

02,05

Общие закономерности магниторезистивных эффектов в поликристаллических иттриевой и висмутовой системах ВТСП

© Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский,
К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 25 мая 2010 г.
В окончательной редакции 1 октября 2010 г.)

Изучено влияние термомагнитной предыстории на поведение резистивного перехода $R(T)$ во внешних магнитных полях поликристаллических $YBa_2Cu_3O_7$, $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$, а также текстуры $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x + Ag$. Обнаружено, что для $YBa_2Cu_3O_7$ термомагнитная предыстория оказывает значительное влияние на диссипацию в подсистеме межгранульных границ в области полей до $\sim 10^3$ Ое, в области полей, больших $\sim 10^4$ Ое, этот эффект становится несущественным. Такое поведение объясняется влиянием магнитных моментов ВТСП-гранул на эффективное поле в межгранульной среде. Для висмутовых ВТСП влияния термомагнитной предыстории на резистивный переход не наблюдается, однако этот эффект проявляется на вольт-амперных характеристиках при больших плотностях транспортного тока. Есть кардинальное различие и в поведении изотерм магнитосопротивления $R(H)$ иттриевой и висмутовой систем. Для $YBa_2Cu_3O_7$ есть четкое разграничение режимов диссипации в межгранульной среде и гранулах, которое проявляется уже при малых величинах плотности транспортного тока в виде смены знака кривизны зависимости $R(H)$. Для текстуры на основе висмутового ВТСП эта особенность проявляется только при больших плотностях тока (сравнимых с критической при $H = 0$). Такое различие в поведении магниторезистивных свойств исследованных классических ВТСП-систем объясняется относительно низкими величинами полей необратимости висмутовых ВТСП. В них возможны одновременные процессы диссипации во внешнем поле и в подсистеме межкристаллитных границ и в самих кристаллитах.

Работа поддержана программой РАН № 5 (проект № 7).

1. Введение

Магниторезистивные (МР) эффекты в гранулярных ВТСП являются следствием процессов проникновения и перераспределения магнитного потока в двух различных подсистемах — сверхпроводящих гранулах и межгранульных границах (которые являются слабыми связями джозефсоновского типа). Диссипация во внешних полях происходит в первую очередь в подсистеме межгранульных границ, однако при достаточно высоких температурах возможно наблюдать МР-эффекты, связанные с процессами крипа или течения потока в самих ВТСП-гранулах. В свою очередь магнитные моменты ВТСП-гранул действуют на межгранульную среду, и это определяет гистерезисное поведение магнитосопротивления таких объектов. Кроме того, магнитные свойства классических ВТСП-систем (например, иттриевой и висмутовой) также различны и имеют разную величину анизотропии физических свойств. Такое многообразие факторов, влияющих на МР-эффекты в гранулярных ВТСП, затрудняет понимание физических механизмов, ответственных за эти явления, и препятствует установлению общих закономерностей в поведении различных гранулярных ВТСП-систем. Поэтому исследования МР-явлений в гранулярных ВТСП, начатые в первые годы после открытия высокотемпературной сверхпрово-

димости [1–7], интенсивно продолжаются до настоящего времени [18–25].

Известно, что четкий двухступенчатый резистивный переход в магнитных полях характерен для иттриевой [1,6,7,18–20] и лантановой [24,26] систем. Это дало основания интерпретировать „плавную“ часть зависимости $R(T)$ как ответственную за диссипацию в межгранульных границах и применять для описания экспериментальных результатов классические теории крипа или течения потока [6,7,13,19,20,26–28]. Однако анализ известных в литературе экспериментальных данных по резистивному переходу во внешних магнитных полях для ВТСП на основе висмута [4,5,13,29–37] показывает, что для этих объектов режимы диссипации в межкристаллитных границах и в самих кристаллитах не могут быть однозначно определены.

В работе [12] показано, что при температурах вблизи T_C при измерениях изотерм магнитосопротивления иттриевого ВТСП проявляются режимы диссипации, соответствующие подсистемам межкристаллитных границ и ВТСП-кристаллитов. Что касается висмутовой системы, в литературе не было приведено результатов, показывающих подобное поведение.

Кроме того, хотя поведение намагниченности различных ВТСП-систем при различной термомагнитной предыстории хорошо известно, в цитированных выше

работах при изучении зависимостей $R(T)$ во внешних полях авторы ограничивались случаем охлаждения в нулевом поле. По нашему мнению, изучение влияния терромагнитной предыстории для различных ВТСП-систем и объяснение полученных результатов является актуальной задачей.

Установлено, что при вводе/выводе внешнего магнитного поля, большего поля проникновения в ВТСП-гранулы, вольт-амперные характеристики (ВАХ) иттриевых [17] и висмутовых [13] систем определяются влиянием потока, захваченного в ВТСП-гранулах. Магнитные моменты ВТСП-гранул влияют на эффективное поле в межгранулярной среде, и это является одним из основных факторов, ограничивающих плотность критического тока керамических ВТСП [38]. Величина этого эффективного поля и определяет магнитосопротивление, обусловленное подсистемой межгранулярных границ [22,24,39]. Перемагничивание ВТСП-гранул приводит к перераспределению потока в межгранулярных границах, что является доминирующей причиной гистерезиса магнитосопротивления $R(H)$ в ВТСП классических систем (иттриевая, висмутовая и лантановая) [24]. По нашему мнению, подход, развитый для объяснения гистерезисного поведения магнитосопротивления и критического тока гранулярных ВТСП [22], позволит на основании данных по намагниченности объяснить и влияние терромагнитной предыстории на зависимости $R(T)$ этих объектов.

Целью настоящей работы является установление общих закономерностей во влиянии терромагнитной предыстории на МР-эффект, а также проявление при таких измерениях режимов диссипации в подсистемах межкристаллитных границ и кристаллитов для классических ВТСП-систем (иттриевая, висмутовая). Объектами служили гранулярные $YBa_2Cu_3O_7$ и $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ в виде текстуры и поликристалла. При интерпретации используются данные магнитных измерений, полученные на тех же образцах.

