

Вклад сверхпроводящих гранул и межгранульных границ в магнитосопротивление керамических ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых магнитных полях

© Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 14 октября 2009 г.
В окончательной редакции 12 января 2010 г.)

При температуре 77.3 К во внешних поперечных магнитных полях \mathbf{H}_{ext} напряженностью до $H_{\text{ext}} \approx 500$ Ое при низких значениях плотности транспортного тока ($0.1 \leq j \leq 0.6$ А/см²) получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$. На основе полученных ВАХ построены зависимости магнитосопротивления ρ от j ($\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$) и от H_{ext} ($\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$). Обнаружены аномалии в ходе токовых и полевых зависимостей магнитосопротивления при $H_{\text{ext}} \geq H_{c1g}$, где H_{c1g} — нижнее критическое поле сверхпроводящих гранул. На основе сравнительного анализа зависимостей $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ и $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ развиты представления о влиянии процессов перераспределения магнитного поля между межгранульными границами и сверхпроводящими гранулами на транспортные и гальваномагнитные свойства гранулярных ВТСП. Обнаружены особенности полевых зависимостей магнитосопротивления, обусловленные началом проникновения вихрей Джозефсона в межгранульные границы в поле H_{c1J} и разрывом непрерывной цепи джозефсоновских контактов в поле H_{c2J} .

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (Проект STCU N P424).

1. Введение

Известно, что транспортные и гальваномагнитные свойства гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в частности магнитосопротивление, т.е. свойство материала изменять электросопротивление под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} , могут быть адекватно описаны в рамках двухуровневой модели критического состояния [1], рассматривающей гранулярный (керамический) сверхпроводник как совокупность гранул с сильной сверхпроводимостью и межгранульных границ, формирующих джозефсоновские слабые связи. Критические параметры (гранул g и джозефсоновских слабых связей J) — критическая температура T_c , нижнее и верхнее критические поля H_{c1} и H_{c2} — существенно различны: $T_{cJ} < T_{cg}$, $H_{c1J} \ll H_{c1g}$, $H_{c2J} \ll H_{c2g}$. В двухуровневой модели рассматривают также две критические плотности тока j_c : внутригранульную $j_{cg} \approx 10^5 - 10^7$ А/см² и межгранульную $j_{cJ} \approx 10^1 - 10^3$ А/см².

Экспериментальное изучение магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})$ гранулярных ВТСП, так же как и изучение их вольт-амперных характеристик (ВАХ) во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_{ext} , вносит весомый вклад в развитие электродинамики этих сверхпроводников. Исследованиям магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в зависимости от температуры, плотности транспортного тока, величины и ориентации внешнего магнитного поля посвящено огромное число работ (см., например, некоторые публикации последних лет [2–8]).

Практически во всех исследованиях при $T < T_c$ магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, изучаемых в настоящей работе, при повышении напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} наблюдались две общие черты при:

- 1) Наличие на кривых $\rho(H_{\text{ext}})$ начальных участков с нулевым сопротивлением ($\rho(H_{\text{ext}}) \equiv 0$) в области достаточно слабых магнитных полей при $j < j_c(H_{\text{ext}})$. Наличие подобных участков на зависимостях $\rho(H_{\text{ext}})$ указывает на то, что в этом диапазоне полей $H_{\text{ext}} \leq H_{c2J}(j)$.¹⁾
- 2) Изменение кривизны кривых $\rho(H_{\text{ext}})$, связанное с началом проникновения магнитного поля в сверхпроводящие гранулы в окрестности поля $H_{\text{ext}} \approx H_{c1g}$.²⁾

Характер же поведения полевых зависимостей магнитосопротивления для керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $H_{\text{ext}} \gg H_{c1g}$ зачастую носит качественно различный характер: от $\rho(H_{\text{ext}}) \approx \text{const}$ (см., например, [2]) до появления кривых $\rho(H_{\text{exp}})$ с явно выраженным максимумом (см., например, [7]). Следует полагать, что все эти различия могут быть обусловлены как типом (металл, полупроводник или диэлектрик [9,10]) и микроструктурой [11] межгранульных границ, так и особенностями вихревой структуры обеих подсистем исследуемых керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в исходном состоянии ($H_{\text{exp}} = 0$, $j \rightarrow 0$), а также характером эволюции вихревой структуры сверхпроводящих гранул и слабых связей под действием магнитного и/или электрического полей.

Естественно, что в двухуровневой системе для гранулярных ВТСП, так же как и в одноуровневой системе

¹⁾ Отметим сразу же, что на зависимостях $\rho(H_{\text{ext}})$ никаких эффектов, связанных с началом проникновения магнитного поля в межгранульную границу при $H_{\text{ext}} = H_{c1J}$, естественно, не обнаружено.

