

02

Влияние температуры и магнитного поля на процессы эволюции вихревой структуры гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

© В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов

Харьковский физико-технический институт НАН Украины,
Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 15 июля 2013 г.)

Во внешних магнитных полях \mathbf{H}_{ext} ($0 \leq H_{\text{ext}} \leq 1420$ Ое) в диапазоне температур 70–273 К для образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ проведены измерения температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)_{H=\text{const}}$. Охлаждение образцов до T_{min} (70 К) проводилось как во внешних полях (FC-режим), так и в отсутствие магнитного поля (ZFC-режим). Кроме того, в нулевом поле получены зависимости $\rho(T)_{H=0}$ для образцов, охлажденных в FC-режиме. Кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ преобразовывались в изотермы магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$. Сравнительный анализ особенностей поведения кривых $\rho(H)_{T=\text{const}}$ образцов с различной „магнитной предысторией“ дает возможность установить природу и механизмы влияния особенностей сценария магнитной обработки гранулярных ВТСП на характер поведения их гальваномагнитных свойств. Определены температурные зависимости величин критических магнитных полей сверхпроводящих гранул (H_{c1g} , H_{c2g}) и джозефсоновских слабых связей (H_{c2J}); восстановлены фазовые H – T -диаграммы гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

1. Введение

Хорошо известно, что гранулярные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), типичным представителем которых может служить металлооксидное соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с критической температурой $T_c \sim 92.5$ К, по существу являются двухфазными системами — совокупностью двух различных сверхпроводников второго рода [1]: трехмерных сверхпроводящих гранул с сильной сверхпроводимостью и двумерных межгранулярных границ — джозефсоновских слабых связей (weak links) со слабой сверхпроводимостью. Описание поведения электромагнитных свойств гранулярных ВТСП в магнитном поле возможно в рамках двухуровневой модели критического состояния [2] или родственной ей моделей (см., например, [3]). В рамках двухуровневой модели постулируется, что параметры сверхпроводимости: критические температуры T_c , нижние H_{c1} и верхние H_{c2} критические поля и критические токи I сверхпроводящих гранул (g) и слабых связей (J) — соотносятся как

$$\begin{aligned} T_{cg} &= T_{cJ}, \\ H_{c1g} &\gg H_{c1J}, \quad H_{c2g} \gg H_{c2J}, \\ I_g &\gg I_J. \end{aligned} \quad (1)$$

Хотя система уравнений (1) в целом адекватно описывает поведение критических полей и токов обеих уровней (подсистем) системы гранулярных ВТСП в широком диапазоне температур и магнитных полей, подобное описание носит чисто качественный характер. Действительно, при изучении транспортных и магнитных свойств

гранулярных ВТСП обнаружен ряд существенных особенностей, а именно: 1) зависимость величин критических полей H_{c2J} и H_{c1g} от плотности транспортного тока J (см., например, [4–7]), 2) влияние особенностей сценария приложения внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} к гранулярному образцу ВТСП: охлаждение в поле \mathbf{H}_{ext} — FC — или охлаждение в нулевом поле и „включение“ поля \mathbf{H}_{ext} при заданной температуре $T < T_c$ — ZFC (см., например, [7–10]).

Все это свидетельствует, в частности, в пользу дальнейшего применения и развития экспериментальных методов изучения различных аспектов проблемы взаимодействия магнитного поля с обеими подсистемами двухуровневой системы гранулярных ВТСП (со сверхпроводящими гранулами и слабыми связями). Основную информацию о взаимодействии магнитного поля со сверхпроводящими гранулами и слабыми связями, как правило, получают на основании изучения гальваномагнитных эффектов — магнитосопротивления $\rho(H)$, т.е. свойства материала изменять электрическое сопротивление под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} (или предварительно приложенного „поля обработки“ $\mathbf{H}_{\text{treat}}$), — и получения вольт-амперных характеристик (ВАХ) в магнитном поле $V(J)_{H=\text{const}}$ (или $E(J)_{H=\text{const}}$, где E — напряженность электрического поля \mathbf{E}_{ext}). Результаты измерений ВАХ также представляют в виде $\rho(J)_{H=\text{const}}$.

Несмотря на то что изучению магнитосопротивления и в меньшей степени ВАХ в магнитном поле в гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ посвящено огромное количество работ (см., например, [10–20]), следует иметь в виду то немаловажное обстоятельство, что подавляющее большинство исследований проведено с использованием в качестве хладагентов криогенных жидкостей

(как правило, жидкого азота с температурой кипения $T_{\text{boil}} = 77.36 \text{ K}$). В связи с тем, что список криогенных жидкостей крайне ограничен, не получило должного развития такое направление исследований гальваномагнитных эффектов в гранулярных ВТСП, как изучение температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$. Имеется в виду как внешнее магнитное поле H_{ext} , так и „поле обработки“ H_{treat} .

Целью настоящей работы является установление природы и механизмов эволюции вихревой структуры гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под действием температуры и магнитного поля. Для достижения цели работы необходимо было провести следующие разработки и исследования:

1) разработать и практически реализовать экспериментальную установку для измерения электросопротивления при температурах $\sim 15 \leq T \leq 273 \text{ K}$ во внешних магнитных полях $0 \leq H_{\text{ext}} \leq 1420 \text{ Oe}$ на основе криогенератора RGD-210 (Leybold);

2) провести измерения электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$ в диапазоне температур $70 \leq T \leq 95 \text{ K}$ в магнитных полях $0 \leq H_{\text{ext}} \leq 1420 \text{ Oe}$ при различных способах приложения магнитного поля;

3) восстановить на основании полученных зависимостей $\rho(T)_{H=\text{const}}$ изотермы магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$ при различных способах приложения магнитного поля;

4) провести сравнительный анализ зависимостей $\rho(T)_{H=\text{const}}$, $\rho(H)_{T=\text{const}}$ и значений критических полей фазовых переходов в вихревой структуре при различных способах приложения магнитного поля.