2. Эксперимент

Поликристаллические ВТСП, изучавшиеся в настоящей работе,готавливались методом твердофазного синтеза. Исследовались три различные серии образцов $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO), которые различались временем конечного отжига. Отсутствие посторонних фаз проверялось методом рентгеноструктурного анализа. Все образцы имели характеристики, типичные для ВТСП иттриевой системы. Далее для образцов использована маркировка YBCO № 1, YBCO № 2, YBCO № 3. Величины удельного сопротивления в нормальном состоянии $\rho(100\text{ K})$, плотности критического тока $j_c(77.4\text{ K})$ и температуры перехода T_C , определенной из магнитных измерений и начала резкого падения электросопротивления, составили для этих образцов соответственно $\approx 1.5\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$,

80 A/cm^2 , 92.0 K (YBCO № 1), $\approx 2.0\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$, 50 A/cm^2 , 93.0 K (YBCO № 2), $\approx 1.0\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$, 120 A/cm^2 , 93.0 K (YBCO № 3). Эффекты, на которые обращается внимание в настоящей работе, характерны для всех исследованных образцов YBCO (№ 1–3).

Методика приготовления висмутового текстурированного ВТСП с добавками серебра описана в работе [40]. Степень текстуры, определенная из данных рентгеноструктурного анализа методом Лотгеринга, составила 0.98 ± 0.01 [40]. Микроструктура показала, что ВТСП-кристаллиты (Bi-2223) в форме пластин с типичными размерами $\sim 20\text{--}30\text{ }\mu\text{m}$ и толщиной $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ упорядочены; кристаллографические a – b -плоскости лежат в плоскости пластин, c -ось перпендикулярна плоскости пластин. Измерения проводились на образце $70\text{ vol.}\%Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x + 30\text{ vol.}\%Ag$ (далее обозначен как Bi-text). Для этого образца величина $j_c(77.4\text{ K})$ составила $\approx 220\text{ A/cm}^2$, величина $\rho(120\text{ K}) \approx 0.5\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$. Приготовление поликристаллического образца $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ (далее Bi-poly) аналогично методике, описанной в работе [41]. Величина $j_c(77.4\text{ K})$ для образца Bi-poly составила $\approx 80\text{ A/cm}^2$, величина $\rho(120\text{ K}) \approx 0.5\text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$. По данным рентгеноструктурного анализа доля фазы 2221 для образцов Bi-text и Bi-poly составляла менее 5%, значение T_C из магнитных измерений 109 K .

Транспортные свойства ВАХ, магнитосопротивление $R(H) = U(H)/I$ (где U — падение напряжения, I — транспортный ток), зависимости $R(T)$ в магнитных полях исследовались стандартным четырехзондовым методом. Образцы выпиливались в форме параллелепипеда с типичными размерами поперечного сечения $\sim 1 \times 1\text{ mm}$ и длиной $\sim 0.8\text{ mm}$ (для образца Bi-text поперечное сечение было $\sim 0.5 \times 1.0\text{ mm}$). Электрические контакты — либо прижимные, золоченые (для YBCO), либо с использованием контактного клея Еро-Тек Н20-Е (для висмутовых ВТСП). При измерениях ВАХ и $R(H)$ при $T = 77.4\text{ K}$ (для образцов Bi-text и Bi-poly) образец находился в жидком азоте. Это позволило задавать стабильный ток до 1 A при измерениях $R(H)$; эффектов разогрева токовых контактов не наблюдалось. Величина j_c определялась из начального участка ВАХ по критерию $1\text{ }\mu\text{V/cm}$.

Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно направлению транспортного тока \mathbf{j} . Для образца Bi-text внешнее поле прикладывалось как параллельно, так и перпендикулярно кристаллографической c -оси ВТСП-кристаллитов, в обоих случаях транспортный ток прикладывался вдоль a – b -плоскостей кристаллитов Bi-2223, причем $\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$.

Измерения $R(T)$ проводились в трех различных режимах терромагнитной предыстории: 1) охлаждение в нулевом поле (zero field cooled — ZFC), а затем установление необходимой величины внешнего поля и проведение измерений при отогреве образца; 2) охлаждение в поле (field cooled — FC), а затем проведение измерений при отогреве образца; 3) охлаждение в поле до необходимой

температуры, затем вывод поля до величины $H = 0$ (FC, $H = 0$) и проведение измерений при отогреве образца. Измерения ВАХ проводились только в режимах ZFC и FC. Магнитное поле Земли не экранировалось.

Использовалась установка по измерению транспортных свойств, работающая в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН; в некоторых случаях измерения $R(T)$ проведены на установке PPMS-6000 (Quantum Design). Магнитные измерения проводились на вибрационном магнитометре [42] в режимах ZFC, FC и FC ($H = 0$).

3. Результаты и обсуждение

3.1. Влияние термомагнитной предыстории на резистивное состояние

3.1.1. Гранулярный Y–Ba–Cu–O. На рис. 1 приведены типичные зависимости $R(T)$ образца YBCO № 1, измеренные при различной термомагнитной предыстории в поле 150 Ое. Подобно большинству слабосвязанных сверхпроводников эти зависимости имеют двухступенчатый характер: резкий скачок, соответствующий переходу сверхпроводящих гранул, и плавный переход до температуры T_{C0} (при которой „ $R \approx 0$ “, определяемое с точностью $\sim 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$), уширяющийся в магнитном поле, который определяется переходом джозефсоновских связей. Величину R_{NJ} , показанную на рис. 1, можно считать нормальным сопротивлением джозефсоновской сети R_{NJ} , которое определяет максимальное магнитосопротивление, обусловленное процессами разрушения носителей сверхтока в межгранулярных границах ниже T_C [6,7,27]. Видно, что

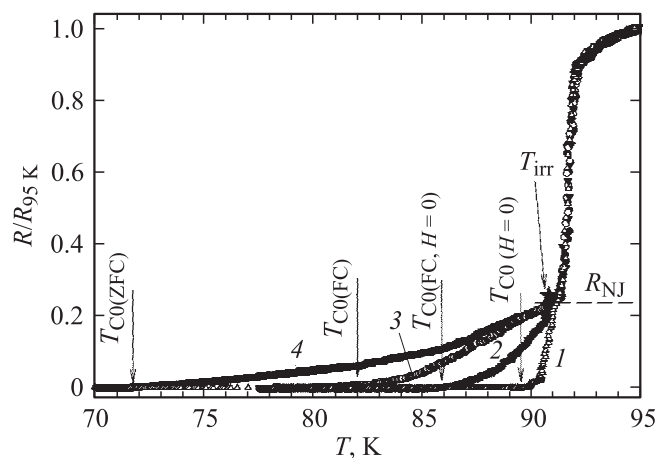


Рис. 1. Температурные зависимости $R(T)$ образца YBCO № 1 в нулевом внешнем поле (1) и поле $H = 150$ Ое при различной термомагнитной предыстории (2–4). 2 — FC ($H = 0$), 3 — FC, 4 — ZFC. Указаны температуры, при которых „ $R = 0$ “ ($\leq 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$) для использованных режимов, величина R_{NJ} , соответствующая сопротивлению межкристаллитных границ, и положение T_{irr} по данным магнитных измерений для $H = 150$ Ое (рис. 2). Транспортный ток $I = 10$ мА.

