

02,05

Универсальность поведения гистерезиса магнитосопротивления и его температурной эволюции для гранулярных высокотемпературных сверхпроводников $Y-Ba-Cu-O$

© С.В. Семенов^{1,2}, Д.А. Балаев^{1,2}, М.И. Петров¹¹ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

E-mail: svsemenov@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 17 марта 2021 г.

В окончательной редакции 17 марта 2021 г.

Принята к публикации 22 марта 2021 г.

Посвящена установлению закономерности в поведении гистерезиса магнитосопротивления $R(H)$ гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) иттриевой системы. Для этого проведено сравнительное исследование магнитотранспортных свойств образцов гранулярных ВТСП, обладающих (i) примерно одинаковыми магнитными свойствами и температурами начала сверхпроводящего перехода (90.5–93.5 К, что характеризует ВТСП гранулы) и (ii) различной величиной транспортного критического тока J_C (что характеризует межгранулярные границы). Несмотря на значительный разброс в величинах J_C (более чем на порядок) исследованных трех образцов, обнаружено универсальное поведение гистерезиса магнитосопротивления, видимо, присущее всем гранулярным $Y-Ba-Cu-O$. Гистерезис $R(H)$ очень широкий, и в достаточно большом интервале внешнего поля зависимость ширины гистерезиса магнитосопротивления ΔH от поля H_{dec} (внешнее поле $H = H_{dec}$ для убывающей ветки гистерезиса) близка к линейной функции: $\Delta H \approx H_{dec}$. Это поведение наблюдается для всей температурной области реализации сверхпроводящего состояния (исследования проведены при температурах 77–88 и 4.2 К). Объяснение полученному результату основывается на концепции рассмотрения эффективного поля в межгранулярных границах, которое является суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитными моментами гранул. Индуцированное гранулами поле, в свою очередь, значительно усиливается в области межгранулярных границ, благодаря эффекту сжатия магнитного потока (протяженность межгранулярных границ на несколько порядков меньше размера ВТСП гранул). Вышесказанное подтверждается анализом гистерезиса $R(H)$ для композитного ВТСП на основе $Y-Ba-Cu-O$ и CuO , в котором протяженность межгранулярных границ целенаправленно увеличена, как следствие, влияние эффекта сжатия потока проявляется меньше, а гистерезис $R(H)$ сужается.

Ключевые слова: гранулярные ВТСП, гистерезис магнитосопротивления, межгранулярные границы.

DOI: 10.21883/FTT.2021.07.51034.055

1. Введение

Хорошо известно, что поликристаллические (далее — гранулярные) высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) по своим, транспортным и магнито-транспортным свойствам представляют собой двухуровневую сверхпроводящую систему. Для ВТСП гранул характерны достаточно большие плотности критического тока (так называемый внутригранулярный критический ток J_{CM}), и именно внутригранулярные токи определяют магнитный отклик „объемных“ образцов в умеренных и сильных магнитных полях. В то же время, наличие межгранулярных границ, имеющих толщину всего не более нескольких нанометров, уже существенно (на несколько порядков) уменьшает критическую плотность транспортного тока „объемных“ образцов. Это происходит из-за того, что толщина, или геометрическая протяженность межгранулярных границ имеет порядок длины когерентности ВТСП, и в результате перенос

сверхпроводящего тока через межгранулярные границы происходит посредством джозефсоновского туннелирования, при котором критический ток значительно меньше. Вышесказанное можно считать основой применимости концепции двухуровневой (гранулы и границы) сверхпроводящей системы [1] к описанию магнитных и транспортных свойств гранулярных ВТСП. При этом очевидно строгое неравенство $J_{CM} \gg J_C$, где J_C — транспортный критический ток. За немалое время, прошедшее после открытия ВТСП материалов, были определены многие закономерности во влиянии различных факторов на морфологию межгранулярных границ, и, в конечном счете, на поведение транспортных характеристик [2–10]. Для описания процессов диссипации в подсистеме межгранулярных границ можно применять стандартные подходы, развитые для сверхпроводников II рода [10–23]. Отметим, что, несмотря на большое количество работ, посвященных описанию процессов диссипации в гранулярных ВТСП системах [10–24],

недавно были обнаружены особенности поведения электросопротивления во внешних полях, указывающие на протекание топологического фазового перехода — перехода Березинского–Костерлица–Таулеса в межгранульной среде [25–28].

Однако, если рассматривать уже магнитотранспортные характеристики гранулярных ВТСП (магнитосопротивление $R(H)$, транспортный критический ток $J_C(H)$ в зависимости от внешнего поля), то для понимания большинства эффектов уже необходимо принимать во внимание взаимодействие указанных сверхпроводящих подсистем. Действительно, есть совокупность экспериментальных фактов, которые невозможно объяснить в рамках обычного подхода. К таким фактам можно отнести следующие:

1) достаточно сложная форма гистерезиса $R(H)$ [29–42] и $J_C(H)$ [43–47], при этом $R(H_{inc}) > R(H_{dec})$ и $J_C(H_{inc}) < J_C(H_{dec})$ при циклировании внешнего поля до некоторой постоянной величины $\pm H_{max}$ (здесь и далее индексы „inc“ и „dec“ относятся к возрастающему и убывающему внешнему полю соответственно); хотя для начальной ветки магнитосопротивления $R(H_{ini})$ при относительно небольших значениях внешнего поля имеет место обратная ситуация: $R(H_{ini}) < R(H_{dec})$.

2) немонотонное поведение зависимостей $R(H_{inc})$ (достаточно часто наблюдается локальный максимум) и H_{dec} (есть минимум, либо сопротивление становится равным „нулю“) [29,31–33,36–39,42].

3) анизотропия магнитосопротивления относительно взаимной ориентации внешнего поля и макроскопического транспортного тока \mathbf{j} , при этом $R(\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}) < R(\mathbf{H} \perp \mathbf{j})$ [48–52,36,37], и гистерезис $R(H)$ шире для „перпендикулярной“ $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ ориентации [53–55].

4) влияние термомагнитной предыстории на зависимости $R(T)$: условия охлаждения во внешнем поле H приводят к меньшей диссипации, чем условия охлаждения без поля с последующим приложением внешнего поля H той же величины [48,49,46,56–62,54].

5) весьма широкий гистерезис магнитосопротивления, т. е., большое значение величины ΔH , определяемой как $\Delta H = H_{dec} - H_{inc}$ при условии $R(H_{dec}) = R(H_{inc})$.

Совокупность перечисленных фактов (1)–(5) качественно объясняются в рамках концепции рассмотрения эффективного поля в межгранульной среде [63,64]. Здесь принципиальным является взаимодействие подсистемы гранул с подсистемой межгранульных границ, в котором магнитные моменты ВТСП гранул M_G „наводят“ поле в межгранульных границах, см. рис. 1. В результате подсистема межгранульных границ находится в эффективном поле \mathbf{V}_{eff} , которое является суперпозицией внешнего поля \mathbf{H} и поля \mathbf{V}_{ind} , индуцированного гранулами в межгранульную среду. Магнитный отклик ВТСП гранул определяется и мейснеровскими токами (в модели критического состояния циркулирует ток, чья плотность является критической), и абрикосовскими вихрями, захваченными гранулами. С учетом экспериментально наблю-

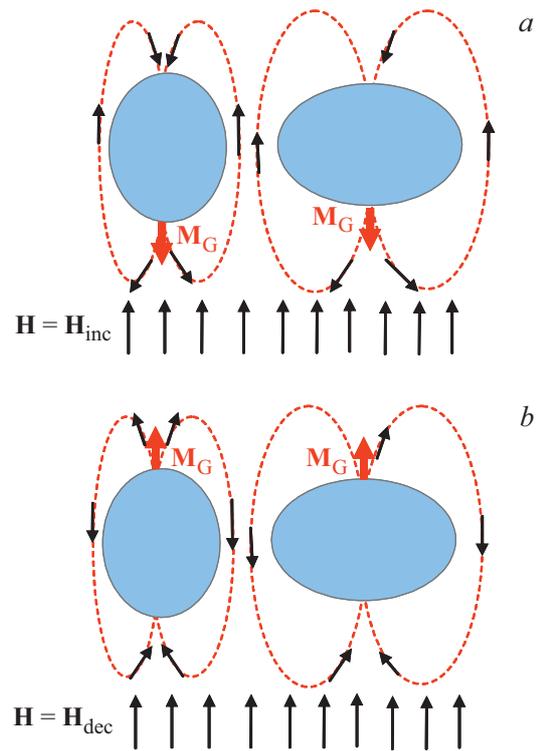


Рис. 1. Схематическое представление направлений линий магнитной индукции \mathbf{V}_{ind} от магнитных моментов M_G (направление M_G определяется знаком намагнитченности M образца) ВТСП гранул (овалы) в межгранульной среде (пространство между гранулами в данном представлении сильно увеличено). Случай (a) и (b) соответствуют возрастающему ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_{inc}$) и убывающему ($\mathbf{H} = \mathbf{H}_{dec}$) полю. Для случая (a) $\mathbf{V}_{ind} \parallel \mathbf{H}$, а для случая (b) линии магнитной индукции направлены против внешнего поля.