2. Методические аспекты исследований

Развитый в рамках настоящей работы методический подход к изучению процессов эволюции вихревой структуры гранулярных ВТСП, основанный на проведении низкотемпературных резистивных измерений в магнитном поле, включает следующие направления методических исследований и разработок:

1) получение и аттестация гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;

2) разработка и создание аппаратуры для проведения резистивных измерений в магнитном поле при низких температурах;

3) разработка и оптимизация программы проведения магнитной обработки объектов исследования;

4) создание алгоритма преобразования полученных экспериментальных данных к виду, адекватному задаче исследований.

2.1. Образцы для исследований. Объектами исследования служили образцы гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ номинального состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, синтезированные по стандартной „керамической технологии“ [21]. Размер образцов составлял $\sim 2 \times 2 \times 20 \text{ mm}$.

Токовые и потенциальные контакты наносились путем осаждения паров серебра в вакууме. Заключительный отжиг образцов в окислительной среде при 940°C с последующим медленным охлаждением проводился после нанесения Ag-контактов, что приводило к существенному снижению контактного сопротивления на границе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{Ag}$.

Для аттестации образцов ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры T_c . Образцы были практически однофазными, значения параметров кристаллической решетки в пределах точности измерений совпадали с табличными значениями. Температура середины сверхпроводящего перехода $T_c^{1/2}$ составляла $92.65 \pm 0.05 \text{ K}$, ширина перехода $\Delta T_c \approx 0.2 \text{ K}$, удельное электросопротивление $\rho_{273 \text{ K}} \approx 1000\text{--}1200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$.

2.2. Установка для измерения температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле. Схема установки для измерения электросопротивления в диапазоне температур $\sim 15 \leq T \leq 273 \text{ K}$ во внешних магнитных полях $0 \leq H_{\text{ext}} \lesssim 1500 \text{ Oe}$ представлена на рис. 1.

Установка фактически состоит из двух крупных блоков: стационарного устройства для создания низких температур 5 (криогенератор RGD-210 (Leybold)) и съемного устройства 3 для создания достаточно сильных

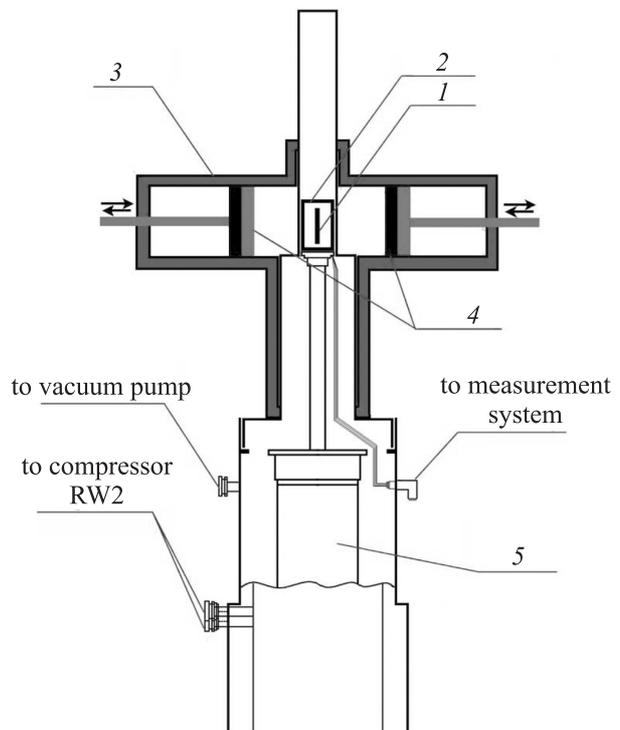


Рис. 1. Схема установки для измерения электросопротивления в магнитном поле при низких температурах. 1 — образец, 2 — измерительная ячейка, 3 — держатель постоянных магнитов, 4 — магниты, 5 — криогенератор RGD-210 (Leybold).

магнитных полей на основе системы из пар постоянных магнитов 4 из высококоэрцитивного сплава $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Исследуемый образец 1 вместе со стандартным Рт-термометром сопротивления располагался внутри измерительной ячейки 2, заполненной перед началом работы газообразным гелием для повышения теплообмена.

Напряженность действующего на образец внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} определяется параметрами используемого набора постоянных магнитов и расстоянием между симметрично расположенными относительно образца магнитами. Величину \mathbf{H}_{ext} измеряли с помощью прибора Ш1-8 (измерителя магнитной индукции) с точностью $\pm 1.5\%$. Весьма существенно то обстоятельство, что в конструкции установки внутренний диаметр цилиндрического съемного устройства — держателя магнитов 3 — лишь незначительно превышает диаметр цилиндрической поверхности рабочей части криогенератора 5. Конструкция держателя магнитов обеспечивает постоянство выполнения следующего условия: нормаль к поверхности плоского образца 1 (\mathbf{N}) и создаваемое с помощью системы сменных постоянных магнитов 4 внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} расположены в одной плоскости. Наличие специального лимба позволяет устанавливать угол между векторами \mathbf{N} и \mathbf{H}_{ext} с точностью $\sim 1^\circ$ (в настоящей работе все измерения проводились в поперечных магнитных полях $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$).

2.3. Методика эксперимента. Во избежание появления гистерезисных и т.п. эффектов все измерения зависимости $\rho(T)_{H=\text{const}}$ в рабочем диапазоне $70 \leq T \leq 100$ К проводили при повышении температуры и при достаточно низких значениях измерительного тока ($I = 10$ мА); при столь низких значениях I влияние его на величины критических полей гранул и слабых связей исчезающе мало [4–7]. Приборы для измерений сопротивления и температуры через USB/GPIB interface (82357B) объединены с компьютером в единый автоматизированный измерительный комплекс на основе криогенератора RGD-210 (Leybold) [22].

