

Фазовый переход Березинского–Костерлица–Таулесса в джозефсоновской среде двухуровневого гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» НАН Украины,
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: t.sukhareva.2003@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 19 октября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Проведены измерения температурных зависимостей электросопротивления гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ $\rho(T)$ при различных значениях напряженности поперечного внешнего магнитного поля при $0 \leq H_{ext} \leq 100$ Э в диапазоне температур от температуры появления резистивности $T_{\rho=0}$ до критической температуры сверхпроводящего перехода T_c при плотности транспортного тока от 50 до 2000 mA/cm^2 . Изучено влияние температуры и напряженности внешнего магнитного поля, плотности транспортного тока на кинетику фазовых переходов в обеих подсистемах гранулярного ВТСП. Установлена возможность протекания и изучены условия реализации топологического фазового перехода — перехода Березинского–Костерлица–Таулесса в джозефсоновской среде.

Проведено вимірювання температурних залежностей електроопору гранулярного високотемпературного надпровідника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ $\rho(T)$ при різних значеннях напруженості поперечного зовнішнього магнітного поля при $0 \leq H_{ext} \leq 100$ Е в діапазоні температур від температури появи резистивності $T_{\rho=0}$ до критичної температури надпровідного переходу T_c при щільності транспортного струму від 50 до 2000 mA/cm^2 . Вивчено вплив температури, напруженості зовнішнього магнітного поля і щільності транспортного струму на кінетику фазових переходів в обох підсистемах гранулярного ВТНП. Встановлено можливість протікання та вивчено умови реалізації топологічного фазового переходу — переходу Березинського–Костерлиця–Таулесса в джозефсонівському середовищі.

PACS: 74.25.-q Свойства сверхпроводников;
74.72.-h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: топологический фазовый переход, двухуровневый гранулярный высокотемпературный сверхпроводник, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, джозефсоновская среда, магнитное поле, транспортный ток, вольт-амперные характеристики.

1. Введение

Цель настоящей работы — установление возможности протекания топологического фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) в джозефсоновской среде на основе экспериментального изучения особенностей характера влияния температуры, внешнего магнитного поля и транспортного тока на электрофизические свойства типичного представителя двухуровневых высокотемпературных гранулярных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Описание поведения гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) во внешнем магнитном поле возможно в рамках двухуровневой модели критического состояния [1]. В рамках данной модели гранулярные ВТСП рассматриваются как совокупность двух подсистем сверхпроводников второго рода [2]: трехмерных сверхпроводящих гранул с сильной сверхпроводимостью и двумерных межгранулярных границ — джозефсоновских «слабых связей» со слабой сверхпроводимостью.

В рамках двухуровневой модели для сверхпроводящих гранул (зерен) (индексы g) и межгранульных границ — джозефсоновских «слабых связей» (индекс J):

$$T_c = T_{cg} = T_{cJ}, \quad H_{c1g}(T) > H_{c1J}(T),$$

$$H_{c2g}(T) > H_{c2J}(T), \quad I_{cg}(T, H_{\text{ext}}) \gg I_{cJ}(T, H_{\text{ext}}), \quad (1)$$

где T_{cg} и T_{cJ} — критические температуры, H_{c1g} и H_{c1J} — критические поля начала процесса проникновения магнитного поля в подсистемы гранулярного сверхпроводника, H_{c2g} и H_{c2J} — критические поля полного проникновения магнитного поля в подсистемы гранулярного сверхпроводника, I_{cg} , I_{cJ} — критические токи.

Казалось бы, система уравнений (1) вполне адекватно описывает процессы проникновения магнитного поля в обе подсистемы двухуровневого гранулярного сверхпроводника, а также разрушение сверхпроводящего состояния. Проникновение внешнего магнитного поля H_{ext} в гранулярные высокотемпературные сверхпроводники реализуется при помощи вихрей Абрикосова в гранулы при $H_{\text{ext}} > H_{c1g}$ и вихрей Джозефсона в «слабые связи» при $H_{\text{ext}} > H_{c1J}$. При этом, однако, вопрос о характере влияния плотности транспортного тока (j) на критические параметры гранулярных ВТСП достаточно сложен. Принципиально возможны два канала воздействия транспортного тока на критические температуры и критические поля сверхпроводящих гранул и «слабых связей» (см., например, [3–6]): а) посредством создаваемого током магнитного поля и б) путем «прямого» воздействия тока на вихревую структуру двухуровневого ВТСП. Почти очевидно, что прямое воздействие транспортного тока может заметно влиять лишь на процессы, протекающие в джозефсоновской среде (речь идет об эволюции системы «слабых связей» — возникновение и движение одиночных «слабых связей», появление их конгломератов и образование непрерывных джозефсоновских контактов).