²⁾ В отличие от поля H_{c2J} поле H_{c1g} слабо чувствительно к величине j [7].

для сверхпроводников второго рода (примером такой системы могут служить, в частности, монокристаллы ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [12]), имеет место диссипация — появление резистивности при протекании транспортного тока, превышающего критический ток ($I > I_c(H_{ext})$). В рамках концепции критического состояния Бина [13] резистивность возникает в результате срыва вихрей с центров пиннинга и движения их под действием силы Лоренца F_L

$$F_L = j \times \mu_0 H_{ext}, \quad (1)$$

где μ_0 — магнитная постоянная.

Роль гранул и слабых связей в диссипации в двухуровневой системе изучена явно недостаточно. Если в области низкополевой электродинамики ВТСП ($H_{c1J} < H_{ext} < H_{c1g}$) [14] диссипативные свойства гранулярных ВТСП обусловлены исключительно процессами, протекающими в джозефсоновской среде под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока [8,14], то при $H_{ext} > H_{c1g}$ диссипацию связывают с протеканием как межгранулярных, так и внутригранулярных токов [6,15].

Целью настоящей работы является установление вклада сверхпроводящих гранул и слабых связей в магнитосопротивление гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $T < T_c$. При постановке этой задачи, очевидно, необходимо принимать во внимание следующие обстоятельства.

1) Результаты „прямых“ измерений магнитосопротивления гранулярных ВТСП (получение $V-H$ - или $\rho-H$ -зависимостей при $j = \text{const}$) недостаточно эффективны для достижения поставленной цели в силу того, в частности, что ход кривых $\rho(H_{ext})$ может определяться суммарным действием различных механизмов диссипации.

2) Для достижения поставленной цели, очевидно, более информативными являются результаты измерений $V-j$ - или $\rho-j$ -зависимостей для гранулярных ВТСП при $H_{ext} = \text{const}$ (отметим, что ход ВАХ весьма чувствителен к напряженности внешнего магнитного поля [9,16]).

3) Необходимые условия для проведения исследований, очевидно, таковы: достаточно широкий диапазон внешних магнитных полей — от $H_{ext} = 0$ до $H_{ext} \gg H_{c1g}$ и относительно низкие значения плотности транспортного тока (во избежание возникновения сильных локальных магнитных полей [6]).

4) На основании полученного массива данных $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$ для гранулярных ВТСП возможно восстановление кривых магнитосопротивления $\rho(H_{ext})_{j=\text{const}}$, в том числе и в наиболее важной для достижения цели настоящей работы области низких значений плотности транспортного тока.

5) Оптимальным путем для установления вклада сверхпроводящих гранул и слабых связей в магнитосопротивление гранулярных ВТСП является сравнительный анализ $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$ - и $\rho(H_{ext})_{j=\text{const}}$ -зависимостей.

С учетом этих обстоятельств разработана программа исследований вклада сверхпроводящих гранул и слабых связей в магнитосопротивление гранулярного ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, включающая: а) измерения вольт-амперных характеристик образцов керамических ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при температуре кипения жидкого азота $T = 77.3$ К в поперечном магнитном поле ($H_{ext} \perp I$) в широком диапазоне значений H_{ext} ; б) восстановление на основе полученных экспериментальных данных кривых магнитосопротивления $\rho(H_{ext})_{j=\text{const}}$ в области достаточно низких значений j ; в) сравнительный анализ зависимостей $\rho(H_{ext})_{j=\text{const}}$ и $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$, полученных при $0.1 \leq j \leq 0.6$ А/см² и $0 < H_{ext} \lesssim 500$ Ое.

2. Образцы, методика эксперимента, обработка результатов

Объектами исследования служили образцы ВТСП номинального состава $YBa_2Cu_3O_{6.95}$, синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [17]). Размеры образцов составляли $\sim 3 \times 2 \times 20$ мм. Токовые и потенциальные серебряные контакты наносили при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры T_c , измерений критических токов I_c .

Исследуемые образцы были практически однофазными, значения параметров кристаллической решетки в пределах точности измерений совпадали. Температура середины сверхпроводящего перехода $T_c^{1/2}$ составляла 92.5 ± 0.1 К, ширина перехода $\Delta T_c \approx 0.4$ К, удельное электросопротивление $\rho_{273\text{K}} \approx 4000 \mu\Omega \cdot \text{cm}$.