В работе исследовались образцы гранулярного ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$. Были использованы три вида магнитной обработки (далее используются условные обозначения $0H$, HN и $H0$):

1) $0H$ — охлаждение в режиме ZFC (в нулевом магнитном поле) до 70 К, присоединение съемного блока с установленным значением H_{ext} , измерение зависимости $\rho(T)_{H=\text{const}}$;

2) HN — установление заданного значения H_{ext} , присоединение съемного блока к стационарному блоку, охлаждение в магнитном поле (режим FC) до 70 К, измерение зависимости $\rho(T)_{H=\text{const}}$;

3) $H0$ (режим „магнитной закалки“ или захваченного магнитного потока) — установление заданного значения H_{ext} , присоединение съемного блока к стационарному блоку, охлаждение в режиме FC до 70 К, удаление съемного блока, измерение зависимости $\rho(T)_{H=\text{const}}$.

Для всех способов приложения магнитного поля исходная температура на образце T_{min} устанавливалась на

уровне 70 К (более глубокое охлаждение не требовалось, так как при $T < T_{\text{min}}$ для образцов всех типов величина $\rho \equiv 0$). Заданная величина H_{ext} устанавливалась на съемном блоке установки и контролировалась с помощью прибора Ш1-8.

2.4. Обработка результатов экспериментов. Прямым результатом измерений является получение температурных зависимостей электросопротивления образцов гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ — $\rho(T)_{H=\text{const}}$, в то время как для достижения цели исследования основной интерес представляют полевые зависимости магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$. Это означает, что результаты измерений — кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ — необходимо преобразовать в кривые $\rho(H)_{T=\text{const}}$.

Хотя с математической точки зрения решение подобной задачи не представляет трудностей, для получения массива данных $\rho(T, H)$ в формате, позволяющем производить такие преобразования, а также проводить сравнительный анализ серий измерений магнитосопротивления $0H$, HN и $H0$, прежде всего, следует измерить зависимости $\rho(T)_{H=\text{const}}$ при фиксированных значениях полей H_{ext} или H_{treat} . В настоящей работе выбраны следующие значения полей H_{ext} и H_{treat} : 0, 6.5, 10, 20, 30, 50, 75, 100, 150, 300, 600 и 1420 Ое.

При выборе учитывалось то обстоятельство, что наиболее интересные особенности поведения гальваномагнитных свойств наблюдаются в диапазоне $0 < H_{\text{ext}} \lesssim 100$ Ое. Кроме того, для реализации преобразований $\rho(T)_{H=\text{const}}$ в $\rho(H)_{T=\text{const}}$ нужно провести интерполяцию реально измеренных значений $\rho(T)_{H=\text{const}}$ к определенным значениям температуры. При этом „шаг“ интерполяции, как правило, составлял 0.5 К.

3. Результаты исследования

Стратегия достижения цели работы — установление природы и механизмов эволюции вихревой структуры гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под действием температуры и магнитного поля — базируется на анализе двух видов данных: результатов „прямых“ экспериментов по изучению температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$ при различных способах приложения внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} или поля обработки $\mathbf{H}_{\text{treat}}$ и результатов преобразования данных по температурным зависимостям электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$ в изотермы магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$.

3.1. Температурная зависимость электросопротивления в магнитном поле. На рис. 2–4 представлена часть кривых температурной зависимости электросопротивления $\rho(T)_{H=\text{const}}$ для исследуемых образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ во внешних магнитных полях $0 \leq H_{\text{ext}} \leq 1420$ Ое или в полях обработки

$0 \leq H_{\text{treat}} \leq 1420$ Ое. Поля \mathbf{H}_{ext} были приложены в ZFC-режиме (ОН) и FC-режиме (НН); для образцов серии Н0 поле прикладывалось в FC-режиме при $T = 70$ К, а затем сбрасывалось.

На всех кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$ наблюдаются две характерные особенности: появление достаточно узких „скачков“ сопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние (значению T_c соответствует положение максимума производной $d\rho/dT$) и наличие на оси температур при $T < T_c$ протяженных участков, на которых $\rho \neq 0$ („хвостов сопротивления“). Последний эффект свидетельствует о том, что электросопротивление в магнитном поле обращается в нуль при температурах $T_{R=0} \leq T_c$.

Из рисунков видно, что ход кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$ и положение точек $T_{R=0}$ явно зависят от способа приложения

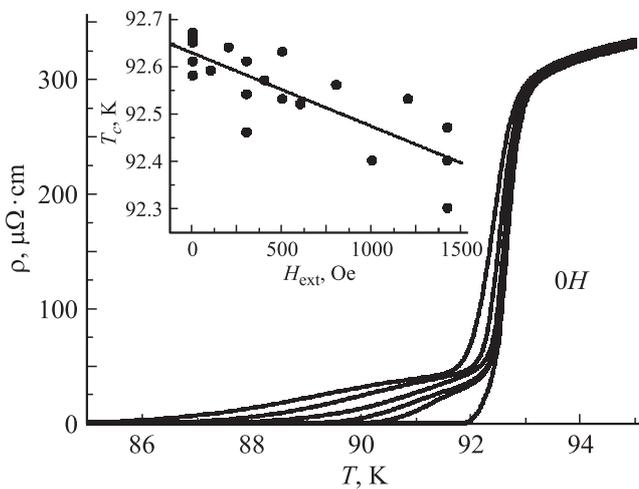


Рис. 2. Кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в ZFC-режиме. Снизу вверх: $H_{\text{ext}} = 0, 6.5, 10, 100, 600$ и 1420 Ое. На вставке — полевая зависимость критической температуры T_c .

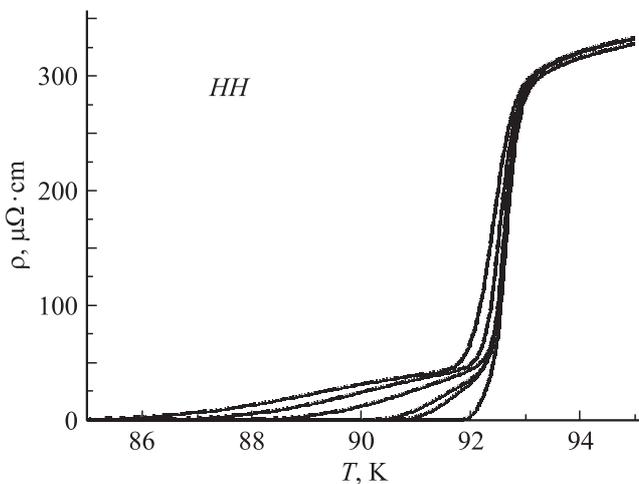


Рис. 3. Кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в FC-режиме. Снизу вверх: $H_{\text{ext}} = 0, 6.5, 10, 100, 600$ и 1420 Ое.