Стратегия достижения цели работы фактически включала выполнение следующих этапов:

1) изучение температурных зависимостей электросопротивления гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фиксированных значениях напряженности внешнего магнитного поля и плотности транспортного тока;

2) установление влияния плотности транспортного тока на общий уровень электросопротивления $\Sigma(j)$ гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в широком диапазоне температур (от температуры появления резистивности $T_{p=0}$ до критической температуры T_c) при фиксированных значениях напряженности внешнего магнитного поля;

3) определение характера влияния плотности транспортного тока на кинетику протекания фазовых переходов T_c , T_{c1g} , $T_{c2J}(T_{p=0})$ в обеих подсистемах двухуровневого ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ во внешних магнитных полях;

4) восстановление на основании полученных экспериментальных данных о температурных зависимостях электросопротивления гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вольт-амперных характеристик (ВАХ) в широком диапазоне температур;

5) установление на основе полученных ВАХ температурных зависимостей джозефсоновских критических токов и возможностей протекания фазовых переходов в джозефсоновской среде*.

2. Методические аспекты исследований

Объектами исследования в настоящей работе 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» [11–13].

Для измерений температурных зависимостей электросопротивления гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в зависимости от величины и ориентации внешнего магнитного поля была разработана специальная установка [14–16], в которой для создания магнитного поля применялась магнитная система, состоящая из пар постоянных магнитов из высококоэрцитивного сплава $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.

В настоящей работе измерения температурных зависимостей удельного электросопротивления проводились в диапазоне температур 70–100 К при фиксированных значениях напряженности внешнего поперечного магнитного поля $H_{\text{ext}} = 0, 25, 50$ и 100 Э и при фиксированных значениях плотности транспортного (измерительного) тока $j = 50, 100, 250, 500, 1000$ и 2000 mA/cm^2 .

3. Результаты исследования

3.1. Температурные зависимости электросопротивления

В качестве примера на рис. 1 представлены температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ при различных значениях j в нулевом магнитном поле (а) и при $H_{\text{ext}} = 100$ Э (б).

Как видно, рост j приводит к повышению уровня электросопротивления во всем диапазоне температур. При $H_{\text{ext}} = 100$ Э на всех кривых наблюдается тенденция к появлению максимума**. В нулевом же магнитном поле тенденция к появлению максимумов на зависимостях $\rho(T)$ отсутствует.

* Перспективность анализа поведения ВАХ для обнаружения БКТ перехода рассматривалась в ряде теоретических работ (см., например, [7–10]).