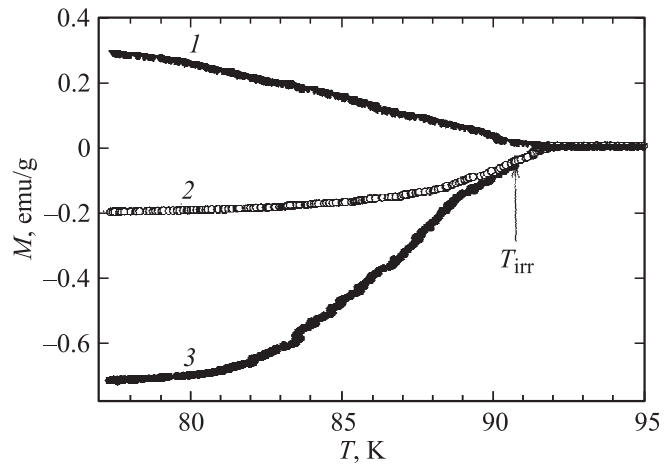


Рис. 2. Температурные зависимости $M(T)$ образца YBCO № 1 в поле $H = 150$ Ое при различной термомагнитной предыстории. 1 — FC ($H = 0$), 2 — FC, 3 — ZFC. Показан пример определения температуры T_{irr} .

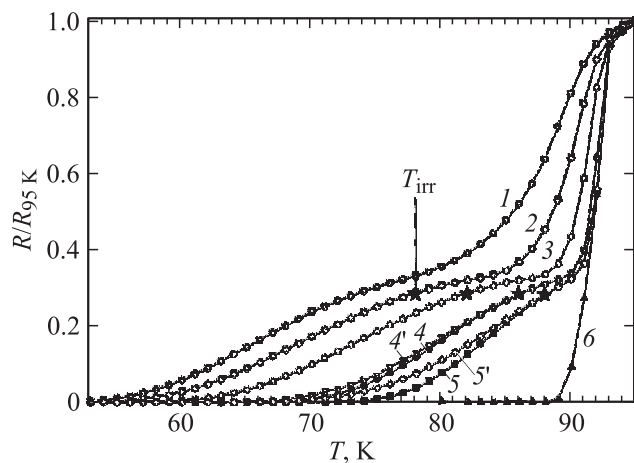


Рис. 3. Температурные зависимости $R(T)$ образца YBCO № 2 в нулевом внешнем поле и в различных полях в условиях FC и ZFC. H , кОе: 1 — 70, 2 — 30, 3 — 10, 4, 4' — 2, 5, 5' — 0.5, 6 — 0. Зависимости $R(T)$ для режимов FC и ZFC при $H \geq 10$ кОе совпадают. При $H = 2$ и 0.5 кОе: 4, 5 — FC, 4', 5' — ZFC. Показаны также положения T_{irr} (звездочки), полученные из магнитных измерений (рис. 4) при соответствующих значениях H . Транспортный ток $I = 1$ мА.

при повышении температуры разрушение сети джозефсоновских переходов происходит раньше для случая ZFC; иными словами, $T_{C0}(ZFC) < T_{C0}(FC) < T_{C0}(FC, H=0)$ или $R_{FC(H=0)} \leq R_{FC} \leq R_{ZFC}$ (при $T = \text{const}$).

Типичные температурные зависимости магнитного момента $M(T)$ образца YBCO № 1, измеренные в тех же режимах, что $R(T)$, приведены на рис. 2. Они типичны для ВТСП: $|M_{FC}| < |M_{ZFC}|$. Положительная величина магнитного момента $M_{FC(H=0)} > 0$ объясняется по крайней мере двумя факторами: 1) захватом магнитного потока в ВТСП-гранулах при охлаждении в поле; 2) про-

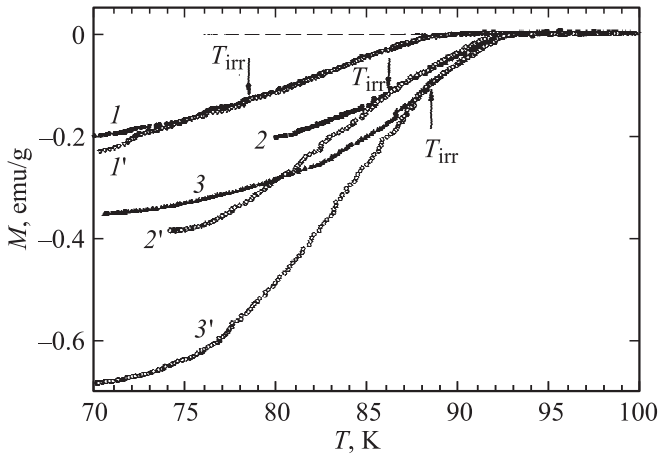


Рис. 4. Температурные зависимости $M(T)$ образца YBCO № 2 при различных величинах внешнего поля и разной термомагнитной предыстории. H, kOe : 1, 1' — 30, 2, 2' — 2, 3, 3' — 0.5. 1–3 — FC, 1'–3' — ZFC.

цессами, аналогичными „переманчиванию“ сверхпроводника второго рода при выводе внешнего поля [43].

На рис. 3 приведены зависимости $R(T)$ образца YBCO № 2, измеренные в условиях FC и ZFC во внешних полях от 500 Oe до 70 kOe. Из этого рисунка видно, что различие между $R(T)$, полученными для FC- и ZFC-режимов, имеет место для величин $H = 500 \text{ Oe}$ и $H = 2 \text{ kOe}$, а в полях $\sim 10 \text{ kOe}$ и ббльших различие между зависимостями исчезает. На рис. 4 приведены типичные температурные зависимости намагниченности $M(T)$ образца YBCO № 2, измеренные также в режимах FC и ZFC в полях 500 Oe, 2 и 3 kOe. Температуру, при которой зависимости $M(T)$ FC и $M(T)$ ZFC для одного значения H начинают совпадать, определяют как температуру необратимого поведения намагниченности T_{irr} , а значение этого поля называют полем необратимости H_{irr} при данной температуре [43]. Пример определения T_{irr} показан на рис. 4, 2. Положение точек T_{irr} (из магнитных измерений) относительно зависимостей $R(T)$ (FC и ZFC) при соответствующих значениях внешнего поля показано на рис. 3 и 1.