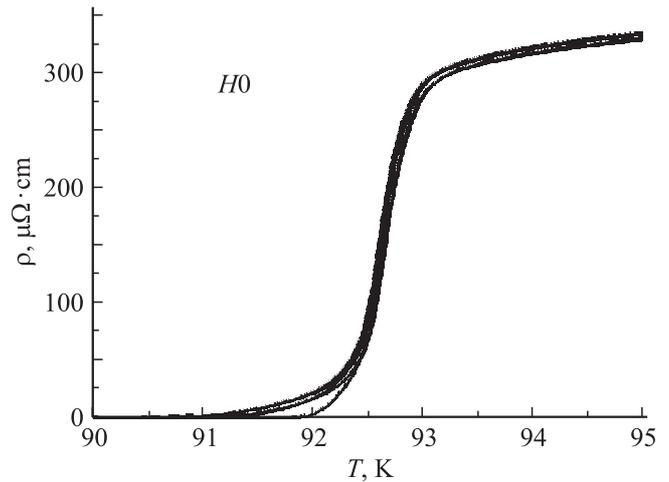


Рис. 4. Кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в FC-режиме, после выключения магнитного поля. Снизу вверх: $H_{\text{treat}} = 0, 6.5, 10, 100, 600$ и 1420 Ое.

(ОН, НН или Н0) и величины магнитного поля \mathbf{H}_{ext} или $\mathbf{H}_{\text{treat}}$.

3.2. Магнитосопротивление в широком диапазоне температур. В результате преобразования кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$ (рис. 2–4) по описанному выше алгоритму были рассчитаны изотермы магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$. Для образцов серий ОН и НН изотермы $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ представлены на рис. 5 и 6; для образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ серии Н0 изотермы $\rho(H_{\text{treat}})_{T=\text{const}}$ приведены на рис. 7.

В первую очередь отметим, что в отличие от исходных кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$, различие между которыми носит чисто количественный характер, различие хода изотерм магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$ в зависимости от способа приложения магнитного поля зачастую носит качественный характер. При этом наблюдаются и общие черты поведения изотерм магнитосопротивления:

1) наличие явно выраженной тенденции к сильному росту уровня магнитосопротивления при повышении температуры;

2) наличие тенденции к росту уровня магнитосопротивления при повышении напряженности магнитных полей \mathbf{H}_{ext} или $\mathbf{H}_{\text{treat}}$;

3) появление особенностей (аномалий) в ходе изотерм магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$.

Качественные отличия заключаются в характере этих аномалий:

а) появление максимумов на кривых $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ в случае приложения магнитного поля в ZFC-режиме (серия ОН, рис. 5);

б) появление перегибов кривых $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ в случае приложения магнитного поля в FC-режиме (серия НН, рис. 6);

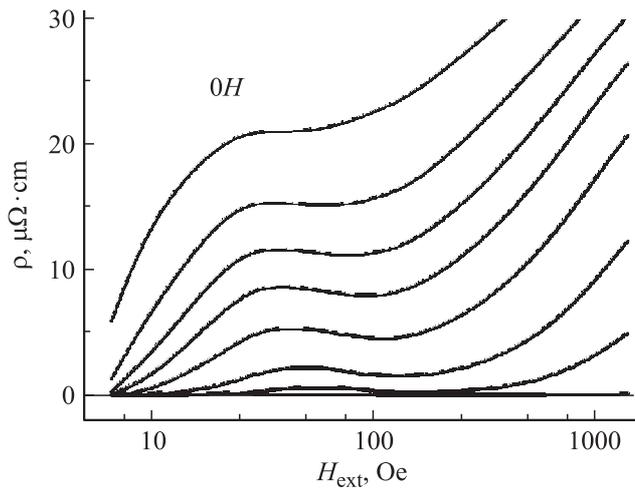


Рис. 5. Кривые $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в ZFC-режиме. Снизу вверх: $T = 82.0, 86.5, 87.8, 88.8, 89.4, 90.2$ и 90.7 К.

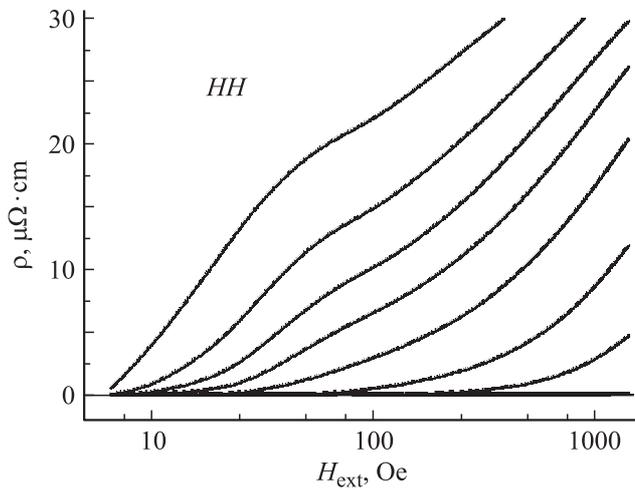


Рис. 6. Кривые $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в FC-режиме. Снизу вверх: $T = 82.0, 86.5, 87.8, 89.4, 90.2$ и 90.7 К.