даемой гистерезисной зависимости намагнитченности от поля $M(H)$ и направлением индуцированного поля \mathbf{V}_{ind} , см. рис. 1, для эффективного поля в межгранульной среде справедливо следующее выражение:

$$B_{eff}(H) = |H - 4\pi M(H) \cdot \alpha|. \quad (1)$$

Модуль в выражении (1) взят ввиду того, что для описания процессов диссипации не важен знак результирующего эффективного поля, и магнитосопротивление R является функцией B_{eff} : $R = f(B_{eff})$. Множитель α в выражении (1) включает в себя усредненный размагничивающий фактор, а также степень сжатия потока в промежутках между гранулами. Описание экспериментальных данных по гистерезису магнитосопротивления $R(H)$ гранулярных ВТСП по выражению (1) дало хорошее качественное [65–69,54,55] и количественное [70] согласие. Однако такое согласие достигается, если только принять, что параметр α имеет значение порядка 20–25 (для „перпендикулярной“ $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ ориентации). Это является доказательством сильного сжатия потока в межгранульной среде, что является следствием малой протяженности межгранульных границ в сравнении с

размером ВТСП гранул (микрометры); впервые на возможность реализации такого сжатия магнитного потока было указано в работе [52].

В общепринятом подходе к описанию процессов диссипации сверхпроводников II рода зависимость магнитосопротивления от внешнего поля H , температуры T , и транспортного тока I определяется зависимостью от этих параметров потенциала пиннинга $U_p(H, T, I)$ через выражение аррениусовского типа $R(H, T, I) = R_N \exp(-U_p(H, T, I)/kT)$ [71], в котором R_N — сопротивление в „нормальном“ состоянии. Для межгранульных границ, или джозефсоновской среды, вместо $U_p(H, T, I)$, логично использовать термин „энергия джозефсоновской связи“ $E_J(H, T, I)$, а ввиду выражения (1), вместо внешнего поля H , использовать уже эффективное поле $B_{\text{eff}}(H)$ [70]:

$$R(H, T, I) = R(B_{\text{eff}}(H), T, I) \\ = R_N \exp\left(-E_J(B_{\text{eff}}(H), T, I)/kT\right). \quad (2)$$

Ясно, что зависимость $E_J(B_{\text{eff}}(H), T, I)$ определяется многими факторами, такими как средняя толщина межгранульных границ, их тип (металл, диэлектрик), и др. Ясно, что эти факторы зависят от условий синтеза и окончательной термообработки ВТСП материалов, и здесь логично ожидать совершенно различное поведение магнитосопротивления и его температурную эволюцию для ВТСП образцов, приготовленных различными методами. Однако в данной работе мы показываем, что есть универсальный характер температурной эволюции гистерезиса магнитосопротивления, одинаковый для образцов с различной токонесущей способностью. Это демонстрируется на примере системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ для трех образцов с различными условиями приготовления и критическим током. Указанный „универсальный характер“ поведения уже не наблюдается для композитного ВТСП, в котором добавление несверхпроводящего компонента дополнительно уменьшает энергию джозефсоновской связи (и, следовательно, критический ток) ввиду увеличения протяженности межгранульных границ. Полученные результаты имеют тесную связь с эффектом сжатия магнитного потока в межгранульной среде.

2. Эксперимент

Исследованные образцы ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ готовились методом твердофазного синтеза с 3–5 промежуточными помолами. Для образца с наибольшей плотностью критического тока (образец YBCO-1) окончательная стадия отжига проводилась при температуре около 940°C (близкой к температуре плавления) в течение 50 h. По окончании синтеза образец был отожжен при температуре 350°C в течение 10 h для достижения стехиометрии по кислороду. Для образцов YBCO-2 и YBCO-3 полное время отжига составляло

160 h при температурах $920\text{--}930^\circ\text{C}$; в конце синтеза образцы были отожжены при температуре 300°C в течение 3 h и медленно охлаждены вместе с печью до комнатной температуры для насыщения кислородом. По данным рентгенофазового анализа все пики полученных образцов принадлежат структуре 1–2–3, посторонних рефлексов замечено не было.

Композитный образец (далее YBCO-comp), содержащий 77.5 Vol.% сверхпроводника $\text{Y}_{0.75}\text{Lu}_{0.25}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и 22.5 Vol.% оксида меди CuO , изготавливался методом быстрого спекания [72,53]. В этом методе использовался заранее приготовленный технологией твердофазного синтеза и охарактеризованный ВТСП $\text{Y}_{0.75}\text{Lu}_{0.25}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, к перемолотому порошку которого добавлялся в необходимой пропорции ОСЧ реактив CuO . После совместного перетира ингредиентов и прессования, полученная таблетка помещалась в печь, предварительно нагретую до 915°C на 5 min, после чего образец перемещался в другую печь, нагретую до 350°C , где в течении 4 h проходил отжиг с последующим остыванием в печи (для насыщения кислородом). По данным рентгенофазового анализа все пики полученного композитного образца принадлежат структуре 1–2–3 и оксиду меди, посторонних рефлексов замечено не было.

Таблица содержит данные по физической плотности (определялась взвешиванием образцов в спирте) и среднему размеру гранул сверхпроводника (определялся из микрофотографий, полученных сканирующей электронной микроскопией на приборе Hitachi-ТМ 3000).

Магнитотранспортные измерения проводились четырехзондовым методом. Из таблеток выпиливались образцы размерами $\sim 0.15 \div 0.15 \div 7 \text{ mm}^3$ ($\pm 50\%$), транспортный ток I прикладывался вдоль длинной оси образца. Использовались прижимные золоченые контакты. Критический ток определялся по критерию $1 \mu\text{V}/\text{cm}$, и при этом образец был погружен в среду жидкого азота или жидкого гелия. Внешнее поле задавалось электромагнитом при измерениях магнитосопротивления $R(H)$ в высоких температурах (от 77 K), и сверхпроводящим соленоидом в измерениях $R(H)$ при $T = 4.2 \text{ K}$. Зависимости $R(H)$ при температурах 4.2 K и 77 K для образцов YBCO, измеренные при транспортном токе $\sim 30 \text{ mA}$ и более, были получены при непосредственном помещении образца в жидкий гелий, либо в жидкий азот соответственно (во избежание разогрева на токовых контактах). При измерениях зависимостей $R(T)$ и $R(H)$ при малых значениях измерительного тока (до 10 mA) образец находился в гелиевой теплообменной среде. Часть измерений $R(T)$ и $R(H)$ была проведена на установке PPMS-6000. Во всех случаях использовался режим охлаждения образца в нулевом внешнем поле, а прикладываемое внешнее поле было перпендикулярно направлению тока $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$.

Магнитные свойства исследованы на вибрационном магнетометре при внешних условиях (включая скорость развертки внешнего магнитного поля), соответствующих магнитотранспортным измерениям.

Значения транспортного J_C критического тока, удельного сопротивления, ρ , внутригранульного („магнитного“) критического тока J_{CM} (выражение (3)), среднего размера гранул (d) и физической плотности исследованных образцов

Sample	$J_C(77\text{ K})$ A/cm ²	$J_C(4.2\text{ K})$ A/cm ²	$\rho(95\text{ K})$ m $\Omega \cdot \text{cm}^2$	$J_{CM}(77\text{ K})$ A/cm ²	$J_{CM}(4.2\text{ K})$ A/cm ²	$\langle d \rangle$ μm	Density, % theor.
YBCO-1	150	1500	0.45	$2 \cdot 10^5$	$5.5 \cdot 10^6$	10	93
YBCO-2	15	170	2.2	$5.6 \cdot 10^5$	$7.4 \cdot 10^6$	5	86
YBCO-3	5	100	6	$1.5 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^6$	4	88
YBCO-comp.	< 0.01	0.1	800	$3 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^6$	2	~ 60

3. Результаты и обсуждение

3.1. Внутригранульный, межгранульный критический ток и резистивный переход

По данным магнитных измерений температура появления диамагнитного сигнала из магнитных измерений составили 93, 92.5, 90.5 и 93.5 K для образцов YBCO-1, YBCO-2, YBCO-3 и YBCO-comp соответственно. При этих же температурах наблюдается начало резистивного перехода (резкое уменьшения сопротивления). Таблица содержит данные по плотности критического тока J_C исследованных образцов. Образец YBCO-1 обладает весьма высоким значением J_C , как при гелиевой, так и при азотной температурах. При синтезе образцов YBCO-2 и YBCO-3 специальных мер для достижения больших значений J_C не предпринималось, и видно, что критический ток этих образцов значительно (на порядок) меньше. При этом увеличиваются и значения удельного электросопротивления ρ в нормальном (95 K) состоянии, см. таблицу, а также есть корреляция со значением физической плотности. В композитных ВТСП, приготовленных методом быстрого спекания, несверхпроводящий ингредиент выступает в роли межгранульных границ [72,53], и введение диэлектрика [72,53,14]

приводит к дополнительному ослаблению джозефсоновской связи и, как следствие, к очень низким величинам J_C , а также большому удельному сопротивлению в нормальном состоянии.