Для относительно небольших полей 150 и 500 Oe значения T_{irr} и температуры, выше которой $R(T)$ FC и $R(T)$ ZFC совпадают, идентичны. В поле $H = 2 \text{ kOe}$ совпадение зависимостей $R(T)$ FC и $R(T)$ ZFC начинается раньше соответствующей магнитным измерениям температуры T_{irr} . Для ббльших полей нет влияния магнитной предыстории на зависимости $R(T)$, а положение T_{irr} находится в температурной области, соответствующей диссипации в межгранульных границах (плавный „хвост“ $R(T)$).

Для объяснения различия поведения зависимостей $R(T)$ при использованных режимах термомагнитной предыстории привлечем модель гранулярного ВТСП, предложенную для описания гистерезиса $R(H)$ таких объектов [22]. Известно, что внешнее поле порядка

нескольких эрстед (или меньше) уже проникает в межгранульные границы [8,44]. Линии магнитной индукции, индуцированные магнитными моментами ВТСП-гранул, также замыкаются через межгранульное пространство. Если магнитный момент имеет отрицательное значение (направлен против внешнего поля), то направление линий магнитной индукции от магнитных моментов гранул в области межгранульных границ совпадает с направлением внешнего поля [22].¹ Таким образом, межгранульные границы (или джозефсоновская среда) находятся в эффективном поле B_{eff} — суперпозиции внешнего и индуцированного поля. Это индуцированное поле можно считать пропорциональным магнитному моменту образца [22–24], поэтому с учетом знака величины $M(H)$ можно записать

$$B_{\text{eff}}(H) = H + 4\pi \alpha(H) M(H), \quad (1)$$

где $\alpha(H)$ включает в себя влияние распределения потока внутри гранул, их эффективный размагничивающий фактор, геометрические параметры границ, и т.п.² Можно абстрагироваться от самих процессов захвата потока внутри гранул (процесс FC) или перераспределения потока (процесс (FC, $H = 0$)) и в дальнейшем оперировать величиной магнитного момента образца (очевидно, что это суперпозиция магнитных моментов отдельных гранул [46]). $|M_{\text{ZFC}}| > |M_{\text{FC}}|$ при $T < T_{\text{irr}}$; следовательно, $B_{\text{effZFC}} > B_{\text{effFC}}$. Для режима FC ($H = 0$) $B_{\text{eff(FC H=0)}} \sim M$ (в этом случае направление индуцированного поля неважно, так как $H = 0$). Из этого рассмотрения следует, что при $T < T_{\text{irr}}$ $B_{\text{eff(ZFC)}} > B_{\text{eff(FC H=0)}}$.

В случае когда диссипация происходит только в межгранульных границах, магнитосопротивление определяется величиной B_{eff} . Очевидно, что $R \sim B_{\text{eff}}$. Такое рассмотрение объясняет разницу $R(T)$ в исследованных режимах (рис. 1, 3). При $T > T_{\text{irr}}$ зависимости $R(T)$ должны совпадать, что и наблюдается для диапазона слабых полей (рис. 1, 3). В больших внешних полях индуцированное поле (второе слагаемое в (1)) уже не вносит заметного вклада в величину эффективного поля ($B_{\text{eff}} \approx H$). Поэтому для диапазона полей, ббльших $H \sim 10 \text{ kOe}$, разницы $R(H)$ для режимов FC и ZFC не наблюдается (рис. 3). Кроме того, с ростом температуры разница $|M_{\text{ZFC}} - M_{\text{FC}}|$ также уменьшается (рис. 2, 4). Поэтому и значения B_{eff} для режимов FC и ZFC также становятся близкими по мере приближения к T_{irr} . Это проявляется на экспериментальных зависимостях $R(T)$ при $H = 500 \text{ Oe}$ и $H = 2 \text{ kOe}$ (рис. 3). Разница между $R(T)$ для режимов FC и ZFC становится неразличимой при $T \approx 87$ и $\approx 82 \text{ K}$, тогда как значения T_{irr} для этого образца ≈ 88 и 86 K соответственно.

¹ Схематичное представление линий магнитной индукции в межгранулярной среде приведено на соответствующих рисунках в работах [22,23].

² Оценка величины α проводилась в работах [24,39,45]. В настоящей работе мы ограничиваемся качественным объяснением поведения $R(T)$ в различных режимах.

3.1.2. Текстура и поликристалл Bi–Ca–Sr–Cu–O (2223). Иная картина наблюдается для текстуры на основе висмута. Зависимости $R(T)$ образца Bi-text в магнитных полях от 0 до 80 кОе при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (\mathbf{c} — ось кристаллитов) приведены на рис. 5. Данные для $R(T)$ в режимах FC и ZFC совпадают как в области больших полей, так и в полях до 1 кОе. Причем это наблюдается как для измерительного тока $I = 1$ мА, так и больших значений I (это проиллюстрировано на вставке к рис. 5, *b* для полей $H = 300$ Ое, 3 кОе при $I = 30$ мА). Подобное поведение (нет отличия $R(T)$ для FC- и ZFC-режимов) имеет место и для образца Bi-poly — зависимости $R(T)$ приведены на вставке к рис. 5, *a*.