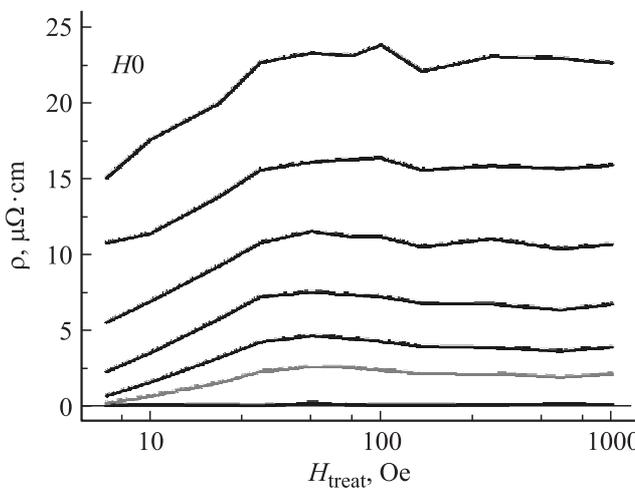


Рис. 7. Кривые $\rho(H_{\text{treat}})_{T=\text{const}}$ для гранулярного образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, охлажденного в FC-режиме, после выключения магнитного поля. Снизу вверх: $T = 90.0, 91.0, 91.2, 91.4, 91.6, 91.8$ и 92.0 К.

с) выход кривых $\rho(H_{\text{treat}})_{T=\text{const}}$ на насыщение в случае режима захваченного магнитного потока — приложение магнитного поля в FC-режиме, сброс поля (серия H_0 , рис. 7).

Кроме того, существенное различие в ходе изотерм магнитосопротивления $\rho(H_{\text{ext}})_{T=\text{const}}$ и $\rho(H_{\text{treat}})_{T=\text{const}}$ заключается в наличии начальных участков с нулевым сопротивлением в первых двух случаях и практически полном отсутствии подобных участков в третьем случае.

4. Обсуждение результатов

Приведенные выше результаты изучения температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле и магнитосопротивления в широком интервале температур образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ содержат данные, обработка и обсуждение которых необходимы для достижения цели работы — установления природы и механизмов эволюции вихревой структуры объекта исследования. Очевидно, что главным критерием появления качественных изменений в вихревой структуре гранулярных ВТСП является наличие фазовых переходов „по температуре“ и „по магнитному полю“.

Далее обсуждаются результаты исследования фазовых переходов по линиям границ $H_{c2l}(T)$, $H_{c1g}(T)$ и зависимость $T_c(H)$, физически эквивалентная линии $H_{c2g}(T)$ на $H-T$ -диаграмме. Отметим, что фазовые переходы, связанные с началом проникновения вихрей Джозефсона в межгранулярные границы, протекающие по линии $H_{c1l}(T)$, не связаны с появлением явно выраженных особенностей поведения резистивных свойств гранулярных ВТСП [3,23].

4.1. Критическая температура фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние в магнитном поле В слабых внешних поперечных магнитных полях H_{ext} на образце гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ удалось обнаружить эффект понижения критической температуры фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние ($S-N$ -перехода). Для иллюстрации на вставке к рис. 2 представлена полученная в прецизионных экспериментах, проведенных в окрестности T_c на образце серии $0H$, зависимость $T_c(H_{\text{ext}})$ (напомним, что значения T_c определялись по положению максимума температурной зависимости производной $d\rho/dT$, см. подраздел 3.1.).

Прямая линия $T_c(H_{\text{ext}})$ на рисунке по существу представляет собой линию $S-N$ -фазовых переходов на $H-T$ -диаграмме. Величина наклона прямой $T_c(H_{\text{ext}})$ согласуется с аналогичными данными, полученными на поликристаллических образцах ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в сильных магнитных полях (см., например, [24]).

Появление электросопротивления гранулярных ВТСП в результате разрыва куперовских пар при $T = T_c$ — не единственная ситуация, в которой для этих объектов

выполняется условие $\rho \neq 0$. Далее рассмотрена ситуация, в которой при $T < T_c$ $\rho \neq 0$ вследствие протекания процессов, связанных с эволюцией вихревой структуры в подсистеме слабых связей.

4.2. Появление резистивности при $T < T_c$ в магнитном поле. Выше было показано, что все кривые $\rho(T)_{H=\text{const}}$ для образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в магнитном поле внешне носят сходный характер. При понижении температуры последовательно наблюдаются следующие четыре области на кривых температурной зависимости электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$:

1 — область „нормального“ хода сопротивления при $T > T_c$;

2 — „скачки“ электросопротивления при $T = T_c$;

3 — область появления сопротивления при $T_{R=0} < T < T_c$;

4 — обращение сопротивления в нуль при $T < T_{R=0}$.

При наличии общих черт поведения всех кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$ имеют место и заметные количественные различия в ходе этих кривых в зависимости от способа приложения магнитного поля (ОН, НН или Н0) и напряженности полей \mathbf{H}_{ext} или $\mathbf{H}_{\text{treat}}$.

Сразу отметим, что в области 1 ($T > T_c$) ход кривых $\rho(T)_{H=\text{const}}$ фактически не зависит ни от величины магнитного поля, ни от способа его приложения.

Особенности поведения зависимостей $\rho(T)_{H=\text{const}}$, а также $d\rho/dT(T)$ в окрестности T_c (область 2) не зависят от способа приложения магнитного поля.

Существенные различия в ходе зависимостей $\rho(T)_{H=\text{const}}$ имеют место в области 3 ($T_{R=0} < T < T_c$). Для проведения сравнительного анализа особенностей поведения электросопротивления образцов от способа приложения магнитного поля и установления природы этих особенностей рассмотрим показанные на рис. 8 полевые зависимости температуры $T_{R=0}(H)$, при достижении которой появляется отличное от нуля сопротивление: в серии НН наблюдается практически линейная зависимость $T_{R=0}(H_{\text{ext}})$, в серии ОН — появление аномалии (провала) на кривой $T_{R=0}(H_{\text{ext}})$, в серии Н0 — очень слабая зависимость $T_{R=0}(H_{\text{treat}})$.