** Аналогичный ход имеют кривые $\rho(T)$ при $H_{\text{ext}} = 25$ и 50 Э.

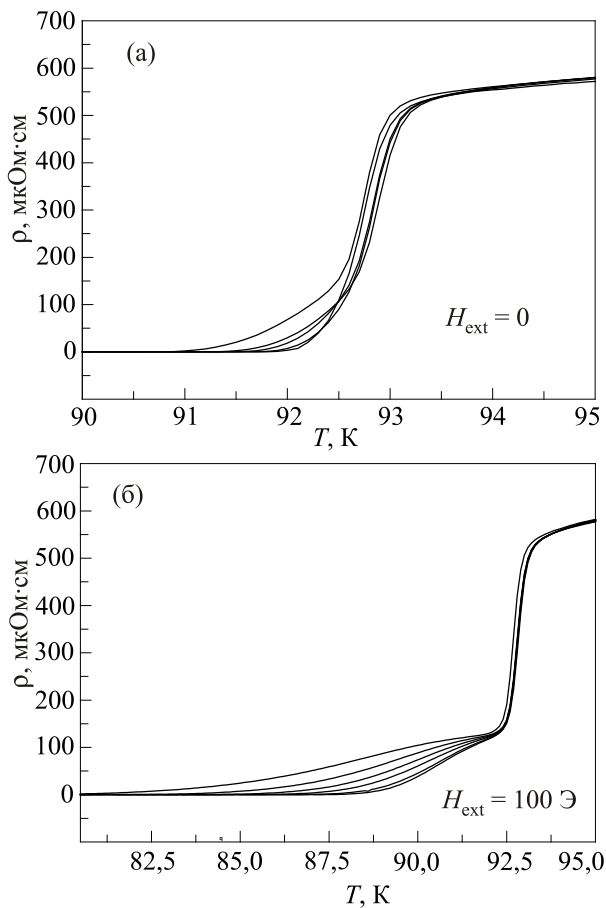


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ при $H_{\text{ext}} = 0$ (а) и 100 (б) Э. Величины плотности транспортного тока составляют (снизу вверх): $j = 50, 100, 250, 500, 1000$ и 2000 mA/cm^2 .

3.2. Влияние плотности транспортного тока на общий уровень электросопротивления

Очевидно, что «локальной» мерой резистивности двухуровневых гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при заданном значении j может служить суммарная величина электросопротивления в диапазоне температур $T_{p=0} < T < T_c$ (речь идет о площадях под кривыми $\rho(T)_{j=\text{const}}$ при фиксированных значениях H_{ext}).

На рис. 2 приведены зависимости суммарного уровня электросопротивления Σ от плотности транспортного тока при заданных значениях напряженности внешнего магнитного поля.

Как видно, имеет место существенное различие в ходе зависимостей $\Sigma(j)$ в случаях нулевого значения напряженности внешнего магнитного поля и при $25 \text{ Oe} \leq H_{\text{ext}} \leq 100 \text{ Oe}$:

1) форма кривых $\Sigma(j)$ меняется от слабовогнутой (практически линейной) при $H_{\text{ext}} = 0$ до выпуклой (в первом приближении — экспоненциальной) при $H_{\text{ext}} > 0$;

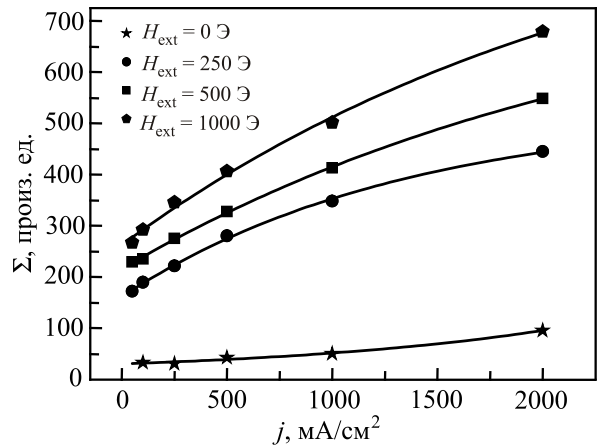


Рис. 2. Зависимости общего уровня электросопротивления от плотности транспортного тока при заданных значениях напряженности внешнего магнитного поля.

2) общий уровень электросопротивления $\Sigma_{j=\text{const}}$ даже в минимальном магнитном поле в несколько раз превышает $\Sigma_{j=\text{const}}$ при $H_{\text{ext}} = 0$.

3.3. Влияние плотности транспортного тока на протекание фазовых переходов T_c, T_{c1g}, T_{c2J} ($T_p = 0$)

На рис. 3 представлены зависимости критических температур фазовых переходов (ФП) T_c, T_{c1g}, T_{c2J} ($T_p = 0$) от плотности транспортного тока j при $H_{\text{ext}} = 25, 50$ и 100 Э.

3.4. Вольт-амперные характеристики во внешних магнитных полях при $T_p = 0 < T < T_c$

Полученные в эксперименте температурные зависимости удельного электросопротивления позволяют надежно установить условия протекания ФП при $T = T_{c2J}$ ($T_p = 0$). Фактически речь идет об условиях образования,