На рис. 2 приведены петли магнитного гистерезиса исследованных образцов при температурах 77 K (a) и 4.2 K (b). При $T = 4.2\text{ K}$ зависимости $M(H)$ почти симметричны относительно оси абсцисс, а при 77 K такого уже не наблюдается (см. левую вставку рис. 2, a). Появление асимметрии при высоких температурах связано с ослаблением пиннинга абрикосовских вихрей в приповерхностном слое гранул [73,74]. По абсолютной величине намагниченность (при определенном поле) несколько различается для исследованных образцов. Из значений намагниченности полной петли гистерезиса можно получить величину плотности внутригранульного критического тока J_{CM} [75]. Согласно выражению, следующему из модели Бина,

$$J_{CG} (\text{A/cm}^2) = 30 \Delta M (\text{emu/cm}^3) / d (\text{cm}), \quad (3)$$

где d — средний размер гранул, $\Delta M = M(H_{inc}) - M(H_{dec})$ при $H_{inc} = H_{dec}$. Значения J_{CM} во внешнем поле $H \sim 100\text{ Oe}$, полученные по выражению (3), приведены в таблице. Видно, что значения J_{CM} для серии

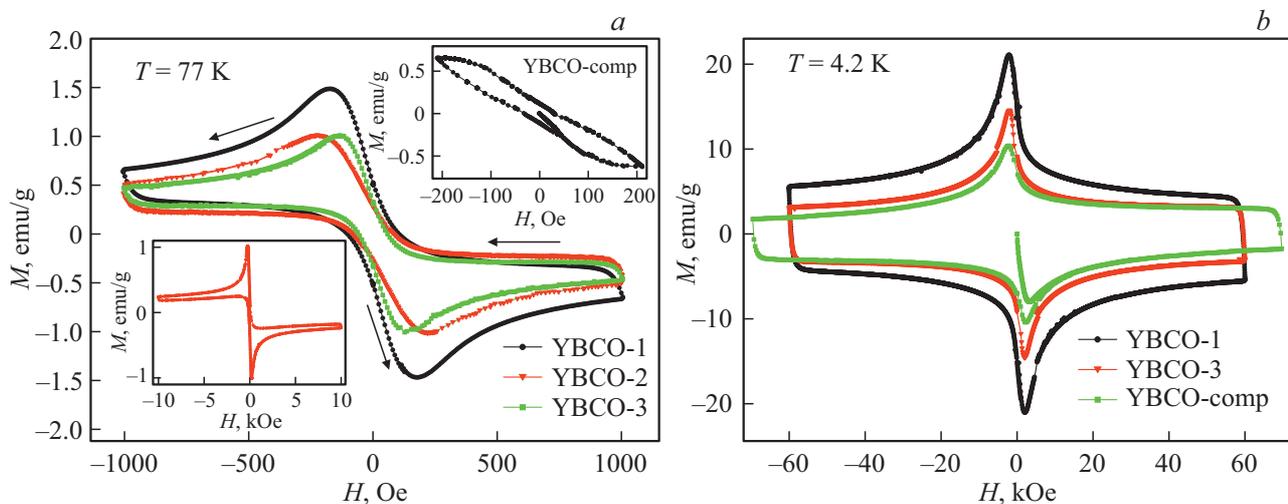


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса $M(H)$ исследованных образцов при $T = 77\text{ K}$ (a) и 4.2 K (b). Левая вставка на (a) — $M(H)$ образца YBCO-2 до максимально приложенного поля $|H_{max}| = 10\text{ kOe}$. Правая вставка на (a) — $M(H)$ образца YBCO-comp. Стрелки показывают направление изменения (возрастания или убывания) внешнего поля H .

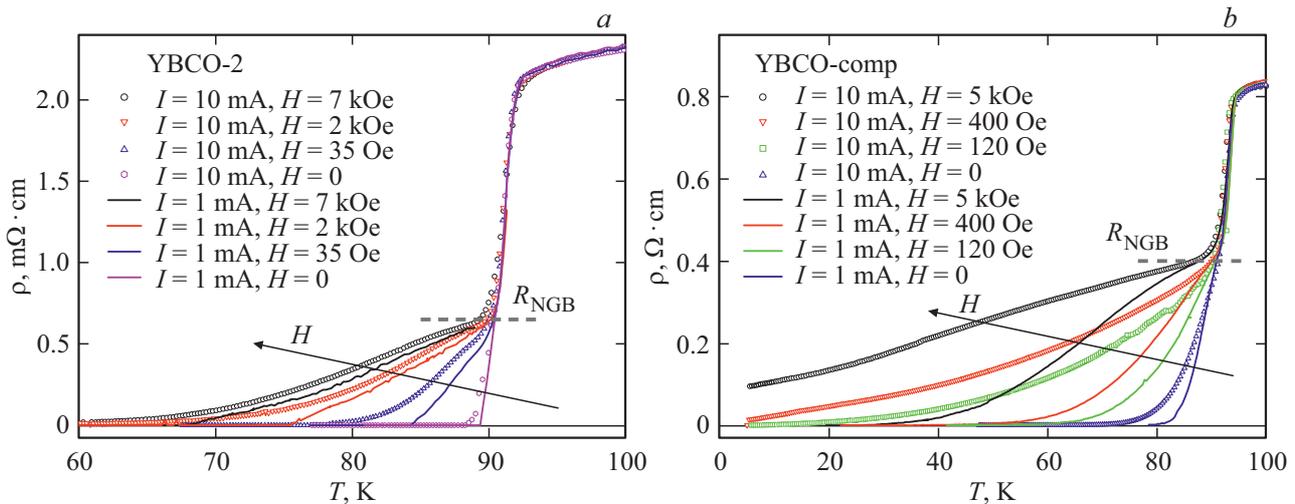


Рис. 3. Зависимости $R(T)$ для YBCO-2 (a) и YBCO-comp (b) при указанных значениях внешнего поля H транспортного тока I (плотности тока при одном и том же значении I примерно одинаковы для обоих образцов). Указано „нормальное“ сопротивление подсистемы межгранульных границ — R_{NGB} .

исследованных образцов — величины одного порядка. Отметим, что сравнивая данные по транспортному J_C и „магнитному“ (внутригранульному) J_{CM} критическому току можно убедиться в справедливости строгого неравенства $J_{\text{CM}} \gg J_C$, следующего из концепции двухуровневой сверхпроводящей системы в гранулярных ВТСП.

Разница в значениях плотности транспортного критического тока J_C (таблица) исследованных образцов, а фактически — в энергии джозефсоновской связи, проявляется и в степени уширения сверхпроводящего перехода под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока. Рис. 3 иллюстрирует зависимости $R(T)$ для выборочных образцов — YBCO-2 (рис. 3, a) и YBCO-comp (рис. 3, b) в различных внешних полях и двух значениях тока. Двухступенчатый вид зависимостей $R(T)$, видимый на рис. 3, отражает наличие двух сверхпроводящих подсистем [2,12–14,21–23,47,60,52–54,62,76–78]; резкий скачок сопротивления соответствует сверхпроводящему переходу в ВТСП гранулах, а затянутый „хвост“ $R(T)$ отражает процессы диссипации в подсистеме межгранульных границ. Величина плавной части зависимостей $R(T)$ для разных значений H и I в окрестности начала их расхождения (после перехода в гранулах) соответствует полному или „нормальному“ сопротивлению (аналог R_N в выражении (2)) подсистемы межгранульных границ, обозначаемому далее R_{NGB} . Диапазон магнитных полей для данных рис. 3 (до 5–8 кОе) достаточно мал чтобы привести к заметному уширению сверхпроводящего перехода в гранулах, однако в подсистеме межгранульных границ уширение резистивного перехода до некоторой температуры T_{C0} — состояния „ $R = 0$ “ проявляется уже в достаточно слабых внешних полях. Также из рис. 3 видно, что и десятикратное увеличение транспортного тока также уширяет резистивный переход. При сравне-