Следует полагать, что совокупность данных о полевых зависимостях $T_{R=0}$ физически эквивалентна температурным зависимостям критических полей фазовых переходов, сопровождающихся появлением резистивности при повышении температуры. Казалось бы, для гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ситуация „ $\rho \neq 0$ при $H = \text{const}$ “ начинает выполняться при повышении температуры, подобно ситуации „ $\rho \neq 0$ при $T = \text{const}$ “, которая начинает выполняться при повышении напряженности магнитного поля. Все это указывает на возможность протекания фазовых переходов в подсистеме слабых связей, обусловленных либо полным разрушением их сверхпроводимости, либо разрывом образуемой ими непрерывной сверхпроводящей цепи (см., например, [24,25]). Хотя кривые $T_{R=0}(H_{\text{ext}})$ и $T_{R=0}(H_{\text{treat}})$ можно рассматривать

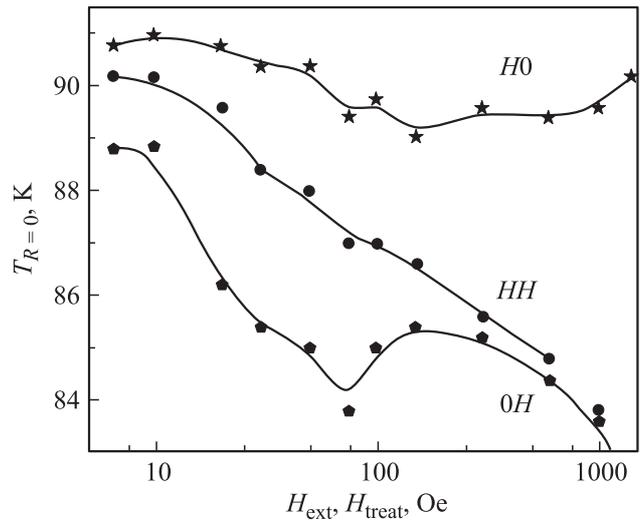


Рис. 8. Полевые зависимости температуры $T_{R=0}$, при которой обращается в нуль электросопротивление гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

как „отражение“ линий $H_{c2J}(T)$ на фазовых $H-T$ -диаграммах, возможность „прямого“ построения фазовых диаграмм на основе зависимостей $\rho(T)_{H=\text{const}}$ далеко не очевидна в силу следующих причин:

1) при подобном подходе определению подлежат только значения верхних критических полей слабых связей H_{c2J} (критерии для определения значений полей H_{c1g} для сверхпроводящих гранул отсутствуют);

2) данные, необходимые для установления природы аномального хода зависимостей $T_{R=0}(H_{\text{ext}})$ (серия ОН) и $T_{R=0}(H_{\text{treat}})$ (серия Н0), также отсутствуют.

В связи с этим представленные на рис. 8 данные в основном иллюстрируют существенные различия в ходе температурных зависимостей электросопротивления образцов при разных способах приложения магнитного поля. Для установления характера температурных зависимостей величин критических магнитных полей H_{c2J} и H_{c1g} в вихревой структуре гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в работе в основном применяется методический подход, основанный на анализе изотерм магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$.

4.3. Критические поля слабых связей и сверхпроводящих гранул. Значения критических магнитных полей слабых связей (H_{c2J}) и сверхпроводящих гранул (H_{c1g}) образцов гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ определялись на основании изотерм магнитосопротивления $\rho(H)_{T=\text{const}}$. Как хорошо известно (см., например, [4,18,19]), значению поля H_{c2J} соответствует начало отклонения хода кривой $\rho(H)_{T=\text{const}}$ от нулевого уровня, значению поля H_{c1g} — появление особенности на кривой $\rho(H)_{T=\text{const}}$, связанной с началом протекания процессов проникновения магнитного поля в сверхпроводящие гранулы и перераспределения поля между сла-

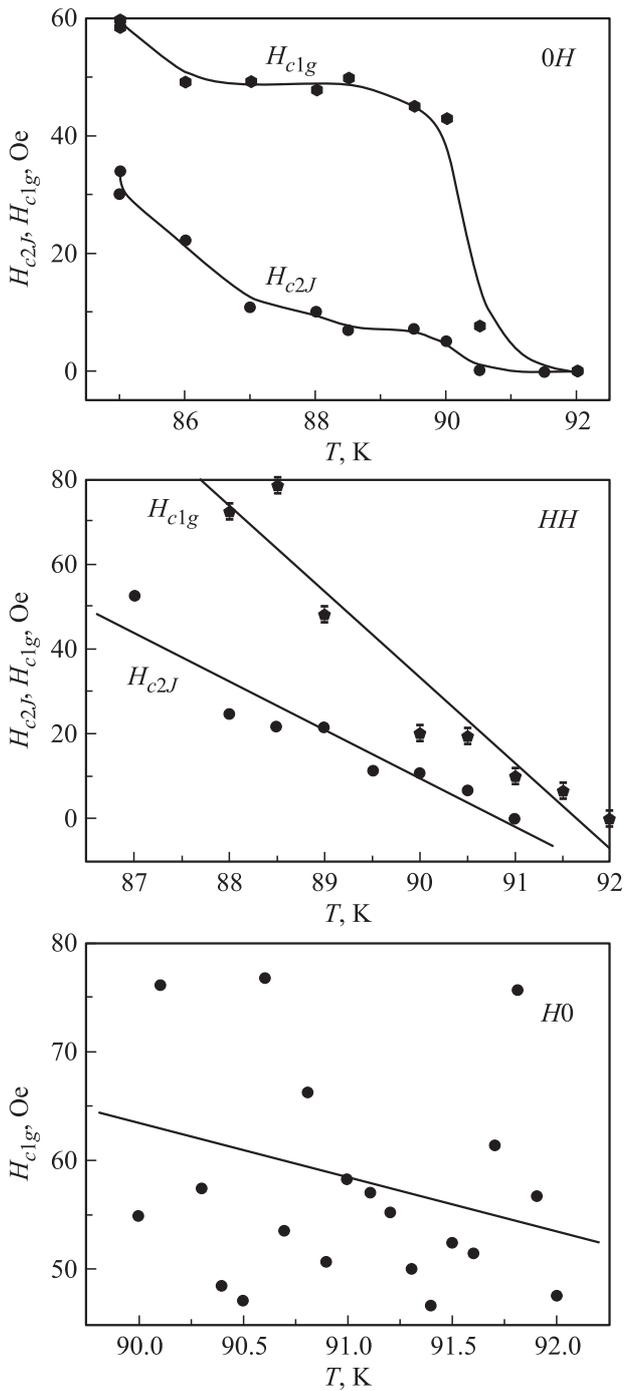


Рис. 9. Температурные зависимости критических полей H_{c2J} и H_{c1g} гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для образцов серий $0H$, HH и $H0$.