Для измерения вольт-амперных характеристик применяли специальную измерительную установку [18] на базе ЭВМ, состоящую из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) I_{sol} и блока управления измерительным током I_{meas} , протекающим через образец. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с держателем образца помещался в соленоид из медной проволоки.

Измерения производили в строго идентичных условиях — до достижения напряженности электрического поля на образце $E \approx 5 \mu\text{V/cm}$, каждая ВАХ содержала около 100 экспериментальных точек. Основное внимание уделяли измерениям при низких значениях плотности транспортного тока: $j < 1$ А/см².

При заданном значении тока через соленоид I_{sol} (соответствующей заданному значению напряженности магнитного поля H_{ext}) измерительный ток I_{meas} (направления токов I_{sol} и I_{meas} , естественно, совпадали) плавно увеличивался до появления на образце напряжения $U \approx 5 \mu\text{V}$, затем массив данных $E(j)_{I_{sol}=\text{const}}$ записывался в память ЭВМ, ток I_{meas} уменьшался до нуля и задавалось следующее значение тока I_{sol} (большее по

сравнению с предыдущим во избежание гистерезисных эффектов).

Все измерения производились в автоматическом режиме. Результаты измерений выводились в виде зависимостей $\rho(j)_{H=\text{const}}$. На основании полученных данных восстанавливали полевые зависимости магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ при фиксированных значениях плотности транспортного тока: $j = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ и 0.6 A/cm^2 .

Как известно (см., например, [9,19,20]), в относительно слабых магнитных полях вольт-амперная характеристика $E(j)$ керамических (гранулярных) ВТСП со случайным распределением межгранульных критических токов в первом приближении может быть описана степенной функцией вида

$$E = b(j - j_c)^t. \quad (2)$$

Это означает, что для описания $\rho(j)$ -характеристик может быть использовано экспоненциальное уравнение

$$\rho(j) = \rho_0 + a \exp[-(j - j_c)/t]. \quad (3)$$

Полученные в эксперименте данные обрабатывались по следующему алгоритму.

1) Из $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ -характеристик по достаточно жесткому критерию $\rho = 0$ находили приближенные значения критической плотности тока j_c .

2) Рассчитывали значения параметров экспоненциального уравнения (3) ρ_0 , a и t при $j \geq j_c$.

3) Уточняли величины параметров ρ , a и t уравнения (3) по методу минимизации функционала (как правило, до достижения значения коэффициента корреляции $r^2 \geq 0.95$).

4) На основании полученного массива данных $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ восстанавливали кривые магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ в области относительно низких значений плотности транспортного тока.

3. Результаты исследования

На рис. 1 представлены кривые магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ для гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ для различных значений плотности транспортного тока, полученные по описанному выше алгоритму обработки массива данных $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$.

Как видно, на всех зависимостях $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ имеются участки с нулевым сопротивлением ($\rho \equiv 0$) и характерные кривые с максимумом. Даже при визуальном сопоставлении зависимостей $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ при разных значениях j наблюдается явно выраженная аномалия — в диапазоне $0.1 \leq j \leq 0.4 \text{ A/cm}^2$ имеет место общее снижение кривых $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ при росте плотности транспортного тока, и лишь при $j \leq 0.4 \text{ A/cm}^2$ появляется тенденция к повышению уровня магнитосопротивления

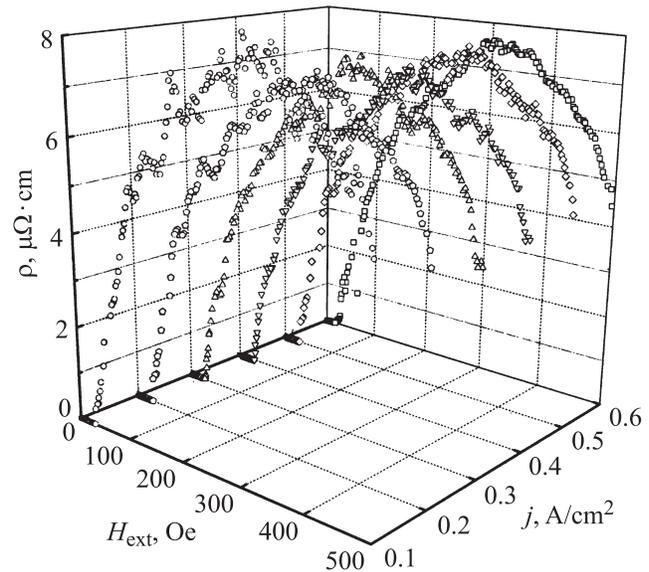


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при различных значениях плотности транспортного тока. $T = 77.3 \text{ K}$.