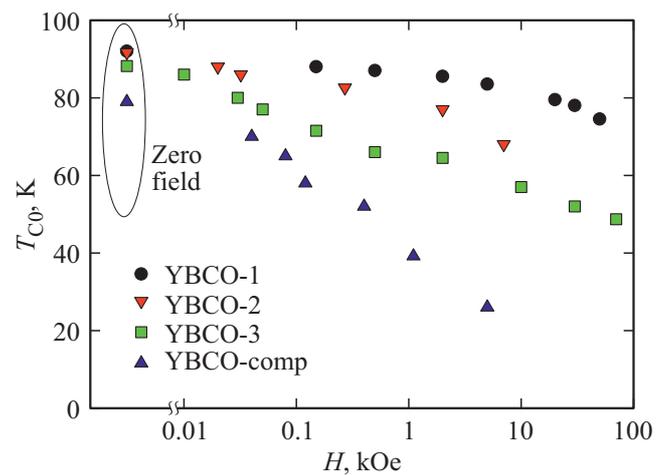


Рис. 4. Зависимости температуры T_{C0} (состояния „ $R = 0$ “, см. рис. 3) от внешнего поля H для серии исследованных образцов. Ось H — логарифмическая шкала, точка с „ $H = 0$ “ соответствует 0.5 Ое.

нии степени уширения резистивного перехода образцов YBCO-2 и YBCO-comp (значения внешнего поля тока примерно одинаковы для рис. 3, a и рис. 3, b) видно, как в композите, благодаря внедрению CuO , значительно ухудшены межгранульные границы.

Рис. 4 иллюстрирует зависимости величин температуры T_{C0} для исследованных образцов от внешнего поля (логарифмическая шкала). Отметим, что эти данные получены при примерно одинаковых плотностях транспортного тока (транспортный ток $I = 1$ мА), и, учитывая близость температур начала сверхпроводящего перехода для всех образцов, можно считать, что степень уменьшения величин T_{C0} с ростом поля обратно пропорциональна энергии джозефсоновской связи. Ана-

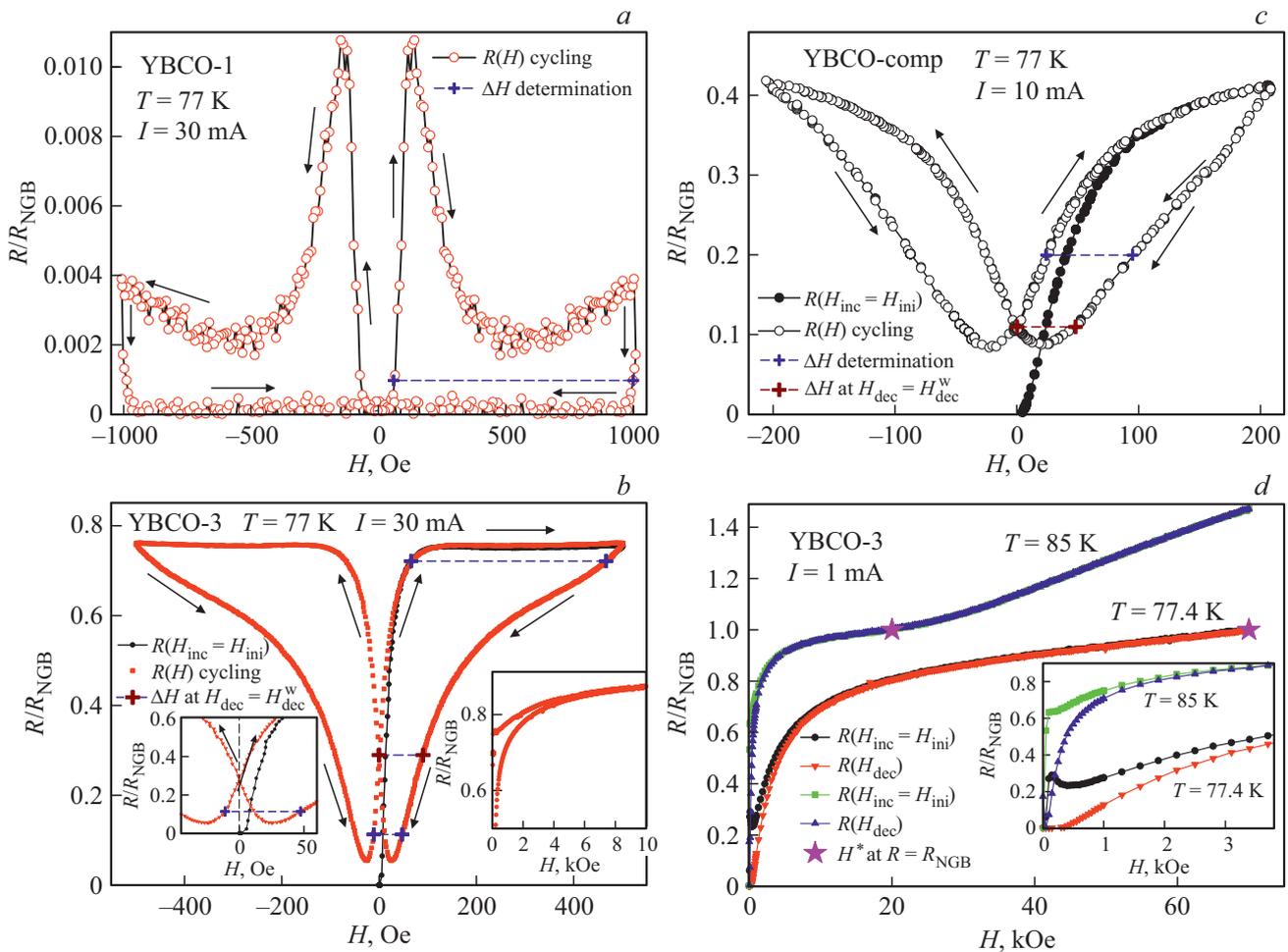


Рис. 5. Типичные гистерезисные зависимости магнитосопротивления исследованных образцов при относительно высоких температурах. Данные по сопротивлению нормированы на величину R_{NGB} , см. рис. 3. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Показаны как начальные ветки — $R(H_{\text{inc}} = H_{\text{ini}})$ (b, c, d), так и зависимости $R(H_{\text{inc}})$ и $R(H_{\text{dec}})$ при циклировании внешнего поля до одинаковой величины $\pm H_{\text{max}}$ (a, b, c). Зависимости $R(H)$ на (d) содержат начальные ветки — $R(H_{\text{inc}} = H_{\text{ini}})$ и обратный ход $R(H_{\text{dec}})$ при указанных температурах; также указано поле H^* , при котором начинается диссипация в гранулах ($R(H^*) \approx R_{\text{NGB}}$). Штриховые горизонтальные линии на (a, b, c) поясняют определение полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ при условии $R(H_{\text{dec}}) = R(H_{\text{inc}})$.

лизируя данные по J_c (таблица) и зависимости $T_{c0}(H)$ (рис. 4), можно заключить, что для серии образцов YBCO-1, YBCO-2, YBCO-3, YBCO-comp наблюдается постепенное ухудшение межгранульных границ (в смысле прозрачности для носителей сверхпроводящего тока). В то же время, магнитные свойства, внутригранульный критический ток и температура перехода ВТСП гранул примерно одинаковы.

3.2. Гистерезис магнитосопротивления и его описание

На рис. 5 приведены типичные гистерезисные зависимости магнитосопротивления $R(H)$ при достаточно высоких температурах (77 К и выше). Зависимости $R(H)$ нормированы на значение R_{NGB} (см. рис. 3). Такое представление магнитосопротивления позволяет оце-

нить степень резистивного отклика от межгранульных границ относительно максимально возможной величины (при $R = R_{\text{NGB}}$). Для образцов YBCO-1 и YBCO-3 (рис. 5, a и b соответственно) есть большое различие величин R/R_{NGB} при примерно одинаковых значениях транспортного тока I . Причиной этого является разный критический ток этих образцов (таблица).