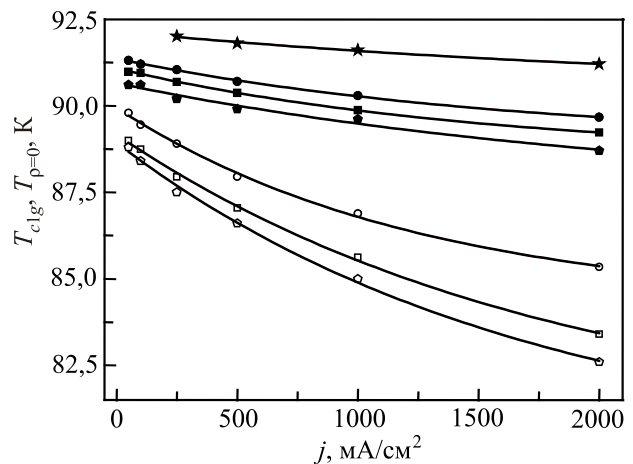


Рис. 3. Зависимости критических температур фазовых переходов T_c, T_{c1g}, T_{c2J} ($T_p = 0$) от плотности транспортного тока в различных магнитных полях. Символы для обозначения различных магнитных полей те же, что и на рис. 2. Символом «★» обозначен ФП при $T = T_c$, темные символы относятся к ФП при $T = T_c$ и T_{c1g} , светлые символы — к ФП при $T = T_{c2J}$ ($T_p = 0$).

как полагают в [17,18], непрерывного джозефсоновского контакта определенного типа.

Прямым результатом измерений является получение температурных зависимостей электросопротивления образцов гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фиксированных значениях напряженности внешнего магнитного поля и плотности транспортного тока $\rho(T)$. Очевидно, что для установления возможности протекания фазовых переходов в джозефсоновской среде основной интерес представляет определение характера поведения вольт-амперных характеристик (ВАХ) при фиксированных значениях температуры и напряженности внешнего магнитного поля. В данной работе речь идет о физически идентичной ВАХ зависимости напряженности электрического поля E от плотности транспортного тока. Это означает, что результаты измерений (кривые $\rho(T)_{j=\text{const}}$) необходимо преобразовать в кривые $E(j)_{T=\text{const}}$, где напряженность электрического поля $E \equiv \rho j$. Для этого матрицу $\rho(T)_{j=\text{const}}$ транспонировали в матрицу $\rho(j)_{T=\text{const}}$. В этой связи провели интерполяцию полученных значений $\rho(T)_{j=\text{const}}$ к определенным значениям температуры с «шагом» 0,1 К. В качестве примера на рис. 4 представлена часть полученных подобным образом изотерм $E(j)_{H_{\text{ext}}=100 \text{ Э}}$.

Как видно, все ВАХ носят заведомо нелинейный характер за исключением зависимости $E(j)_{T=93 \text{ К}}$, т.е. при $T > T_c$. Обращает на себя внимание заметное изменение хода ВАХ $E(j)$ при $T \approx 86 \text{ К}$ (соответствующая изотерма отмечена на рис. 4 символом «звездочка»).

4. Обсуждение результатов

4.1. Природа экстремального поведения кривых электросопротивления $\rho(T)$

Основные различия в поведении температурных зависимостей электросопротивления при $H_{\text{ext}} \neq 0$ и $H_{\text{ext}} = 0$ (см. рис. 1) заключаются в следующем:

1. В магнитном поле область перехода от сверхпроводящего к нормальному состоянию ($T_{\rho=0} - T_c$) достаточно широка; повышение j приводит как к росту электросопротивления, так и к расширению «переходной области» $T_{\rho=0} - T_c$; на всех кривых $\rho(T)$ присутствуют явно выраженные максимумы.

2. В нулевом магнитном поле область $T_{\rho=0} - T_c$ существенно сужается — сопротивление обращается в нуль в непосредственной близости к сверхпроводящему переходу; на кривых $\rho(T)$ максимумы отсутствуют.

Появление максимума на кривых $\rho(T)$ при $H_{\text{ext}} \neq 0$ обусловлено изменением механизма диссипации в результате протекания процесса перераспределения магнитного потока между обеими подсистемами двухуровневого гранулярного ВТСП [19,20] — высокий уровень диссипации на «слабых связях» сменяется умеренным уровнем диссипации на сверхпроводящих гранулах (подобный процесс имеет место в окрестности температуры T_{c1g} [21]). Исчезновение же макси-