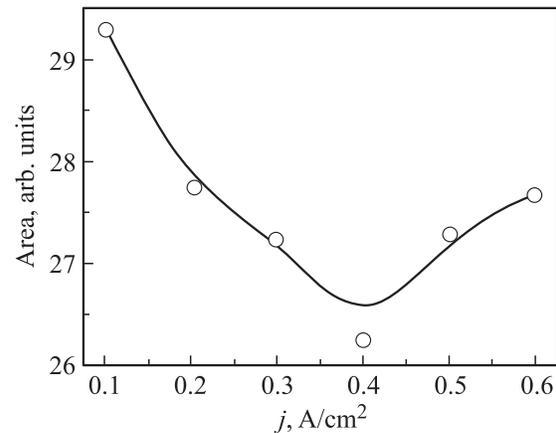


Рис. 2. Зависимость площади под кривыми $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ от плотности транспортного тока для гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$. $T = 77.3 \text{ K}$.

с ростом j . Достаточно наглядно эта аномалия видна на зависимости интегральной меры магнитосопротивления — площади под кривыми $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ — от плотности транспортного тока (рис. 2), носящей экстремальный характер (явно выраженный минимум величины площади под кривой наблюдается при $j = 0.4 \text{ A/cm}^2$). Необходимо отметить следующее обстоятельство: детальный анализ зависимости площади под кривыми $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ от j показал, что аномальный ход обусловлен поведением кривых $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ при $H_{\text{ext}} \geq \approx 100 \text{ Oe}$, уровень же магнитосопротивления при $H_{\text{ext}} \leq \approx 100 \text{ Oe}$ незначительно растет при повышении плотности транспортного тока.

Естественно, что аномальный характер эволюции кривых $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ для гранулярных образцов ВТСП