Данные рис. 5 содержат практически все многообразие наблюдаемых типов зависимостей $R(H)$ гранулярных ВТСП иттриевой системы в области высоких температур. Характер гистерезисных зависимостей $R(H)$ был описан во Введении. Для данных рис. 5 в большом диапазоне полей выполняется неравенство $R(H_{\text{inc}}) > R(H_{\text{dec}})$. В то же время для начальной ветки магнитосопротивления $R(H_{\text{ini}} = H_{\text{inc}})$ есть участок в области полей вблизи $H = 0$ в котором имеет место обратная ситуация: $R(H_{\text{ini}}) < R(H_{\text{dec}})$, см. левую вставку

рис. 5, *b* и рис. 5, *c*. Немонотонное поведение зависимости $R(H_{inc})$ проявляется в виде яркой особенности для образца YBCO-1 (рис. 5, *a*). Для образца YBCO-3 локальный максимум выражен в гораздо меньшей степени (рис. 5, *b*). Согласно результатам работ [39,65–70], наличие локального максимума зависимости $R(H_{inc})$, соответствует минимуму на зависимости $M(H_{inc})$, ввиду того, что зависимость $M(H)$ входит в выражение (1) для эффективного поля, а магнитосопротивление является функцией B_{eff} — выражение (2). Минимум на обратном ходу магнитосопротивления, видимый на рис. 5, *b* и левой вставке к нему (образец YBCO-3), а также рис. 5, *c* (образец YBCO-comp), соответствует ситуации, когда внешнее поле в наибольшей степени компенсируется полем B_{ind} , индуцированным гранулами, см. рис. 1, *b*. Для образца YBCO-1, при условиях эксперимента рис. 5, *a*, относительно небольшой измерительный ток меньше критического тока при величине эффективного поля $B_{eff}(H_{dec})$ для ветки спадающего поля, поэтому на обратном ходу магнитосопротивление $R(H_{dec}) = 0$. Зависимости $R(H)$ на рис. 5, *a, b, c* были получены при циклировании для максимальных полей H_{max} не более ± 1 кОе; в больших полях зависимость $R(H)$ плавно приближается к значению R_{NGB} , что показано на правых вставках рис. 5, *b* и рис. 5, *d*, и при этом в достаточно больших полях гистерезис становится достаточно узким.

Выполнение строгого неравенства $J_{CM} \gg J_C$ означает отсутствие диссипации в гранулах. Начало диссипации в гранулах сопровождается дополнительным резким ростом магнитосопротивления в поле H^* , соответствующем нулевому внутригранульному критическому току $J_{CM}(H^*) = 0$, или условию $\Delta M(H^*) = 0$ [76,40,47,77]. На рис. 5, *d* показаны зависимости $R(H)$ образца YBCO-3 при $T = 77.4$ и 85 К. Видно, что достаточно резкая смена зависимости $R(H)$ при $T = 85$ К происходит при значении сопротивления $R \approx R_{NGB}$ (при этом величина R_{NGB} была получена независимо, из зависимостей $R(T)$ в различных полях). Для $T = 85$ К величина $H^* \approx 20$ кОе, и при понижении температуры характерное поле H^* увеличивается (при $T = 77.4$ К H^* составляет около 70 кОе). Отметим, что плотности транспортного тока, которые возможно варьировать в экспериментах, значительно меньше J_{CM} , поэтому наблюдать уменьшение H^* из магнитотранспортных измерений, по крайней мере, для гранулярных ВТСП иттриевой системы, практически невозможно.

Объяснение гистерезисного поведения $R(H)$ основано в рамках концепции рассмотрения эффективного поля в межгранулярной среде, определяемого выражением (1). Упрощая выражение (2), магнитосопротивление пропорционально эффективному полю: $R(H) \sim B_{eff}(H)$. Покажем на примере выборочных данных пример качественного описания наблюдаемой формы гистерезиса $R(H)$. Рис. 6, *a* иллюстрирует зависимости $B_{eff}(H)$, полученные по выражению (1) с использованием экспериментальных данных $M(H)$ для образца YBCO-1 (рис. 2, *a*) и различных значений α . Прежде всего, стоит отметить

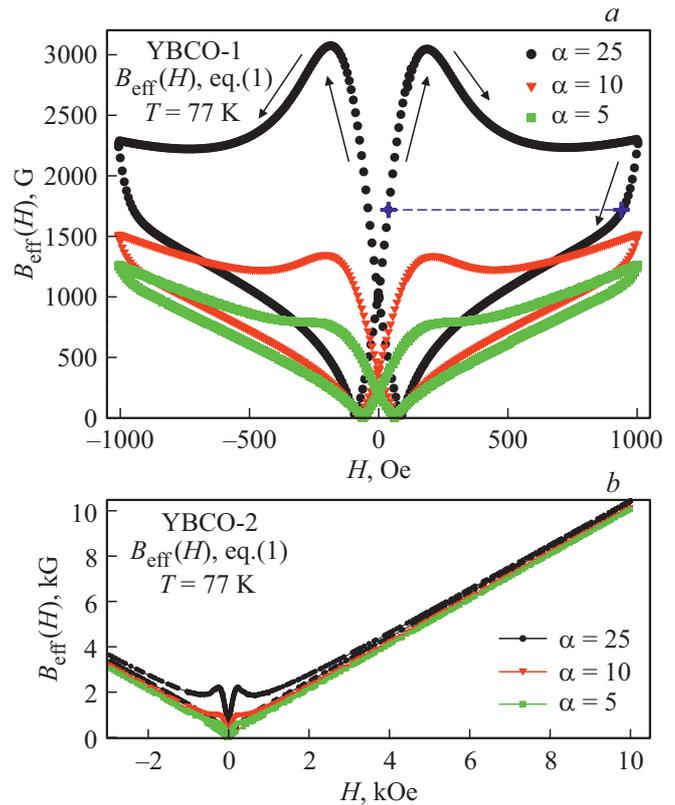


Рис. 6. Гистерезисные зависимости эффективного поля $B_{eff}(H)$ при $T = 77$ К, построенные по выражению (2) при различных значениях параметра α (указаны на рисунке) с использованием данных по намагниченности (рис. 2) образцов YBCO-1 (*a*) при $|H_{max}| = 1$ кОе и YBCO-2 (*b*) при $|H_{max}| = 10$ кОе. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Штриховая горизонтальная линия на (*a*) поясняет определение полевой ширины гистерезиса эффективного поля $\Delta H = H_{dec} - H_{inc}$ при условии $B_{eff}(H_{dec}) = B_{eff}(H_{inc})$.

сходство формы гистерезиса зависимостей $B_{eff}(H)$ и $R(H)$: имеет место неравенство $B_{eff}(H_{inc}) > B_{eff}(H_{dec})$. Ясно, что экспериментальный гистерезис намагниченности входит в выражение (1) в „перевернутом“ виде, и его относительный вклад в B_{eff} определяется величиной α . Из данных рис. 6, *a* видно, что при значении α около 10 и больше, отчетливо проявляется максимум зависимости $B_{eff}(H_{inc})$, соответствующий максимуму зависимости $R(H_{inc})$. Минимум зависимости $B_{eff}(H_{dec})$ также воспроизводится в рамках этого подхода. Сам эффект сгущения потока выражается в значительно большей величине эффективного поля B_{eff} , в области небольших полей, чем само значение внешнего поля H , см. рис. 6, *b*. В больших полях в выражении (1) вклад, связанный с намагниченностью, уже незначительный, и $B_{eff} \approx H$, см. рис. 6, *b*.

Зависимость $R(B_{eff})$ в рамках описываемого подхода уже безгистерезисна: $R(B_{eff}(H_{inc})) = R(B_{eff}(H_{dec}))$ при $B_{eff}(H_{inc}) = B_{eff}(H_{dec})$. Следовательно, можно оперировать с такой характеристикой зависимостей

$R(H)$ и $B_{\text{eff}}(H)$, как полевая ширина гистерезиса: $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ при условии $R(H_{\text{inc}}) = R(H_{\text{dec}})$, либо $B_{\text{eff}}(H_{\text{inc}}) = B_{\text{eff}}(H_{\text{dec}})$. Ранее было показано, что для гистерезисных зависимостей $R(H)$ гранулярных ВТСП величина ΔH не зависит от величины транспортного тока в достаточно широких пределах варьирования тока [63,64,61,47,67,69]. Следовательно, даже для качественного описания гистерезиса $R(H)$ необходимо согласие между величиной ΔH , полученной из экспериментальных зависимостей $R(H)$ и ΔH , воспроизводимой зависимостью $B_{\text{eff}}(H)$. Гистерезис $R(H)$ в полях до $H_{\text{max}} \sim \pm 1$ кОе достаточно широкий, см. рис. 5, *a, b*, и для воспроизведения схожих величин ΔH зависимости $B_{\text{eff}}(H)$ необходимо, чтобы значение параметра α находилось в диапазоне 20–25. Что касается данных в большем диапазоне полей, то здесь гистерезис $R(H)$ становится узким (см. правую вставку рис. 5, *b* и *d*); в этом диапазоне полей гистерезис намагниченности достаточно мал (см. левую вставку рис. 2, *b*), и, как следствие, гистерезис $B_{\text{eff}}(H)$ также узкий, см. рис. 6, *b*. Отметим, что для лучшего и детального описания гистерезиса $R(H)$, необходимо рассматривать зависимость параметра α от внешнего поля.