быми связями и гранулами. Температурные зависимости критических полей H_{c2J} и H_{c1g} представлены на рис. 9.

Как видно, характер этих зависимостей качественно различается: для серии $0H$ кривые $H_{c2J}(T)$ и $H_{c1g}(T)$ носят явно выраженный аномальный характер (при повышении температуры наблюдается резкое уменьшение поля H_{c1g} и заметный рост поля H_{c2J}); для серии HH зависимости $H_{c2J}(T)$ и $H_{c1g}(T)$ имеют практически ли-

нейный вид, вблизи T_c значения H_{c2J} и H_{c1g} обращаются в нуль; для серии $H0$ зависимость $H_{c1g}(T)$ очень слаба, эффекты, характерные для фазовых переходов в поле H_{c2J} , не обнаружены.

Следует полагать, что наличие столь существенных различий в ходе температурных зависимостей критических полей может быть обусловлено как начальными различиями в вихревой структуре образцов серий $0H$, HH и $H0$, так и особенностями протекания процессов эволюции вихревой структуры в образцах различного типа.

Действительно, из приведенных на рис. 9 данных следует, что только в случае охлаждения образцов в FC-режиме температурные зависимости критических полей носят практически линейный характер, типичный для сверхпроводников второго рода [1] (в том числе и для гранулярных ВТСП [2]). Можно предположить, что сравнительно медленное охлаждение в магнитном поле обеспечивает поддержание динамического равновесия между плотностью вихрей Джозефсона и Абрикосова в обеих подсистемах двухуровневой системы гранулярных ВТСП.

Зависимости же $H_{c2J}(T)$ и $H_{c1g}(T)$ для образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, охлажденных в ZFC-режиме, носят явно выраженный аномальный характер. Приложение поля H_{ext} при $T < T_c$ создает заведомо неравновесное распределение плотности вихрей Джозефсона и Абрикосова в двухуровневой системе, релаксация такого состояния может приводить к включению дополнительных механизмов эволюции вихревой структуры.

„Магнитная закалка“ образцов серии $H0$, по-видимому, формирует в них магнитное состояние, когда приложение поля обработки H_{treat} приводит к захвату сверхпроводящими гранулами магнитного поля H_{trap} . Из-за низких значений H_{trap} (для появления магнитосопротивления гранул должно выполняться условие $H_{trap} > H_{c1g}$) область появления магнитосопротивления сужается до 1.5–2 К, а величина критического поля $H_{c2J} \rightarrow 0$.

4.4. Температурные зависимости магнитосопротивления. Очевидно, что приведенные выше данные о существенном влиянии способа магнитной обработки гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на особенности фазовых $H-T$ -диаграмм вносят весомый вклад в решение проблемы выяснения природы процессов формирования и эволюции вихревых структур. Однако основную, по нашему мнению, информацию о природе и механизмах подобных процессов несут данные об отклике обеих подсистем двухуровневой системы гранулярных ВТСП на внешнее воздействие — проникновение магнитного поля в виде вихрей Абрикосова и Джозефсона и взаимодействие вихрей с гранулами и межгранулярными границами (слабыми связями).

Таким откликом, естественно, служит появление и последующее изменение величины и распределения по магнитному полю эффекта магнитосопротивле-

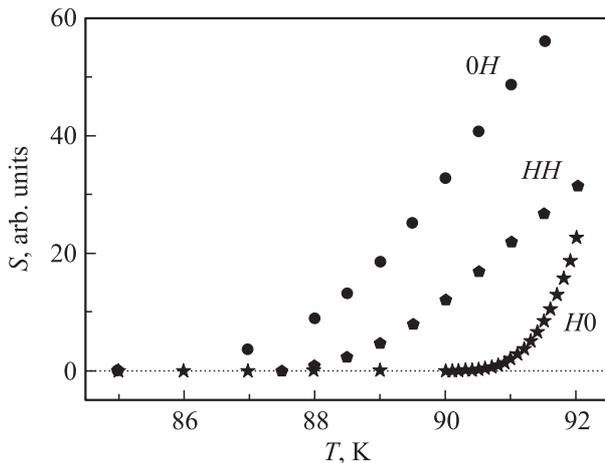


Рис. 10. Температурные зависимости суммарной величины магнитосопротивления гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для образцов серий $0H$, HH и $H0$.

ния $\rho(H)_{T=\text{const}}$. В качестве интегральной меры этого эффекта можно рассматривать площадь под кривой $\rho(H)_{T=\text{const}}$ — изотермой магнитосопротивления во всем диапазоне значений напряженности магнитного поля \mathbf{H}_{ext} (или $\mathbf{H}_{\text{treat}}$):

$$S = \int_0^{H_{\text{max}}} \rho(H) dH. \quad (2)$$

Температурные зависимости величин $S(T)$ для серий $0H$, HH и $H0$ образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, представленных на рис. 5–7, показаны на рис. 10.

Отличия в уровне магнитосопротивления образцов гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ различных серий очень велики. Так, соотношение между площадями под кривыми $S(T)$ для образцов, охлажденных в FC-режиме (серия HH) и ZFC-режиме (серия $0H$), составляет примерно 1:3. Площадь под кривой $S(T)$ для образца, подвергнутого „магнитной закалке“ (серия $H0$), в несколько раз меньше.