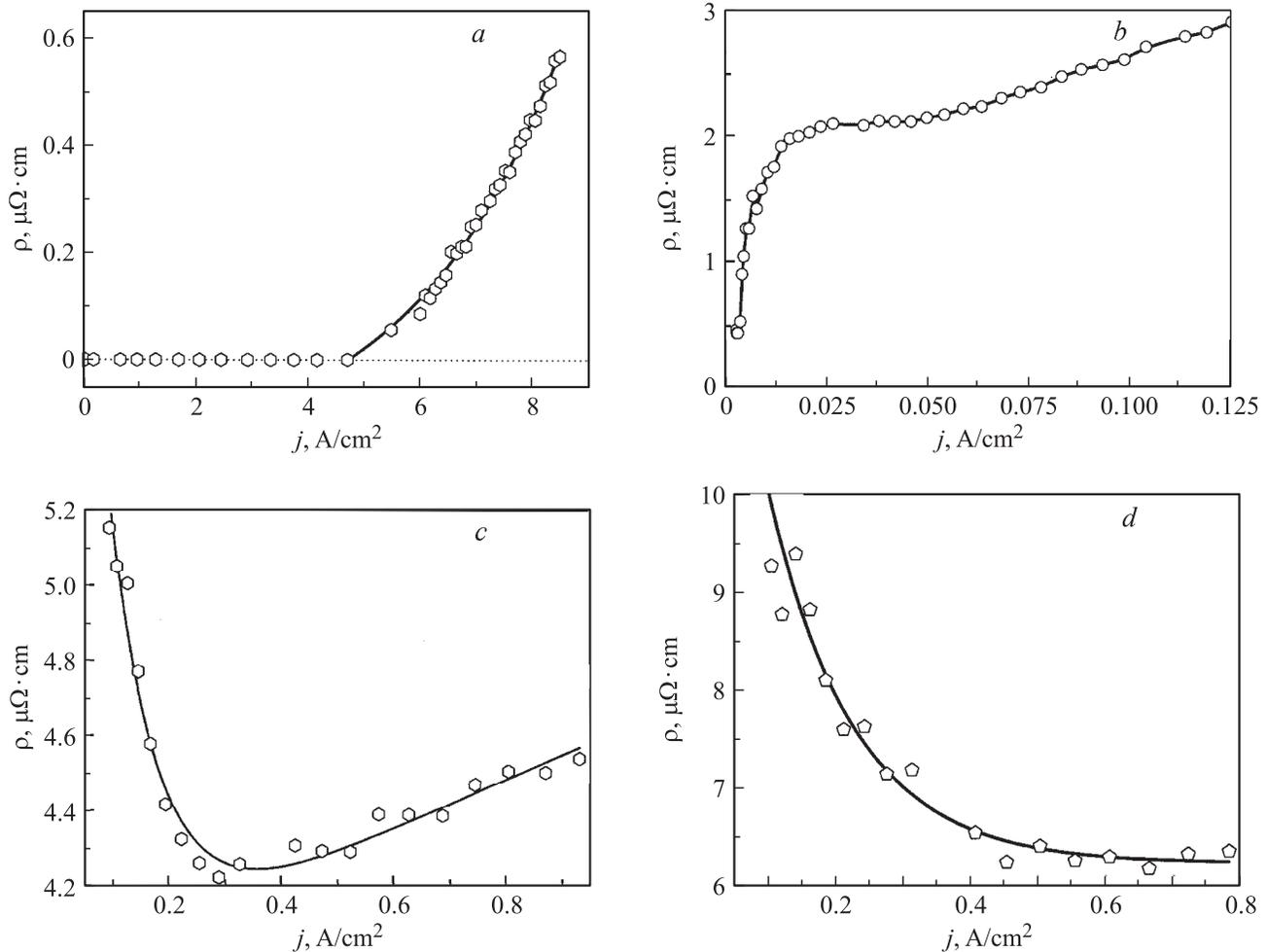


Рис. 3. Зависимости магнитосопротивления гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ от плотности транспортного тока при $T = 77.3 \text{ K}$. $H_{\text{ext}} = 10.41$ (a), 55.24 (b), 107.39 (c) и 153.81 Oe (d).

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при изменении плотности транспортного тока должен быть „заложен“ в ход исходных ВАХ (а также, конечно, в ход используемых в настоящей работе зависимостей $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$).

Рассмотрим в этой связи некоторые достаточно характерные кривые $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$, полученные при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля, относящиеся к различным областям фазовой $H-j$ -диаграммы ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (рис. 3): 1) $0 < H_{\text{ext}} = 10.41 \text{ Oe} < H_{c2l}$ (рис. 3, a); 2) $H_{c2l} < H_{\text{ext}} = 55.24 \text{ Oe} < H_{c1g}$ ³⁾ (рис. 3, b); 3) $H_{\text{ext}} = 107.39 \text{ Oe} \approx H_{c1g}$ (рис. 3, c); 4) $H_{\text{ext}} = 153.81 \text{ Oe} > H_{c1g}$ (рис. 3, d).

Как видно, зависимости $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ при разных значениях H_{ext} носят качественно различный характер.

1) При $0 < H_{\text{ext}} < H_{c2l}$ (рис. 3, a) наблюдаются достаточно протяженный участок с нулевым сопротивлением ($\rho = 0$) и область экспоненциального роста магнитосопротивления при увеличении плотности транспортно-

го тока. Результаты измерений адекватно описываются уравнением (3) при значениях коэффициента корреляции $r^2 \rightarrow 1$.

2) При $H_{c2l} < H_{\text{ext}} < H_{c1g}$ (рис. 3, b) наблюдается лишь „виртуальный“ участок с $\rho = 0$ при $j = 0$, после чего следует размытый скачок магнитосопротивления. Дальнейший ход зависимости $\rho(j)$ достаточно хорошо описывается уравнением (3) с высоким коэффициентом корреляции $r^2 \approx 0.98$.

3) В окрестности поля начала проникновения вихрей в сверхпроводящие гранулы H_{c1g} кривая $\rho(j)$ состоит из двух ветвей: „нормальной“ — восходящей (ρ растет при повышении j) и „аномальной“ — нисходящей (ρ падает при повышении j) (рис. 3, c). Естественно, что такой ход кривой не может быть описан экспоненциальным уравнением первого порядка (3).

4) При $H_{\text{ext}} > H_{c1g}$ (рис. 3, d) зависимость $\rho(j)$ приобретает четко выраженный аномальный характер — магнитосопротивление уменьшается при росте плотности транспортного тока. Кривые $\rho(j)$ достаточно хорошо описываются уравнением (3) при $r^2 \geq 0.95$.

³⁾ Имеется в виду минимальное значение критического поля H_{c1g} , когда вектор \mathbf{H}_{ext} расположен в базисной плоскости \mathbf{ab} орторомбической решетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ — H_{c1g}^{ab} [18].