В низкой температуре (4.2 К) характер гистерезиса $R(H)$ остается тем же: $R(H_{\text{inc}}) > R(H_{\text{dec}})$, см. рис. 7, на котором приведены зависимости $R(H)$ образцов YBCO-1 и YBCO-3. Для измерения магнитосопротивления при низких температурах уже необходимы значительно бóльшие плотности транспортного тока, чем при высоких температурах. При этом увеличивается и интервал внешнего поля, в котором гистерезис $R(H)$ широкий. Это соответствует объяснению в рамках выражения (1)

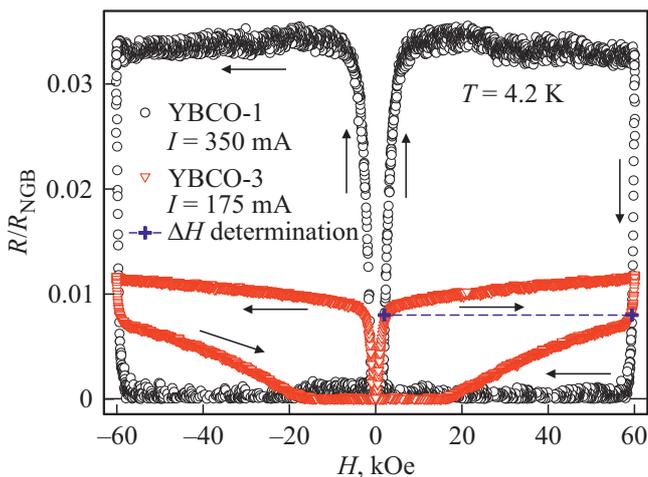


Рис. 7. Гистерезисные зависимости $R(H)$ образцов YBCO-1 и YBCO-3 при $T = 4.2$ К, полученные при циклировании внешнего поля до ± 60 кОе. Данные по сопротивлению нормированы на величину R_{NGB} , см. рис. 3. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Штриховая горизонтальная линия поясняет определение полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ при условии $R(H_{\text{dec}}) = R(H_{\text{inc}})$.

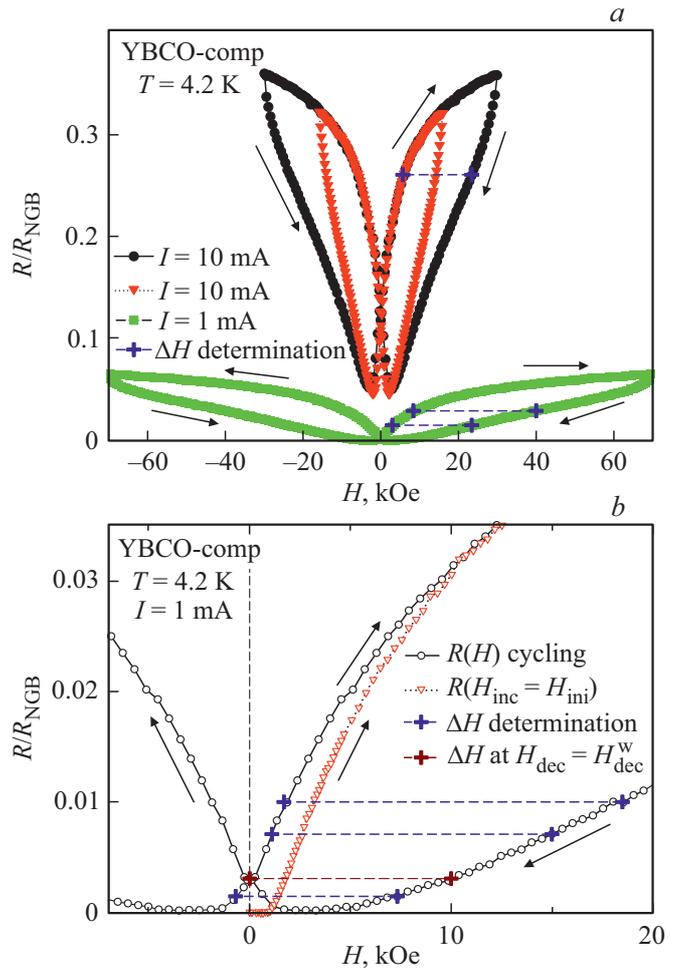


Рис. 8. Гистерезисные зависимости $R(H)$ образца YBCO-comp при $T = 4.2$ К, полученные при различных величинах транспортного тока (указаны на рисунках) и циклирования поля до различных значений H_{max} . На (*b*) показано относительное расположение начальной ветки магнитосопротивления $R(H_{\text{inc}})$ и $R(H)$ при циклировании внешнего поля. Данные по сопротивлению нормированы на величину R_{NGB} , см. рис. 3. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Штриховые горизонтальные линии поясняют определение полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ при условии $R(H_{\text{dec}}) = R(H_{\text{inc}})$.

с учетом, того, что и абсолютные значения намагниченности увеличились более чем на порядок (рис. 2, *b*), значит, и эффективное поле также сильно различается для ветвей прямого и обратного хода. Обращает на себя отсутствие выраженного максимума зависимостей $R(H_{\text{inc}})$, хотя, в отличие от данных рис. 5, *b*, величины R/R_{NGB} далеки от своей максимальной величины¹. Возможные причины отсутствия выраженного максимума, который, соответствует минимуму зависимости $M(H)$ (рис. 2, *b*),

¹ Если, межгранульные границы обладают металлическим характером проводимости [3,6], можно ожидать уменьшение R_{NGB} с понижением температуры, что приведет к несколько большей величине R_{NGB} для данных рис. 7.

и, согласно выражению (1), ожидается в районе ~ 2 кОе, обсуждалось в работе [69]. Для композитного образца вид гистерезиса $R(H)$ и относительное расположение начальной ветки магнитосопротивления $R(H_{ini} = H_{inc})$ и зависимостей $R(H_{inc})$, $R(H_{dec})$ при низких температурах, см. рис. 8, остается таким же, как и для данных при высоких температурах.

3.3. Универсальное поведение ширины гистерезиса $R(H)$

Проанализируем поведение ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{dec} - H_{inc}$ (при $R(H_{dec}) = R(H_{inc})$) для различных образцов при различных температурах. Будем рассматривать полную петлю гистерезиса $R(H)$, получаемую при циклировании внешнего поля (без начального хода $R(H_{ini} = H_{inc})$). Фактически, ширина гистерезиса $R(H)$ — это длина горизонтального отрезка между точками спадающей $R(H_{dec})$ и возрастающей $R(H_{inc})$ ветвями гистерезиса магнитосопротивления. Типичные примеры определения ΔH показаны на рис. 5, *a, b, c*, рис. 7, рис. 8, *a* (штриховые горизонтальные линии). Значение ΔH , должно всегда быть меньше H_{dec} , пока в некотором поле H_{dec}^w величина сопротивления $R(H_{dec} = H_{dec}^w)$ не будет равной $R(H_{inc} = 0)$. Тогда однозначно, $\Delta H(H_{dec} = H_{dec}^w) = H_{dec}$, см. рис. 5, *b, c* и 8, *b*. В диапазоне $0 \leq H < H_{dec}^w$ ΔH уже будет больше значения H_{dec} . Значение поля H_{dec}^w не превышает 50–60 Ое для данных при высоких температурах (рис. 5, *b, c*) и 10 кОе при 4.2 К для образца YBCO-сomp (рис. 8, *b*), что значительно меньше максимального поля H_{max} . Отметим, что если в некотором диапазоне $H < H_{dec}$ сопротивление равно нулю (см. рис. 5, *a* и рис. 7), то здесь величина ΔH не определена.

На рис. 9 приведены зависимости $\Delta H(H_{dec})$, полученные из экспериментальных данных $R(H)$ при различных температурах для образцов YBCO-1, YBCO-2 и YBCO-3. На этом рисунке использована двойная логарифмическая шкала ввиду различного диапазона максимального приложенного поля для низкой температуры (10–60 кОе) и высоких температур (1–10 кОе). Для данных при высоких температурах в диапазоне полей H_{dec} более ~ 1 кОе, как и говорилось при обсуждении гистерезиса $R(H)$, см. п.п. 3.2., значения ΔH малы (см. данные для образца YBCO-2 при $T = 77$ К), а диапазоне полей $0 \leq H < H_{dec}^m$ выполняется неравенство $\Delta H(H_{dec} = H_{dec}^w) > H_{dec}$. Кроме того, для образца YBCO-1 магнитосопротивление на обратном ходу, практически скачкообразно (рис. 7), уменьшается до нуля, и зависимость $\Delta H(H_{dec})$ содержит, буквально, одну точку, приведенную на рис. 9.