На основании данных о поведении зависимостей $S(T)$, $H_{c2l}(T)$ и $H_{c1g}(T)$ для образцов серий $0H$, HH и $H0$ можно восстановить адекватную картину возникновения и эволюции вихревой структуры в гранулярном ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

1. Сочетание умеренно высокого уровня магнитосопротивления с отсутствием аномалий (линейный ход температурных зависимостей величин критических полей слабых связей H_{c2l} и сверхпроводящих гранул H_{c1g} при приложении магнитного поля в FC-режиме свидетельствует в пользу гипотезы об установлении динамического равновесия между плотностью вихрей Джозефсона и Абрикосова в широком диапазоне температур и магнитных полей).

2. Магнитная обработка в „экстремальном“ ZFC-режиме приводит к значительному повышению уровня маг-

нитосопротивления и появлению аномальных температурных зависимостей величин критических полей H_{c2l} и H_{c1g} , что указывает на возможность генерации высокой плотности вихрей Джозефсона в межгранулярной среде при начальном включении магнитного поля и последующей эволюции вихревой структуры путем перераспределения поля между слабыми связями и сверхпроводящими гранулами при $\mathbf{H}_{\text{ext}} > H_{c1g}(T)$.

3. Результатом „магнитной закалки“ является наличие крайне низкого уровня магнитосопротивления и практически полное отсутствие вклада слабых связей в процесс диссипации, что указывает на малую величину захваченного поля \mathbf{H}_{trap} , создаваемого вихрями Абрикосова в сверхпроводящих гранулах.

5. Заключение

Стратегия достижения цели настоящей работы — установление природы и механизмов эволюции вихревой структуры гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под действием температуры и магнитного поля — заключалась в изучении в рамках единой программы резистивных характеристик образцов, строго идентичных по составу и свойствам, но различающихся способом приложения магнитного поля, и проведении сравнительного анализа полученных результатов.

Получены следующие основные результаты.

1. Установлено, что основным фактором, определяющим поведение резистивных и гальваномагнитных свойств гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, является способ приложения магнитного поля.

2. Показано, что независимо от способа приложения магнитного поля ход температурной зависимости электросопротивления в магнитном поле $\rho(T)_{H=\text{const}}$ носит сходный характер.

3. Показано, что ход изотерм магнитосопротивления $\rho(T)_{H=\text{const}}$ носит качественно различный характер в зависимости от способа приложения магнитного поля: появление максимумов (ZFC-режим), появление перегибов (FC-режим), выход на насыщение (FC-режим, сброс поля) в окрестности критического поля H_{c1g} .

4. Обнаружено, что температурные зависимости величин критических полей слабых связей (H_{c2l}) и сверхпроводящих гранул (H_{c1g}) носят линейный характер в случае приложения поля в FC-режиме, при приложении поля в ZFC-режиме зависимости $H_{c2l}(T)$ и $H_{c1g}(T)$ носят аномальный характер.

5. Показано, что величина суммарного магнитосопротивления в диапазоне от нуля до H_{max} S резко уменьшается при переходе от ZFC- к FC-режиму приложения магнитного поля.

6. На основе сравнительного анализа температурных зависимостей величин электросопротивления, магнитосопротивления и критических полей фазовых переходов

в образцах гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, подвергнутых различным видам магнитной обработки, развиты представления о природе и механизмах эволюции вихревой структуры под действием температуры и магнитного поля.

Список литературы

- [1] Л.В. Шубников, В.И. Хоткевич, Ю.Д. Шепелев, Ю.Н. Рябинин. *ЖЭТФ* **7**, 2, 221 (1935).
- [2] M. Tinkham, C.J. Lobb. *Solid State Phys.* **42**, 91 (1989); L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
- [3] С.А.М. dos Santos, C.J.V. Oliveira, M.S. da Luz, A.D. Bortolozo, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machado. *Phys. Rev. B* **74**, 184 526 (2006).
- [4] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **46**, 10, 1740 (2004).
- [5] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖТФ* **78**, 3, 36 (2008).
- [6] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 5, 922 (2008).
- [7] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.А. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, 5, 865 (2011); Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, Ю.С. Гохфельд, М.И. Петров. *ЖЭТФ* **135**, 2, 271 (2009).
- [8] С.А.М. dos Santos, M.S. da Luz, V. Ferreira, A.J.S. Machado. *Physica C* **391**, 345 (2003).
- [9] M.S. da Luz, С.А.М. dos Santos, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machado, R.F. Jardim. *Brazil. J. Phys.* **37**, 1155 (2007).
- [10] K. Kiliç, A. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. *Phys. Rev. B* **68**, 144 513 (2003); *J. Appl. Phys.* **95**, 1924 (2004); *New J. Phys.* **7**, 212 (2005).
- [11] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlesinger, Y.M. Strelniker, S. Havlin. *Phys. Rev. B* **67**, 104 599 (2003).
- [12] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184 514 (2002).
- [13] P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero, I. Puica. *Phys. Rev. B* **65**, 132 512 (2002).
- [14] O.V. Gerashchenko. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 690 (2003).
- [15] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **11**, 4, 710 (2004).
- [16] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, 8, 1374 (2006).
- [17] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **49**, 10, 1744 (2007).
- [18] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **52**, 8, 1479 (2010).
- [19] D.A. Balaev, S.I. Popkov, E.I. Sabitova, S.V. Semenov, K.A. Shaykhutdinov, A.V. Shabanov, M.I. Petrov. *J. Appl. Phys.* **110**, 093 918 (2011).
- [20] T.V. Sukhareva. *J. Supercond. Novel Magn.* **26**, 5, 2021 (2013).
- [21] V.A. Finkel', V.M. Arzhavtin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [22] А.А. Блинкин, В.В. Деревянко, А.Н. Довбня, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, И.Н. Шляхов. *ФТТ* **48**, 11, 1921 (2006).
- [23] U. De, S. Kalavathi, T.S. Radhakrihman, G.V. Subba Rao. *J. de Phys. Coll. C8 (Suppl.)* **49**, 12, 2167 (1988).
- [24] T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **16**, 4, 408 (2009).
- [25] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. *Supercond. Sci. Technol.* **18**, 332 (2000).