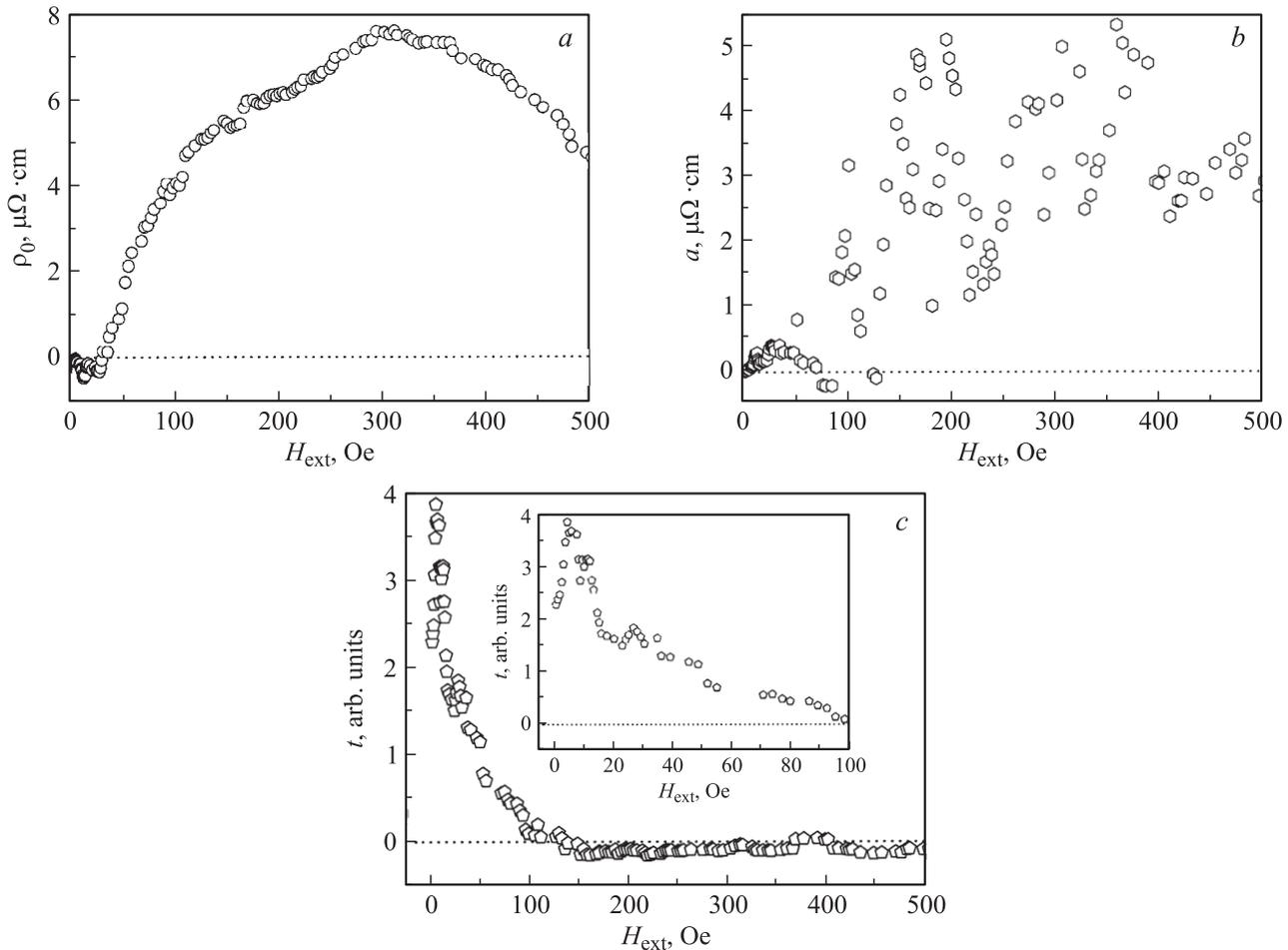


Рис. 4. Зависимости параметров ρ_0 (a), a (b) и t (c) уравнения (3) от напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.3$ К. На вставке — зависимость $t(H_{\text{ext}})$ для области слабых магнитных полей.

4. Обсуждение результатов

Приведенные выше результаты относительно эволюции полевых зависимостей магнитосопротивления под действием транспортногo тока при низких значениях j (рис. 1), основанные на измерениях ВАХ (а точнее $\rho-j$ -характеристик, рис. 3, $a-d$) гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, указывают на возможность существования различных механизмов диссипации в относительно слабых магнитных полях.