Основное, что обращает на себя внимание на рис. 9, это близость полученных экспериментальных данных $\Delta H(H_{dec})$ линейной функции $\Delta H = H$ (показана на рис. 9, *a* сплошной линией) в большом диапазоне поля H_{dec} , и идентичность характера зависимостей $\Delta H(H_{dec})$ для различных образцов при различных температурах.

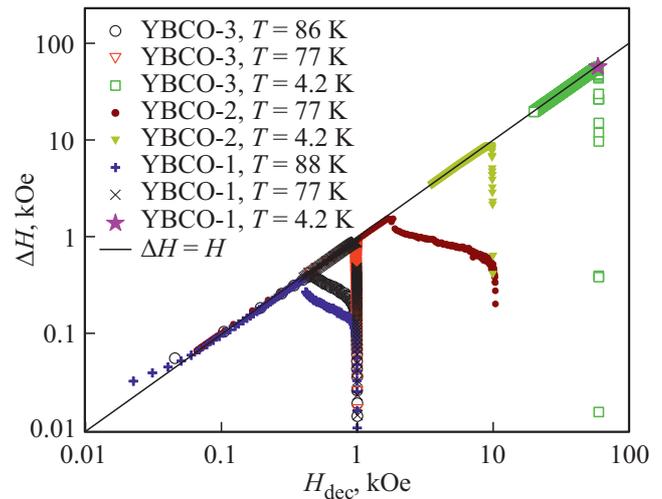


Рис. 9. Полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления ΔH от поля H_{dec} (использована двойная логарифмическая шкала) для образцов YBCO-1, YBCO-2, YBCO-3 (символы) при указанных температурах и различных значениях H_{max} . Сплошная линия — линейная зависимость $\Delta H = H_{dec}$.

Следование зависимости $\Delta H \approx H_{dec}$ означает, что зависимость $R(H_{inc})$ достаточно быстро возрастает, и по достижении некоторого поля H_{inc}^m выходит на слабую зависимость от поля, тогда, если H_{inc}^m достаточно мала, по сравнению с H_{max} , логично, что $\Delta H \approx H_{dec}$. Весьма неожиданным оказалось, что, несмотря на большие различия в транспортном критическом токе (таблица), магнитотранспортных свойствах (рис. 3), а также форме зависимостей $R(H)$ (рис. 5, 7), все исследованные образцы иттриевого ВТСП проявляют некое универсальное поведение гистерезиса магнитосопротивления при различных температурах.

Ширина гистерезиса $R(H)$ должна совпадать с шириной гистерезиса эффективного поля $B_{eff}(H)$. Подставляя поочередно в (1) $H = H_{inc}$ и $H = H_{dec}$, и вычитая полученные выражения одно из другого, получим при $B_{eff}(H_{dec}) = B_{eff}(H_{inc})$:

$$\Delta H = 4\pi\alpha\{M(H_{dec}) - M(H_{inc})\}. \quad (4)$$

Как и говорилось ранее, здесь принято, что параметр α не зависит от внешнего поля. Тогда идентичность поведения ΔH от H_{dec} для различных температур и различных образцов может объясняться примерно одинаковым поведением гистерезиса намагниченности, а также его температурной эволюцией. С другой стороны, параметр α достаточно большой, и, видимо, практически не зависит от температуры [67–69,79]. Тогда обнаруженное универсальное поведение ширины гистерезиса магнитосопротивления, проиллюстрированное на рис. 9, может быть качественно объяснено. Фактически, параметр α определяет эффективное сгущение линий магнитной индукции от магнитных моментов гранул в области межгранулярной границы. Известно, что протяженность межгранулярных границ в ВТСП иттриевой системы крайне

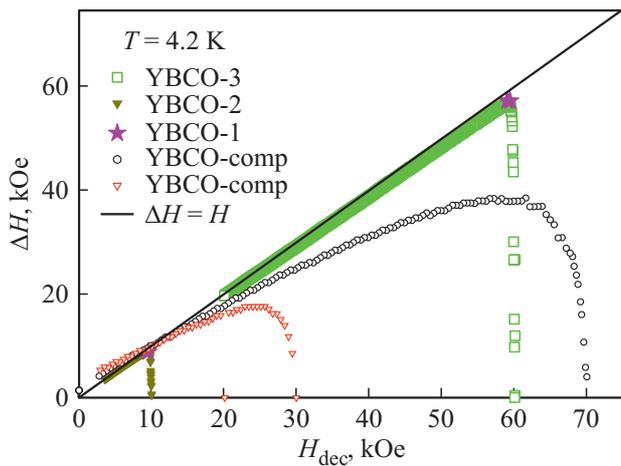


Рис. 10. Полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления ΔH от поля H_{dec} для исследованных образцов (символы) при $T = 4.2 \text{ K}$ (значения H_{max} различны). Сплошная линия — линейная зависимость $\Delta H = H_{\text{dec}}$.

мала, и, логично, что большие значения J_C соответствуют наименьшим по протяженности (толщине l) межгранульным границам [3–6]. В работе [6] были проведены оценки величины l различных ВТСП образцов иттриевой системы (оценки сделаны на основании сопоставления экспериментальных и теоретических [80] температурных зависимостей критического тока при $H = 0$). Для наилучших образцов ($J_C(T = 4.2 \text{ K}) \sim 1.4 \text{ kA/cm}^2$) величина l , составила всего $\sim 1/10$ от значения длины когерентности ξ_0 , тогда как для образца со значением J_C на порядок меньшим, толщина l увеличилась до $\approx 1 \xi_0$. Для серии образцов YBCO-1, 2, 3 логично, что уменьшение J_C (таблица) будет соответствовать увеличению толщины межгранульных границ. При этом такое увеличение толщины межгранульных прослоек должно сказаться на величине параметра α , однако обнаруженная идентичность поведения ширины гистерезиса $R(H)$ указывает на примерно одинаковую степень сгущения магнитного потока. Возможно, что при приложении внешнего поля есть и дополнительный эффект, заключающийся в том, что в поле (имеется виду эффективное поле) и часть приповерхностной области ВТСП гранул уже ведет себя как межгранульная прослойка. Тогда можно ожидать примерно одинаковую степень сгущения потока в межгранульной среде для исследованной серии образцов с различной токонесущей способностью.

Описанная выше особенность — идентичное поведение ширины гистерезиса $R(H)$ для различных образцов гранулярного уже не выполняется для композитного образца. На рис. 10 приведены данные по $\Delta H(H_{\text{dec}})$ как для образцов YBCO-1, 2, 3, так и для образца YBCO-comp при температуре 4.2 K. Видно, что данные для композита уже нельзя, даже приближенно, описать линейной „скейлинговой“ функцией, к тому же и зависимость $\Delta H(H_{\text{dec}})$ для этого образца расположена значительно ниже, чем

для образцов YBCO-1, 2, 3. Здесь, ввиду выражения (4), уже можно говорить о меньшей сжатии потока в области межгранульных границ, чем в „чистых“ YBCO. Ясно, что толщина границ между ВТСП гранулами в композитном образце значительно увеличилась²; оценки эффективной толщины, для композитов с металлооксидом BaPbO_3 , полученных по схожей технологии и содержанием несверхпроводящего компонента, дали величину d порядка $3\xi_0$ [6]. Следовательно, для композита логично ожидать меньшую степень сжатия потока, или меньшее значение параметра α , что и наблюдается из данных $\Delta H(H_{\text{dec}})$ на рис. 10.

4. Заключение

Механизм гистерезиса магнитосопротивления гранулярных ВТСП объясняется процессами диссипации в межгранульных границах, и при этом в пространстве между гранулами необходимо рассматривать не внешнее поле, а эффективное поле B_{eff} . Это эффективное поле является суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитным откликом ВТСП гранул. Следовательно, магнитный гистерезис гранулярных ВТСП определяет их магнитотранспортный гистерезис.