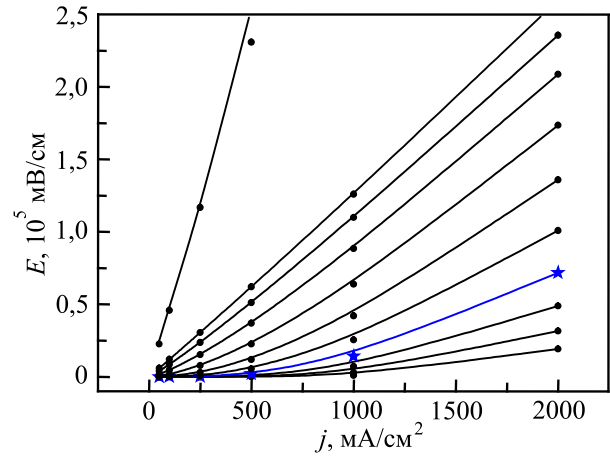


Рис. 4. Зависимости напряженности электрического поля E от плотности транспортного тока при $H_{\text{ext}} = 100 \text{ Э}$. Для удобства графического представления результатов показано ограниченное количество кривых $E(j)_{T=\text{const}}$. Снизу вверх $T = 83, 84, \dots, 93 \text{ К}$.

муму на кривых $\rho(T)$ при $H_{\text{ext}} = 0$, очевидно, обусловлено практически полным отсутствием подсистемы «слабых связей» в нулевом магнитном поле.

Наличие эффектов расширения «переходной области» $T_{\rho=0} - T_c$ и заметного повышения электросопротивления при росте j является результатом прямого воздействия транспортного тока на процессы диссипации путем расширения сети непрерывных джозефсоновских контактов [17,18].

4.2. Природа зависимости общего уровня электросопротивления $\Sigma(j)$ от плотности транспортного тока

Как известно, в области низкополевой электродинамики гранулярных ВТСП ($H_{c1J} < H_{\text{ext}} < H_{c1g}$) диссипативные свойства гранулярных ВТСП обусловлены исключительно процессами, протекающими в джозефсоновской среде под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока [22], а при $H_{\text{ext}} > H_{c1g}$ диссипацию связывают с протеканием как межгранулярных, так и внутригранулярных токов [23,24].

Надо полагать, что общий уровень электросопротивления может служить интегральной мерой интенсивности диссипативных процессов. Таким образом, совокупность приведенных в работе экспериментальных данных (см. рис. 2) однозначно указывает на то, что основной вклад в электросопротивление двухуровневого ВТСП вносят эффекты прямого воздействия транспортного тока на диссипативные процессы, протекающие в джозефсоновской среде. Существенно то, что суммарный уровень электросопротивления $\Sigma(j, H_{\text{ext}})$ относительно слабо зависит от величины напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} , но значительно возрастает при увеличении плотности транспортного тока j .

4.3. Механизмы и кинетика фазовых переходов в обеих подсистемах двухуровневого ВТСП

В рамках настоящей работы впервые установлено, что:

- 1) изменение плотности транспортного тока j практически не влияет на значение критической температуры $T_c = T_{cg}$ в подсистеме сверхпроводящих гранул;
- 2) повышение j приводит к заметному понижению температуры T_{c1g} фазового перехода, сопровождаемого процессом перераспределения магнитного потока между обеими подсистемами двухуровневого ВТСП [21];
- 3) изменение j оказывает максимальное влияние на кинетику фазовых переходов в джозефсоновской среде.

Из изложенного следует, что субъектом прямого воздействия транспортного тока на электросопротивление двухуровневого гранулярного ВТСП служат исключительно джозефсоновские «слабые связи». Весомым аргументом в пользу подобного суждения могут служить также данные о зависимости температур фазовых переходов от плотности транспортного тока j , приведенные на рис. 3.

4.4. Установление возможности протекания топологического фазового перехода в джозефсоновской среде под действием транспортного тока

Как отмечалось во Введении, проблема возможности протекания фазовых переходов в джозефсоновской среде является центральной в настоящей работе. Если вопрос о существовании ФП при $T = T_{c1J}$ и T_{c2J} не вызывает сомнений (см., например, [1]), то само существование каких-либо иных ФП в джозефсоновской среде до сих пор окончательно не установлено. Для установления возможности протекания ФП при $T \neq T_{c1J}$ и $T \neq T_{c2J}$ в первую очередь необходимо развитие и совершенствование методологии изучения фазовых переходов в джозефсоновской среде. Основой методологии может служить анализ поведения достаточно представительной совокупности ВАХ, полученных в относительно невысоких магнитных полях в достаточно широком диапазоне значений j при температурах $T_p = 0 < T < T_c$.

На рис. 4 приведен набор изотерм $E(j)$, полученных во внешнем магнитном поле $H_{ext} = 100$ Э.