Рассмотрим в этой связи динамику изменения параметров ρ_0 , a и t экспоненциального уравнения (3) для $\rho-j$ -характеристик при изменении напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Напомним, что параметр ρ_0 имеет смысл „латентного“ магнитосопротивления в отсутствие транспортного тока; предэкспоненциальный множитель a , очевидно, пропорционален количеству слабых связей, перешедших в нормальное состояние; параметр t характеризует отклонение $\rho-j$ -характеристик от линейности.⁴⁾

⁴⁾ Очевидно, что при выполнении закона Ома $t \equiv 0$

Зависимости $\rho_0(H_{\text{ext}})$, $a(H_{\text{ext}})$ и $t(H_{\text{ext}})$ представлены на рис. 4, $a-c$. Несмотря на заметный разброс исходных экспериментальных данных, удается наблюдать ряд четко выраженных закономерностей, природа которых, так же как и природа типичных $\rho-j$ -характеристик (рис. 3, $a-d$), рассмотрена далее.

1) Судя по ходу кривых $\rho_0(H_{\text{ext}})$ и $a(H_{\text{ext}})$, при $H_{\text{ext}} < H_{c2J}(j)$ не наблюдается появления магнитосопротивления ни под действием внешнего магнитного поля ($\rho_0 \approx 0$), ни при совместном воздействии \mathbf{H}_{ext} и магнитных полей транспортных токов ($a \approx 0$).

2) Высокая степень нелинейности $\rho-j$ -характеристик ($t \gg 0$) при $0 \leq H_{\text{ext}} < H_{c1g}$ является явным признаком протекания процесса проникновения магнитного поля в виде джозефсоновских вихрей в систему слабых связей (см., например, [21,22]).

3) Появление двух явно выраженных максимумов в ходе зависимостей $t(H_{\text{ext}})$ следует, очевидно, связать с протеканием двух размытых по магнитному полю фазовых переходов в системе слабых связей, обусловленных началом ($H_{c1J} \approx 10$ Oe) и завершением ($H_{c2J} \approx 35$ Oe) процесса проникновения магнитного поля в систему

слабых связей (точнее разрыва непрерывной цепи джозефсоновских контактов при $H_{\text{ext}} = H_{c2l}$).

4) Появление резистивности при $H_{c2l} < H_{\text{ext}} < H_{c1g}$ ($\rho_0 > 0$, $a > 0$) обусловлено исключительно диссипацией в джозефсоновской среде. Как отмечалось выше, в этом диапазоне магнитных полей „параметр нелинейности“ $t \neq 0$, хотя уменьшение t при росте H_{ext} и указывает на наличие тенденции к линейному характеру ρ - j -характеристик. Это обстоятельство косвенно свидетельствует в пользу высказанного выше предположения о том, что при $H_{\text{ext}} = H_{c2l}$ происходит не окончательный переход всех „слабых связей“ в резистивное состояние, а лишь завершается процесс разрыва всех перколяционных путей для протекания сверхпроводящего тока.

5) Аномальный характер ρ - j -кривой (рис. 3, *c*) и довольно резкое изменение хода зависимостей $\rho_0(H_{\text{ext}})$, $a(H_{\text{ext}})$ и $t(H_{\text{ext}})$ при $H_{\text{ext}} \approx H_{c1g}$ ($\rho_0 > 0$, $a > 0$, $t \approx 0$), казалось бы, указывают на появление отрицательного вклада в диссипацию. Хотя диссипация, естественно, происходит на слабых связях, но при $H_{\text{ext}} \approx H_{c1g}$ в результате начала процесса проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы начинается и процесс перераспределения магнитного потока между межгранульными границами и сверхпроводящими гранулами [6,23], приводящий к понижению эффективного магнитного поля в межгранульных границах при повышении плотности транспортного тока. Естественно, что, хотя подобный сценарий процесса диссипации в гранулярных ВТСП в окрестности поля H_{c1g} должен иметь место во всех случаях протекания транспортного тока через сверхпроводник, обнаружение эффектов перераспределения магнитного потока между межгранульными границами и сверхпроводящими гранулами возможно лишь при достаточно низких значениях j , когда магнитные поля транспортных токов крайне малы. Судя по полученным данным (рис. 1, 2), уже при $j > 0.4 \text{ A/cm}^2$ уровень магнитосопротивления растет при повышении плотности транспортного тока.

6) При $H_{\text{ext}} > H_{c1g}$, очевидно, продолжается уменьшение плотности межгранульного тока в связи с проникновением вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы. При этом ρ - j -характеристики (рис. 3, *d*) носят явно выраженный аномальный характер, а „параметр нелинейности“ $t \rightarrow 0$ (рис. 4, *c*). Очевидно, что и немонотонный характер полевых зависимостей магнитосопротивления (рис. 1), а также параметров ρ_0 и a для ρ - j -характеристик (рис. 4, *a, b*) обусловлены протеканием процесса перераспределения магнитного потока между межгранульными границами и сверхпроводящими гранулами.