Основным результатом данной работы можно считать обнаруженное универсальное поведение ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ (при условии $R(H_{\text{dec}}) = R(H_{\text{inc}})$) гранулярных ВТСП системы Y–Ba–Cu–O. В достаточно большом интервале внешних полей указанный параметр ΔH имеет функциональную зависимость, близкую к линейной, и эта зависимость одинакова как для температур, близких к критической (выше 77 K), так и при низкой температуре ($T = 4.2 \text{ K}$). Более того, данные оказались идентичными для трех образцов, обладающих различной плотностью транспортного критического тока — от больших (1.5 kA/cm^2 при 4.2 K) до достаточно малых (100 A/cm^2 при 4.2 K) значений J_C . Причиной такого независимого от „качества“ межгранульных границ универсального поведения является эффект сжатия магнитного потока в межгранульной среде. Степень сжатия потока, по-видимому, примерно одинакова для образцов с различной токонесущей способностью. Однако исключением является ВТСП-композит, в котором критический ток еще более подавлен ($J_C \sim 0.1 \text{ A/cm}^2$ при 4.2 K) ввиду того, что несверхпроводящий ингредиент (в данном случае — CuO) выступает в роли прослоек между гранулами, и, в результате эффективная протяженность границ в композите становится значительно большей, чем протяженность естественных границ в „чистом“ Y–Ba–Cu–O. Для такого композитного образца эффект сжатия потока в межгранульной среде „работает“ в меньшей степени.

² Эффективная толщина границ между ВТСП гранулами в композите зависит от концентрации несверхпроводящего компонента [72,53,23,6].

Таким образом, достаточно сильное сжатие потока в области межгранульных границ является основной причиной наблюдаемого широкого гистерезиса магнитосопротивления, что определяет универсальное поведение ширины этого гистерезиса для образцов ВТСП иттриевой системы.

Благодарности

Авторы благодарят Д.М. Гохфельда за обсуждение результатов. Часть измерений транспортных свойств проводилась на установке PPMS-6000 Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L. Ji, M.S. Rzechowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
- [2] M. Prester. *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 333 (1998).
- [3] M.I. Petrov, D.A. Balaev, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. *Physica C* **235–240**, 3043 (1994).
- [4] R. Gross. *Physica C* **432**, 105 (2005).
- [5] J. Mannhart. *Physica C* **450**, 152 (2006).
- [6] М.И. Петров, Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд. *ФТТ* **49**, 4, 589(2007).
- [7] J.H. Durrell, N.A. Rutter. *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 013001 (2009).
- [8] X. Obradors, T. Puig, S. Ricart, M. Coll, J. Gazquez, A. Palau, X. Granados. *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 123001 (2012).
- [9] G. Wang, M.J. Raine, D.P. Hampshire. *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 104001 (2017).
- [10] R.J. Joshi, R.B. Hallock, J.A. Taylor. *Phys. Rev. B* **55**, 9107 (1997).
- [11] J.W.C. De Vries, G.M. Stollman, M.A.M. Gijs. *Physica C* **157**, 406 (1989).
- [12] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. *Phys. Rev. B* **44**, 863 (1991).
- [13] C. Ganey, H. Petersen, R. Bednar. *Phys. Rev. B* **48**, 3388 (1993).
- [14] H.S. Gamchi, G.J. Russell, K.N.R. Taylor. *Phys. Rev. B* **50**, 12950 (1994).
- [15] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, M.M. Miller, C.H. Joshi, W.L. Carter, A.J. Rodenbush, M.D. Manlief, D. Aized. *Phys. Rev. B* **50**, 478 (1994).
- [16] D.H. Liebenberg, R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, P.C. McIntyre, M.J. Cima. *Phys. Rev. B* **51**, 11838 (1995).
- [17] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, A.R. Drews, L. Toth, M.S. Osofsky, W.L. Lechter, E.F. Skelton. *Phys. Rev. B* **51**, 1393 (1995).
- [18] W.M. Tieran, R. Joshi, R.B. Hallock. *Phys. Rev. B* **48**, 3423 (1993).
- [19] Y. Zhao, X.B. Zuge, J.M. Xu, L. Cao. *Phys. Rev. B* **49**, 6985 (1994).
- [20] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris. *Physica C* **279**, 95 (1997).
- [21] H. Shakeripour and M. Akhavan. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 234 (2001).
- [22] M.R. Mohammadizadeh, M. Akhavan. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 538 (2003).
- [23] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **48**, 5, 588 (2006).
- [24] М.А. Васютин. *Письма ЖТФ* **39**, 9 (2013).
- [25] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **60**, 3, 465 (2018).
- [26] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *Письма ЖЭТФ* **108**, 4, 249 (2018).
- [27] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФНТ* **44**, 3, 258 (2018).
- [28] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФНТ* **46**, 5, 653 (2020).
- [29] S. Shifang, Z. Yong, P. Guoqian, Y. Daoq, Z. An, C. Zuyao, Q. Yitai, K. Eiyuan, Z. Qirui. *Europhys. Lett.* **6**, 4, 359 (1988).
- [30] Y.J. Quian, Z.M. Tang, K.Y. Chen, B. Zhou, J.W. Qui, B.C. Miao, Y.M. Cai. *Phys. Rev. B* **39**, 4701 (1989).
- [31] P. Mune, F.C. Fonseca, R. Muccillo, R.F. Jardim. *Physica C* **390**, 363 (2003).
- [32] Н.Д. Кузьмичев. *Письма в ЖЭТФ* **74**, 291 (2001).
- [33] Н.Д. Кузьмичев. *ФТТ* **43**, 1934 (2001).
- [34] I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **167**, 134506 (2003).
- [35] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 922 (2008).
- [36] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **50**, 6, 961 (2008).
- [37] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖТФ* **78**, 36 (2008).
- [38] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **52**, 3, 424 (2010).
- [39] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. *ФТТ* **51**, 1046 (2009).
- [40] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Vykov, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *Physica C* **470**, 61 (2010).
- [41] A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, A. Kilic, J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 3085 (2013).
- [42] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, Д.М. Гохфельд, *ФТТ* **56**, 8, 1492 (2014).
- [43] J.E. Evetts, V.A. Glowacki. *Cryogenics* **28**, 641 (1988).
- [44] M.E. McHenry, P.P. Maley, J.O. Willis. *Phys. Rev. B* **40**, 2666 (1989).
- [45] E. Altshuler, J. Musa, J. Barroso, A.R.R. Papa, V. Venegas. *Cryogenics* **33**, 308 (1993).
- [46] P. Mune, E. Govea-Alcaide, R.F. Jardim. *Physica C* **354**, 275 (2001).
- [47] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **54**, 11, 11 (2012).
- [48] D. López, F. de la Cruz F. *Phys. Rev. B* **43**, 13, 11478 (1991).
- [49] D. López, R. Decca, F. de la Cruz. *Supercond. Sci. Technol.* **5**, S276 (1992).
- [50] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 332 (2000).
- [51] A. Kilic, K. Kilic, S. Senoussi, K. Demir. *Phys. C* **294**, 203 (1998).
- [52] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura. *Phys. Rev. B* **66**, 13, 11478 (2002).
- [53] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 495 (2007).
- [54] С.В. Семенов, Д.А. Балаев, М.А. Почекутов, Д.А. Великанов. *ФТТ* **59**, 7, 1267 (2017).
- [55] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.A. Pochekutov. *J. Appl. Phys.* **122**, 123902 (2017).
- [56] A.V. Mitin. *Physica C* **235–240**, 3311 (1994).

- [57] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 10, 1740 (2004).
- [58] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 10, 1744 (2007).
- [59] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **53**, 5, 858 (2011).
- [60] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **53**, 5, 865 (2011).
- [61] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. ФТТ **55**, 12, 2305 (2013).
- [62] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. ФТТ **56**, 625 (2014).
- [63] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [64] 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).
- [65] 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**, 093918 (2011).
- [66] D.A. Balaev, S.V. Semenov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **27**, 1425 (2014).
- [67] S.V. Semenov, D.A. Balaev. Physica C **550**, 19 (2018).
- [68] S.V. Semenov, D.A. Balaev. J. Supercond. Nov. Magn. **32**, 2409 (2019).
- [69] С.В. Семенов, Д.А. Балаев. ФТТ **62**, 7, 1008 (2020).
- [70] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev. J. Appl. Phys. **125**, 033903 (2019).
- [71] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Gekshkebein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Rev. Mod. Phys. **66**, 4, 1125 (1994).
- [72] M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaihutdinov, K.S. Aleksandrov. Supercond. Sci. Technol. **14**, 798 (2001).
- [73] Д.М. Гохфельд. ФТТ **56**, 12, 2298 (2014).
- [74] Д.М. Гохфельд. Письма ЖТФ **45**, 2, 3 (2019).
- [75] C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [76] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [77] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, E.I. Sabitova, A.A. Dubrovskiy, K.A. Shaikhutdinov, M.I. Petrov. J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 2129 (2011).
- [78] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **59**, 1470 (2017).
- [79] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfeld. J. Supercond. Nov. Magn. (2021). <https://doi.org/10.1007/s10948-021-05812-2>
- [80] U. Gunsenheimer, U. Schussler, R. Kümmel. Phys. Rev. B **49**, 6111 (1994).

Редактор Т.Н. Василевская