Как известно (см., например, [5,6,19,23,25–27]), в относительно слабых магнитных полях вольт-амперная характеристика $E(j)$ гранулярных ВТСП в первом приближении может быть описана полуфеноменологической степенной функцией:

$$E = A[j - j_c(T, H_{ext})]^v, \quad (2)$$

где A — параметр пропорциональности, зависящий от диссипативных свойств объекта исследований, $j_c \equiv j_{cJ}$ — значение критической плотности джозефсоновского тока, v — коэффициент нелинейности ВАХ.

На рис. 5 представлены зависимости критической плотности джозефсоновского тока $j_{cJ}(T)$ для $H_{ext} = 25, 50, 100$ Э, полученные в соответствии с уравнением (2).

На рисунке видно, что в очень узком диапазоне температур ($\Delta T_{BKT} \sim 0,1$ К) наблюдаются явно выраженные скачки критической плотности джозефсоновского тока j_{cJ} . При этом критическая плотность тока падает в несколько раз (!). При тех же температурах обнаружены характерные скачки на кривых $A(T)$ и $v(T)$. На врезке на рис. 5 показано, что величина скачка критической плотности тока Δj_{cJ} растет при повышении H_{ext} , при этом положение скачка сдвигается в сторону низких температур.

Впервые полученные данные об эволюции ВАХ (см. изотерму, помеченную «звездочками» на рис. 4) свидетельствуют о том, что в очень узком интервале температур происходит фазовый переход в подсистеме «слабых связей».

Есть веские основания полагать, что наблюдаемые эффекты скачкообразного изменения параметров ВАХ связаны с протеканием топологического фазового перехода — перехода Березинского–Костерлица–Таулесса (ВКТ переход) [28,29] в джозефсоновской среде (связь появления особенностей на ВАХ с протеканием ВКТ перехода в двумерной джозефсоновской среде рассматривалась, в частности, в работах [7–10]).

Можно предположить, что обнаруженные в работе скачки величины j_{cJ} при $T = T_{BKT}$ сопровождаются включением дополнительного механизма диссипации в джозефсоновской среде. Речь может идти о росте электросопротивления, обусловленного образованием системы непрерывных джозефсоновских контактов, не реализующейся при $T < T_{BKT}$.

Заключение

В настоящей работе впервые получены следующие принципиально важные результаты:

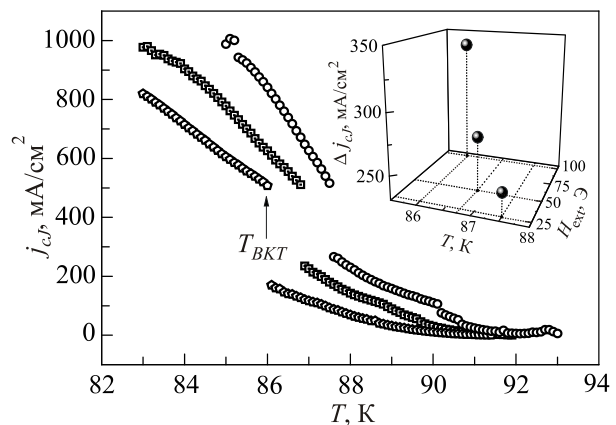


Рис. 5. Температурные зависимости критической плотности джозефсоновского тока j_{cJ} для $H_{ext} = 25$ (○), 50 (□), 100 (△) Э. На врезке: зависимость величины скачка Δj_{cJ} от температуры и напряженности внешнего магнитного поля.

1. Обнаруженные эффекты аномального поведения параметров ВАХ в узком интервале температур указывают на протекание топологического фазового перехода — перехода Березинского–Костерлица–Таулесса в джозефсоновской среде в результате прямого воздействия транспортного тока.

2. Поведение температурных зависимостей электропроводности в условиях приложения внешнего магнитного поля и в нулевом магнитном поле носит принципиально различный характер.

3. Температурная зависимость электросопротивления во внешних магнитных полях во всем диапазоне значений плотности транспортного тока носит экстремальный характер.

4. Общий уровень электросопротивления относительно слабо зависит от величины напряженности внешнего магнитного поля, но значительно возрастает при увеличении плотности транспортного тока.

5. Рост плотности транспортного тока практически не влияет на критическую температуру сверхпроводящего перехода, сопровождается заметным понижением температуры начала процесса проникновения магнитного поля в сверхпроводящие гранулы T_{c1g} и приводит к существенному понижению температуры начала диссипации в джозефсоновской среде $T_{c2}(T_p=0)$.