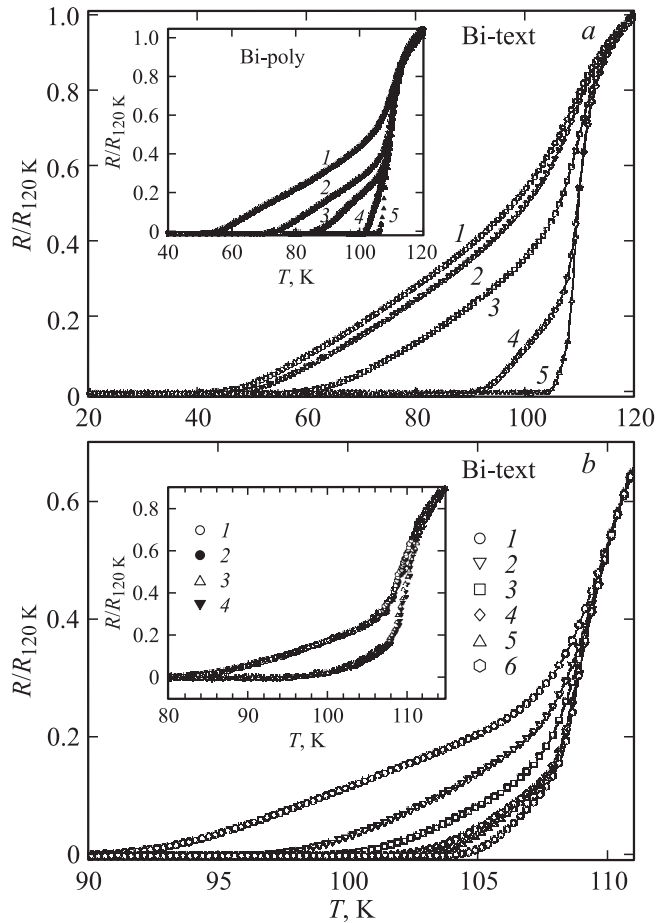


Рис. 5. Температурные зависимости $R(T)$ образца Bi-text при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. *a* — в нулевом внешнем поле и в полях более 1 кОе, *b* — в области полей до 1 кОе. H , кОе: *a*) 1 — 80, 2 — 60, 3 — 20, 4 — 1.0, 5 — 0; *b*) 1 — 1.0, 2 — 0.3, 3 — 0.1, 4 — 0.03, 5 — 0.01, 6 — 0. На вставке (часть *a*) — зависимости $R(T)$ для образца Bi-poly при $H = 60$ (1), 10 (2), 2 (3), 0.35 (4) и 0 кОе (5). Транспортный ток $I = 1$ мА для всех графиков, кроме показанных на вставке к части *b*. В пределах точности эксперимента данные для режимов FC и ZFC совпадают для всех показанных графиков. На вставке к части *b* это проиллюстрировано для зависимостей $R(T)$ образца Bi-text при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ в полях 3 кОе (1, 2) и 300 Ое (3, 4). 1, 3 — ZFC, 2, 4 — FC. $I = 30$ мА.

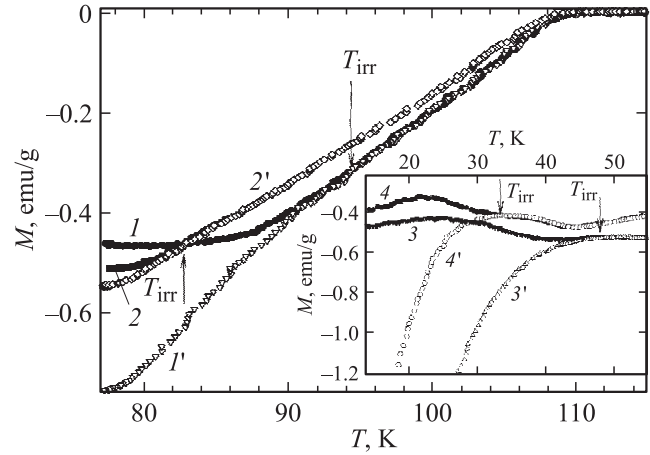


Рис. 6. Типичные температурные зависимости $M(T)$ образца Bi-text при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ в полях $H = 240$ (1, 1') и 700 Ое (2, 2') при различной термомагнитной предыстории. 1, 2 — FC, 1', 2' — ZFC. На вставке — фрагмент $M(T)$ в режимах FC (3, 4) и ZFC (3', 4') во внешних полях 10 (3, 3') и 30 кОе (4, 4').

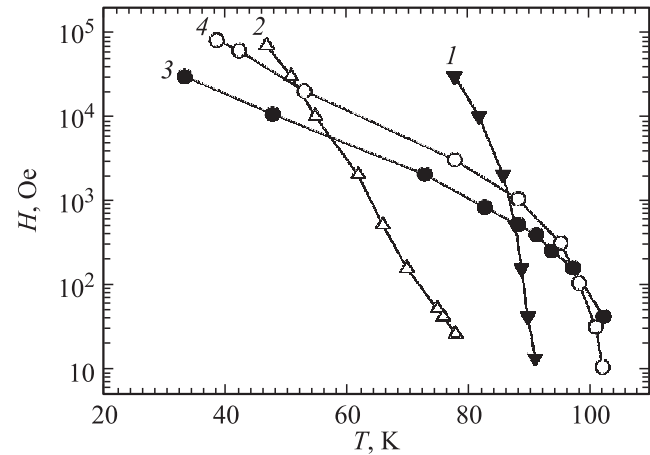


Рис. 7. Поведение линии необратимости H_{irr} (величины H , при которой определялась T_{irr} , рис. 4, 6), а также зависимости $T_{C0(ZFC)}(H)$ в условиях ZFC (пример определения показан на рис. 1) в координатах $H-T$. 1, 2 — образец YBCO № 2, 3, 4 — образец Bi-text при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. 1, 3 — $H_{irr}(T)$, 2, 4 — $T_{C0}(H)$.

Такое поведение можно понять, рассмотрев поведение линии необратимости $H_{irr}(T)$ и величины температуры T_{C0} (введенной выше, рис. 1) в координатах $H-T$. Типичные зависимости $M(T)$ для FC- и ZFC-режимов образца Bi-text при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, а также примеры определения T_{irr} при различных значениях H показаны на рис. 6.

