего поля \mathbf{H} , поля мейснеровских токов и поля, индуцированного захваченным магнитным потоком. Межгранулярные границы, т. е. джозефсоновские переходы, являются чувствительным «резистивным сенсором», реагирующим на это эффективное поле.

Показано, что гистерезисные зависимости $R(H)$ характеризуются универсальным параметром — полевой шириной гистерезиса $\Delta H_{R=\text{const}} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$, которая не зависит от плотности транспортного тока, а определяется только магнитным потоком, захваченным в сверхпроводящих гранулах. Влияние захвата магнитного потока в джозефсоновской среде несущественно для гистерезиса транспортных свойств исследованных объектов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А. Д. Балаева, С. В. Комогорцева, А. В. Митина, Л. П. Ичкитидзе, Н. Д. Кузьмичева за плодотворные дискуссии. Работа выполнена в рамках программы РАН «Квантовая макрофизика», комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН (проект № 52), а также частично поддержана грантом Президента РФ по поддержке молодых ученых МК-7414.2006.02 и Фондом содействия отечественной науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Nojima, S. Tsuchimoto, and S. Kataoka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 746 (1988).
2. Y. J. Quian, Z. M. Yang, K. Y. Chen, B. Zhou, J. W. Qiu, B. C. Miao, and Y. M. Cai, *Phys. Rev. B* **39**, 4701 (1989).
3. K. Y. Chen and Y. J. Quian, *Physica C* **159**, 131 (1989).
4. G. J. Russel, D. N. Matthews, K. N. R. Taylor, and B. Perczuk, *Mod. Phys. Lett. B* **3**, 437 (1989).
5. M. E. McHenry, P. P. Maley, and J. O. Willis, *Phys. Rev. B* **40**, 2666 (1989).
6. Б. А. Аронзон, Ю. В. Гершанов, Е. З. Мейлихов, В. Г. Шапиро, *СФХТ* **2**, 83 (1989).
7. Н. В. Афанасьев, Ю. Е. Григорашивили, Ю. А. Чаплыгин, *СФХТ* **3**, 2343 (1990).
8. Ю. С. Каримов, А. Д. Кикин, *СФХТ* **3**, 631 (1990).
9. Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, В. В. Макаров, *ФТТ* **32**, 3613 (1990).
10. М. А. Васютин, А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, и др., Препринт ФИАН им. Лебедева № 85, Москва (1990).
11. D. N. Matthews, G. J. Russel, and K. N. R. Taylor, *Physica C* **171**, 301 (1990).
12. E. Altshuler, S. Garcia, and J. Barroso, *Physica C* **177**, 61 (1991).
13. А. И. Пономарев, К. Р. Крылов, М. В. Медведев и др., *СФХТ* **4**, 2149 (1991).
14. M. Celasco, A. Masoero, P. Mazzetti, and A. Stepanescu, *Phys. Rev. B* **44**, 5366 (1991).
15. L. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
16. M. Prester and Z. Mahornic, *Phys. Rev. B* **47**, 2801 (1993).
17. А. В. Митин, *СФХТ* **7**, 62 (1994).
18. Н. Д. Кузьмичев, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 291 (2001).
19. P. Mune, E. Govea-Alcaide, and R. F. Jardim, *Physica C* **354**, 275 (2001).
20. D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, and A. Masoero, *Phys. Rev. B* **66**, 11478 (2002).
21. C. A. M. dos Santos, M. S. da Luz, B. Ferreira, and A. J. S. Machado, *Physica C* **391**, 345 (2003).
22. P. Mune, F. C. Fonesca, R. Muccillo, and R. F. Jardim, *Physica C* **390**, 363 (2003).
23. L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlessinger, Y. M. Strelniker, and S. Havlin, *Phys. Rev. B* **67**, 104509 (2003).
24. O. V. Gerashchenko, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 690 (2003).
25. I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y. S. Wang, Y. Y. Xue, and C. W. Chu, *Phys. Rev. B* **67**, 134506 (2003).
26. А. Суханов, В. Омельченко, *ФНТ* **29**, 396 (2003).
27. А. Суханов, В. Омельченко, *ФНТ* **30**, 604 (2004).
28. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ФТТ* **46**, 1740 (2004).
29. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
30. Д. А. Балаев, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, *ФТТ* **48**, 588 (2006).
31. L. P. Ichkitidze, *Physica C* **435**, 136 (2006).
32. Д. А. Балаев, А. Г. Прус, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, *Письма в ЖЭТФ* **32**, 67 (2006).
33. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
34. M. Mahel' and J. Pivaric, *Physica C* **308**, 147 (1998).
35. M. I. Petrov, D. A. Balaev, S. V. Ospishchev, K. A. Shaihutdinov, B. P. Khurstalev, and K. S. Aleksandrov, *Phys. Lett. A* **237**, 85 (1997).
36. M. I. Petrov, D. A. Balaev, D. M. Gohfeld, S. V. Ospishchev, K. A. Shaihutdinov, and K. S. Aleksandrov, *Physica C* **314**, 51 (1999).
37. М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, К. С. Александров, *ФТТ* **41**, 969 (1999).

38. M. I. Petrov, D. A. Balaev, K. A. Shaihtudinov, and K. S. Aleksandrov, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 798 (2001).
39. M. I. Petrov, D. A. Balaev, and K. A. Shaihtudinov, *Physica C* **361**, 45 (2001).
40. К. А. Шайхутдинов, Д. А. Балаев, С. И. Попков, М. И. Петров, *ФТТ* **45**, 1776 (2003).
41. А. Бароне, Дж. Патерно, *Физика и применение эффекта Джозефсона*, Мир, Москва (1984), с. 639.
42. А. Д. Балаев, Ю. В. Бояршинов, М. И. Карпенко, Б. П. Хрусталева, *ПТЭ* **3**, 167 (1985); Деп. в ВИНТИ рег. № 69-85.
43. D.-X. Chen, R. B. Goldfarb, R. W. Gross, and A. Sanchez, *Phys. Rev. B* **48**, 6426 (1993).
44. Y. M. Kim, C. F. Hempstead, and A. M. Strnad, *Phys. Rev.* **131**, 2486 (1963).
45. L. F. Cohen and H. J. Jensen, *Rep. Progr. Phys.* **60**, 1581 (1997).
46. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Gekshkebein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).