Авторы выражают благодарность В.В. Деревянко и Ю.Н. Шахову за помощь в работе.

1. B. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
2. J.N. Rjabinin and L.W. Shubnikow, *Nature* **134**, 260 (1934).
3. D. Goldschmidt, *Phys. Rev. B* **39**, 9139 (1989).
4. М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, *ВФН* **160**, 49 (1990).
5. Е.З. Мейлихов, *ВФН* **163**, 27 (1993).
6. W.A.T. Passos, P.N. Lisboa-Filho, and W.A. Ortiz, *JMMM* **226–230**, 293 (2001).
7. Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria, E.M. Gonzalez, J.L. Vicent, and P. Prieto, *Phys. Rev. B* **70**, 064502 (2004).
8. L. Miu, *Romanian Rep. Phys.* **60**, 713 (2008).
9. Qing-Hu Chen, Huan Liu, and Jian-Ping Lv, *J. Appl. Phys.* **105**, 093919 (2009).
10. M.P. Stehno, V. Orlyanchik, C.D. Nugroho, P. Ghaemi, M. Brahlek, N. Koirala, S. Oh, and D. J. Van Harlingen, *Phys. Rev. B* **93**, 035307 (2016).
11. V.A. Finkel', V.M. Arzhavtin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, and Yu.Yu. Razdovskii, *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
12. V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, and V.A. Finkel, *Funct. Mater.* **11**, 710 (2004).
13. V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, and V.A. Finkel, *Phys. Solid State* **46**, 1798 (2004).
14. V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel, and Yu.N. Shakhov, *Phys. Solid State* **56**, 649 (2014).
15. A.M. Bovda, V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, and V.A. Finkel, *Funct. Mater.* **21**, 360 (2014).

16. V.V. Derevyanko, M.S. Sungurov, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel, and Yu.N. Shakhov, *Phys. Solid State* **59**, 229 (2017).
17. С.Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994); S.L. Ginzburg, O.V. Gerashchenko, and A.I. Sibilev, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 395 (1997).
18. О.В. Геращенко, *Письма в ЖТФ* **25**, №3, 8 (1999).
19. T.V. Sukhareva, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 2021 (2013).
20. T.V. Sukhareva, *Funct. Mater.* **19**, 446 (2012).
21. V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, and V.A. Finkel, *Phys. Solid State* **59**, 1492 (2017).
22. O.V. Gerashchenko, *Techn. Phys. Lett.* **25**, 86 (1999).
23. S.S. Bungre, S.M. Cassidy, A.D. Caplin, N. McN. Alford, and T.W. Button, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, S250 (1991).
24. D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanescu, P. Tura, and A. Masoero, *Phys. Rev. B* **66**, 184514 (2002).
25. T.V. Sukhareva and V.A. Finkel, *Phys. Solid State* **54**, 451 (2012).
26. Z.X. Cai and D.O. Welch, *Phys. Rev. B* **45**, 2385 (1992).
27. M.T. González, S.R. Currás, J. Maza, and F. Vidal, *Phys. Rev. B* **63**, 224511 (2001).
28. V.L. Berezinskii, *Sov. Phys. JETP* **32**, 493 (1971); *ibid.* **34**, 610 (1972).
29. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 1181 (1973).

The Berezinskii–Kosterlitz–Thouless phase transition in the Josephson medium of a two-level granular high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

T.V. Sukhareva and V.A. Finkel

The temperature dependences of the electrical resistivity of a granular high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $\rho(T)$ at different values of the transverse external magnetic field strength at $0 \leq H_{\text{ext}} \leq 100$ Oe are measured in the temperature range from the temperature of the appearance of resistivity $T_p=0$ to the critical temperature of the superconducting transition T_c at the transport current density from 50 to 2000 mA/cm². The effect of the temperature and the strength of the external magnetic field, the transport current density on the kinetics of the phase transitions in both subsystems of the granular HTSC are studied. The possibility of flowing and studying the conditions for realizing the topological phase transition — the Berezinskii–Kosterlitz–Thouless transition in the Josephson medium — is established.

PACS: 74.25.-q Properties of superconductors;
74.72.-h Cuprate superconductors.

Keywords: topological phase transition, two-level granular high-temperature superconductor, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Josephson medium, magnetic field, transport current, current–voltage characteristics.