На рис. 7 в координатах $\lg H-T$ приведены зависимости $H_{irr}(T)$ (H_{irr} — величина внешнего поля, при котором получено значение T_{irr} , рис. 2, 4, 6), а также зависимости $T_{C0(ZFC)}(H)$ для образцов Bi-text (ориентация $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, рис. 5 для значения $I = 1$ мА) и YBCO № 2 (данные рис. 3). Видимое на рис. 7 кардинальное разли-

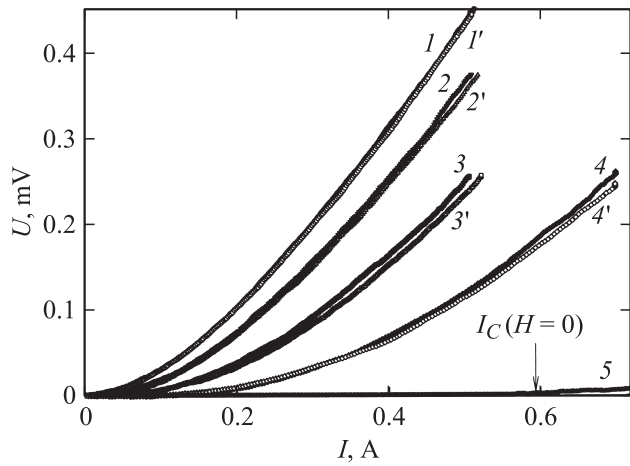


Рис. 8. ВАХ образца Bi-text в различных внешних полях ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) при $T = 77.4$ К в режимах FC (1–4) и ZFC (1'–4') и без приложения поля (5). H , Ое: 1, 1' — 700, 2, 2' — 375, 3, 3' — 240, 4, 4' — 40. Показано значение $I_C(H = 0)$.

чие в поведении зависимостей $H_{\text{итт}}(T)$ для висмутового и иттриевого ВТСП типично для исследованных систем [47,48]. Обращает на себя внимание относительное положение линий необратимости $H_{\text{итт}}(T)$ и зависимостей $T_{C0(\text{ZFC})}(H)$. Для YBCO зависимость $T_{C0(\text{ZFC})}(H)$ в координатах $H-T$ располагается всегда ниже линии необратимости $H_{\text{итт}}(T)$: $T_{C0(\text{ZFC})} < T_{\text{итт}}$ при $H = \text{const}$. Другое поведение наблюдается для образца Bi-text. Практически во всей области температур (исключая узкий диапазон выше ≈ 100 К) значения T_{C0} больше величин $T_{\text{итт}}$ при данной величине H . По нашим данным такое поведение характерно и для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a-b}$.

Для иттриевой системы есть достаточно большой диапазон температур между T_{C0} и $T_{\text{итт}}$ при $H = \text{const}$, в котором и наблюдаются эффекты влияния термомагнитной предыстории (FC и ZFC) на зависимость $R(T)$. Причем этот диапазон соответствует части $R(T)$, отвечающей за диссипацию в подсистеме межгранульных границ (рис. 1, 3). Для висмутовой системы зависимости $M(T)$ в режимах FC и ZFC начинают совпадать при температуре, меньшей T_{C0} (при которой начинается диссипация). Хотя зависимости $R(T)$ во внешних полях для висмутовых систем исследовались во многих работах, например [4,5,29–37], этот факт не был отмечен ранее. Можно заключить, что для висмутовой системы при сравнительно небольших плотностях тока (при которых обычно измеряется зависимость $R(T)$) во внешних полях одновременно переходят в резистивное состояние и слабые связи на межгранульных границах, и сами ВТСП-кристаллиты.

Эффекты термомагнитной предыстории в транспортных измерениях, однако, можно наблюдать, если во внешнем поле H , меньшем $H_{\text{итт}}$ (при данной T), целенаправленно перевести подсистему слабых связей в резистивное состояние транспортным током. Иными словами, провести измерения ВАХ в режимах FC и ZFC.

На рис. 8 приведены ВАХ образца Bi-text (ориентация $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) при $T = 77.4$ К в режимах FC и ZFC. Значения H и ориентация \mathbf{H} и \mathbf{c} для данных рис. 8 аналогичны магнитным измерениям на рис. 6. Видно, что магнитосопротивление в случае ZFC больше, чем в случае FC, подобно данным для YBCO. В поле $H = 700$ Ое этот эффект становится практически незаметным, поскольку разница $|M_{\text{ZFC}} - M_{\text{FC}}|$ при $T = 77.4$ К уменьшается (рис. 6) и ее влияние на эффективное поле в межгранульной среде, определяемое (1), становится незначительным. Подобные результаты были нами получены и для образца Bi-poly.

3.2. Вклад в магнитосопротивление от межкристаллитных границ и кристаллитов. Различие в поведении иттриевой и висмутовой систем. Для YBCO вклад от подсистемы межгранульных границ четко виден из зависимостей $R(T)$: плавная часть $R(T)$ в слабых полях (рис. 1). Величина R в точке перегиба $R(T)$ в больших полях (рис. 3) соответствует сопротивлению джозефсоновской сети в „нормальном“ состоянии R_{NJ} . Двухступенчатый переход в сверхпроводящее состояние, наблюдающийся при измерениях $R(T)$ во внешних полях, проявляется и в изотермах $R(H)$. На рис. 9 приведены зависимости $R(H)$ образцов YBCO №2, YBCO №3 при различных температурах. При температурах, достаточно далеких от T_C , диссипация происходит только в межгранульных границах, и зависимости $R(H)$ имеют тенденцию к насыщению (данные рис. 9 для образца YBCO №2 при $T = 60, 77.4$ К). С повышением температуры на зависимостях $R(H)$ появляется особенность — точка перегиба при $H = H^*$. Слева от H^* $R(H)$ определяется диссипацией в межгранульных границах, справа, оче-

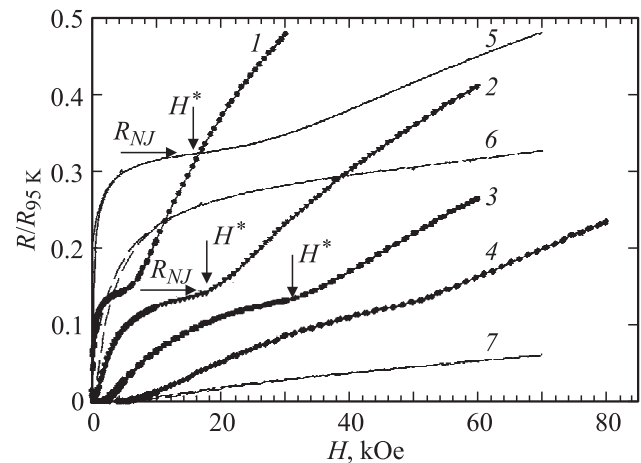


Рис. 9. Зависимости $R(H)$ при различных температурах для образцов YBCO №3 (1–4) и YBCO №2 (5–7). T , К: 1 — 90, 2 — 87.5, 3, 5 — 85.0, 4 — 82.5, 6 — 77.4, 7 — 60. Измерительный ток $I = 1$ мА. Показаны значения R_{NJ} и указаны точки H^* , в которых происходит смена знака кривизны зависимостей $R(H)$. Данные по $R(H)$ нормированы на значение R образца при $T = 95$ К.