5. Заключение

Как указывалось во Введении, целью настоящей работы служило установление вклада сверхпроводящих гранул и слабых связей в магнитосопротивление гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $T < T_c$. Было высказано предположение о том, что оптимальным путем для решения

этой задачи является сравнительный анализ $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ и $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ -зависимостей.

При исследовании подобной стратегии исследований было получено два существенно важных экспериментальных результата.

1) Обнаружен эффект изменения характера ρ - j -зависимостей в окрестности критического поля начала проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы H_{c1g} — от роста ρ при увеличении j ($H_{\text{ext}} < H_{c1g}$) до снижения ρ при увеличении j ($H_{\text{ext}} > H_{c1g}$).

2) Обнаружен эффект аномального уменьшения уровня магнитосопротивления при повышении плотности транспортного тока при низких значениях j , причем это уменьшение обусловлено исключительно характером вольт-амперных характеристик в магнитных полях выше критического поля H_{c1g} . Аномальное поведение магнитосопротивления наблюдается лишь при достаточно низких значениях плотности транспортного тока.

Сравнительный анализ зависимостей $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ и $\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ дает все основания полагать, что аномальное поведение магнитосопротивления гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при пропускании слабого транспортного тока обусловлено процессами перераспределения магнитного поля между межгранульными границами и сверхпроводящими гранулами. Таким образом, в работе установлена роль сверхпроводящих гранул в процессах диссипации гранулярных ВТСП в области умеренно сильных магнитных полей ($H_{c1g} < H_{\text{ext}} \ll H_{c2g}$), сводящаяся к уменьшению эффективной плотности тока, протекающего через межгранульные границы.

Авторы благодарны В.В. Деревянко за помощь в проведении измерений.

Список литературы

- [1] M. Tinkham, C.J. Kobb. Solid State Phys. **42**, 91 (1989); L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
- [2] A. Kilic, K. Kilic, H. Yetis, O. Çetin. Phys. Rev. B **68**, 144 513 (2003); J. Appl. Phys. **95**, 1924 (2004); New J. Phys. **7**, 212 (2005).
- [3] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlesinger, Y.M. Strel'niker, S. Havlin. Phys. Rev. B **67**, 104 599 (2003).
- [4] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003); M.S. da Luz, C.A.M. dos Santos, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machado, R.F. Jardim. Brazilian J. Phys. **37**, 1155 (2007).
- [5] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007); 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); Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **50**, 972 (2008); Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 780 (2006); К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. ФТТ **51**, 1046 (2009).

- [6] D. Daghero, A. Masoero, P. Mazzett, A. Stepanenscu. *Physica C* **341–438**, 1869 (2000); D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanenscu. P. Tura, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184 514 (2002); P. Mazzett, A. Stepanenscu, P. Tura, A. Masoero, I. Puica. *Phys. Rev. B* **65**, 132 512 (2002).
- [7] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **46**, 1740 (2004); *ФТТ* **49**, 1744 (2007); *ЖТФ* **78**, 3, 36 (2007); Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 922 (2008); *ФТТ* **50**, 961 (2008).
- [8] O.V. Gerashchenko. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 690 (2003).
- [9] Е.З. Мейлихов. *УФН* **163**, 27 (1993).
- [10] В.В. Немощкаленко, М.А. Васильев, А.С. Филиппов. *Металлофизика* **13**, 3 (1991).
- [11] J. Halbritter. *Phys. Rev. B* **48**, 9735 (1993).
- [12] V.N. Viera, I.C. Riegel, J. Schaf. *Phys. Rev. B* **76**, 024 518 (2007).
- [13] C.P. Bean. *Rev. Mod. Phys.* **30**, 31 (1964).
- [14] С.Л. Гинзбург. *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994).
- [15] M.N. Kunchur, T.R. Askew. *J. Appl. Phys.* **84**, 6753 (1998).
- [16] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
- [17] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [18] В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *ФНТ* **26**, 2, 128 (2000).
- [19] Z.X. Cai, D.O. Welch. *Phys. Rev. B* **45**, 2385 (1992).
- [20] K.H. Lee, D. Stroud. *Phys. Rev. B* **45**, 2417 (1992).
- [21] Н.Д. Кузьмичёв. *ФТТ* **43**, 1934 (2001).
- [22] M.T. González, S.R. Currás, J. Maza, F. Vidal. *Phys. Rev. B* **63**, 22 511 (2001).
- [23] С.А.М. dos Santos, С.Л.В. Olivera, М.С. da Luz, А.Д. Bortolozzo, М.Л.Р. Sandim, А.Л.С. Machado. *Phys. Rev. B* **74**, 184 526 (2006).