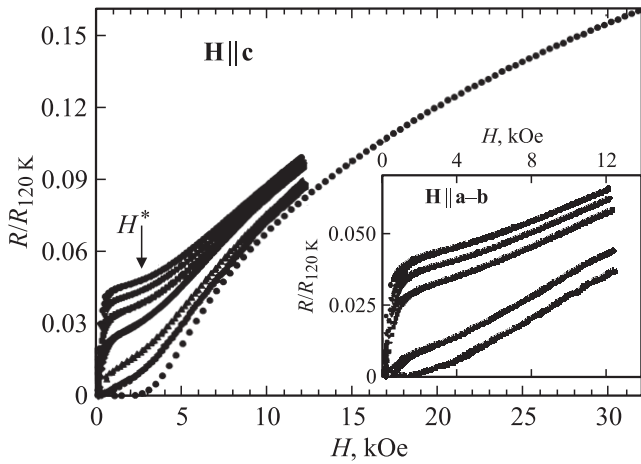


Рис. 10. Зависимости $R(H)$ образца Bi-text при $T = 77.4$ К, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ и величинах измерительного тока $I = 1000, 800, 600, 400, 200, 100$ и 1.0 мА (сверху вниз). Указано значение поля H^* , при котором происходит смена знака кривизны зависимостей $R(H)$ при больших величинах I . На вставке — $R(H)$ образца Bi-text при $T = 77.4$ К, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a-b}$ и значениях измерительного тока $I = 1000, 800, 600, 200$ и 100 мА (сверху вниз). Данные по $R(H)$ нормированы на значение R образца при $T = 120$ К.

видно, — диссипацией в ВТСП-гранулах. Это видно из данных для образцов YBCO № 2 ($T = 85$ К) и YBCO № 3 (рис. 9). Смена знака кривизны соответствует переходу от одного режима к другому. Величина R_{Nl} — значение R в точке перегиба — является „максимальным“ магнитосопротивлением от подсистемы слабых связей. Это можно видеть, сравнивая зависимости $R(T)$ (рис. 3) и $R(H)$ (рис. 9, а) для образца YBCO № 2.³ Отметим, что данные, приведенные на рис. 1, 3, 9 (для YBCO), получены при относительно небольших плотностях транспортного тока ($j = 10^{-1} - 1$ А/см², $I = 1 - 10$ мА, что много меньше $j_c(77.4$ К, $H = 0$)). При больших значениях транспортного тока указанные особенности на зависимостях $R(T)$ и $R(H)$ проявляются в большей степени.

Таким образом, для иттриевой системы во внешних магнитных полях имеется четкое разграничение процессов диссипации: сначала полностью переходят в резистивное состояние слабые связи на межгранульных границах, затем, при увеличении поля, появляется диссипация в кристаллитах.

Зависимости $R(H)$ ⁴ образца Bi-text, измеренные при $T = 77.4$ К, ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ и различных значениях транспортного тока, приведены на рис. 10. Диапазон транспортного тока включал значения как мень-

³ Зависимости $R(H)$ вблизи T_c (имеющие подобную точку перегиба) ранее были подробно исследованы только для системы $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ ($x = 0.35$) [12].

⁴ В области полей, меньших величины H^* , при которой происходит смена знака кривизны $R(H)$, магнитосопротивление проявляет гистерезис (он виден на рис. 9, 10). Причины этого гистерезиса подробно обсуждались [22–24].

ше критического тока в отсутствии внешнего поля ($I_c(77.4$ К) ≈ 600 мА), так и больше его. При малом измерительном токе $I = 1$ мА зависимость $R(H)$ — обычная S-образная кривая, характерная для сверхпроводников второго рода. Измерения, проведенные на образце Bi-text ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) при малой величине транспортного тока $I = 1$ мА при других температурах (вплоть до T_c), также не выявили ярких особенностей. „Двухфазность“ системы, проявляемая в тенденции к насыщению, а затем, с ростом внешнего поля, к появлению смены знака кривизны зависимости $R(H)$, появляется только при токе $I \geq 200$ мА. При $I = 0.8 - 1.0$ А зависимости $R(H)$ для образца Bi-text действительно подобны аналогичным зависимостям $R(H)$ для иттриевой системы. Смена знака кривизны происходит при $H^* \sim 2$ кОе ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$), причем эта величина H^* близка к значению $H_{ит}$ при 77 К (рис. 7). Для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a-b}$ зависимости $R(H)$ также демонстрируют указанные особенности (вставка к рис. 10), смена знака кривизны происходит в окрестности $H^* \sim 4$ кОе. Рост $R(H)$ в полях выше 4 кОе происходит медленнее, чем в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Такая анизотропия магниторезистивных свойств присуща текстурам на основе висмутового ВТСП и обсуждалась ранее [29,49,50].

Насколько нам известно, до настоящей работы в литературе не было приведено экспериментальных результатов, в которых на зависимостях $R(H)$ висмутовых ВТСП (текстур или поликристаллов, см., например, [4,5,29,31,32,50]) наблюдались такие яркие особенности. Эти особенности наблюдаются при условиях, когда транспортный ток сравним с $I_c(H = 0)$ при данной температуре. При относительно малых величинах транспортного тока (1–100 мА для данных рис. 10) диссипация в диапазоне слабых полей, как и в случае гранулярного YBCO, обусловлена разрушением носителей при туннелировании через межкуристаллитные границы. Однако при величине H^* , при которой появляется магнитосопротивление в кристаллитах Bi-2223, магнитосопротивление подсистемы межкуристаллитных границ еще далеко от насыщения. При $H > H^*$ процессы диссипации происходят как в кристаллитах, так и в границах. Поэтому не наблюдается резкого увеличения магнитосопротивления при $H \sim H^*$. Относительно большой транспортный ток переводит подсистему межкуристаллитных границ в резистивное состояние при меньшей величине внешнего поля (или при $H = 0$, если $I > I_c(H = 0)$). Поэтому только при достаточно больших величинах I наблюдается тенденция к насыщению на зависимости $R(H)$. При этом появление диссипации в кристаллитах при $H \sim H^*$ четко проявляется на зависимости $R(H)$. Для иттриевой системы такое поведение проявляется при достаточно малых величинах транспортного тока (рис. 9).

Наблюдаемое различие в магниторезистивных свойствах этих классических ВТСП можно интерпретировать следующим образом. Для YBCO энергия джоуфоновской связи, характеризующая подсистему межгрануль-

ных границ, много меньше соответствующей характеристики самих гранул YBCO; иными словами $j_{CJ} \ll j_{CG}$ (индексы J и G соответствуют джозефсоновской среде и гранулам). То же самое можно сказать и про систему Bi-2223, однако сильное условие $j_{CJ} \ll j_{CG}$ нарушается во внешних полях. Причиной этого является различие в поведении линий необратимости для YBCO и Bi-2223 (рис. 7). Несмотря на более низкое значение T_C , значения $H_{ит}$ для иттриевой системы на порядок превышают эти величины в Bi-2223 для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ уже при температуре ~ 80 К. Такое поведение линии необратимости известно и широко обсуждалось [49]. Именно относительно низкие значения полей необратимости системы Bi-2223 обуславливают отличие поведения ее магниторезистивных свойств от YBCO. Во внешних полях порядка $H_{ит}$ процессы диссипации могут происходить и в подсистеме границ, и в кристаллитах Bi-2223.

Указанное свойство системы Bi-2223 проявляется и в отличии формы зависимостей $R(T)$ во внешних полях от системы YBCO. Для YBCO можно четко разделить вклад от межгранульных границ и их сопротивление в „нормальном“ состоянии — R_{NJ} (рис. 3). Для образца Bi-text невозможно выделить участок зависимости $R(T)$, определенно соответствующий вкладу от той или иной подсистемы (рис. 5). Причем это относится как к области больших полей 20–80 кОе (рис. 5, *a*), так и к области $H \leq 1$ кОе (рис. 5, *b*). Величина R , при которой после резкого падения сопротивления начинается „плавная часть“ зависимости $R(T)$, увеличивается с ростом внешнего поля. Такое поведение характерно не только для текстурированного ВТСП, но и для поликристаллов ВТСП на основе висмута [30–37] (см. также вставку к рис. 5, *a*).

Другим фактором, влияющим на появление особенностей на зависимостях $R(H)$, соответствующих началу диссипации в кристаллитах Bi-2223, является анизотропия самих кристаллитов. В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}-\mathbf{b}$ смена знака кривизны зависимости $R(H)$ выражена слабее (вставка на рис. 10); кроме того, значение H^* выше, чем для случая $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. При хаотической ориентации кристаллитов в поликристалле висмутового ВТСП следует ожидать по крайней мере размытия данной особенности. Как показали наши измерения, для такого поликристалла на зависимостях $R(H)$ указанная особенность отсутствует. Зависимости $R(H)$ — возрастающие кривые, подобные зависимостям $R(H)$ для YBCO № 2 при $T = 77.4$ и 60 К на рис. 10. Использованные значения транспортного тока 50–400 мА были как меньше, так и больше критического тока данного образца в отсутствие внешнего поля ($I_C(77.4 \text{ К}) \approx 270$ мА, $j_C(77.4 \text{ К}) \approx 80$ А/см²), что сравнимо с относительными величинами транспортного тока при измерениях $R(H)$ на образце Bi-text (рис. 10). Кроме того, нами были исследованы зависимости $R(H)$ при $T = 77.4$ К образцов $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ низкой плотности (приготовление и микроструктура приведены в работе [34]), в которых пластинчатые кристаллиты Bi-2223 также хаотически ориентированы. Вплоть до

величин транспортного тока, на порядок превышающих критический ток при $H = 0$, особенностей на зависимостях $R(H)$ не наблюдается. Поэтому можно считать, что для поликристаллических Bi-2223 отсутствие характерной точки смены знака кривизны $R(H)$ вызвано влиянием анизотропии кристаллитов.

4. Заключение

Исследованные в работе гранулярные ВТСП на основе иттрия, а также текстуры на основе висмута проявляют идентичное поведение во влиянии тармомагнитной предыстории на резистивное состояние. Полученные результаты объясняются в рамках развитой ранее [22] модели гранулярного ВТСП, в которой рассматривается влияние магнитных моментов ВТСП-гранул на эффективное поле в межгранулярной среде. Эффекты, связанные с влиянием тармомагнитной предыстории на магниторезистивные свойства, определяются различным вкладом магнитных моментов сверхпроводящих гранул в это эффективное поле, причем это влияние значительно в области слабых полей.

Это вносит серьезные корректировки в интерпретацию ранее полученных результатов на гранулярных ВТСП. В ряде работ [4–7, 14] при обработке экспериментальных температурных зависимостей резистивного перехода в рамках моделей для слабосвязанных сверхпроводников извлекается полевая зависимость потенциала пиннинга в джозефсоновской среде, которая обсуждается в рамках теоретических представлений. Даже в случае охлаждения в нулевом поле внешнее поле не соответствует эффективному полю $B_{\text{эф}}$, определяемому выражением (1). Только для внешних полей порядка 10^4 Ое $B_{\text{эф}} \approx H$. Поэтому интерпретация полевой зависимости потенциала пиннинга в джозефсоновской среде гранулярного ВТСП в области слабых полей должна проводиться с учетом корректировки эффективного поля.

Обнаруженное различие во влиянии тармомагнитной предыстории на резистивный переход для иттриевой и висмутовой систем объясняется более низкими величинами полей необратимости висмутовых ВТСП. Это также определяет особенности изотерм магнитосопротивления текстурированных образцов ВТСП на основе висмута. Если для гранулярных YBCO на зависимостях $R(H)$ четко проявляются режимы диссипации в межгранулярных границах (область слабых полей) и в ВТСП-кристаллитах (область промежуточных или сильных полей в зависимости от близости к T_C), то для текстур Bi-2223 такое поведение имеет место только при плотностях транспортного тока j порядка $j_C(H = 0)$. Ввиду относительно низких величин полей необратимости висмутовых ВТСП при малых плотностях тока процессы диссипации во внешних полях $H \geq H_{ит}$ происходят одновременно и в подсистеме межкристаллитных границ, и самих кристаллитах Bi-2223. Это является

принципиальным отличием соотношения величин меж- и внутрикристаллитных плотностей критического тока во внешних полях для исследованных классических ВТСП-систем. Кроме того, для висмутового поликристалла характерные особенности зависимостей $R(H)$ (смена знака кривизны при переходе от режима диссипации в границах к режиму диссипации в кристаллитах) не наблюдаются даже при измерениях, проводимых в плотностях тока порядка j_c ($H = 0$). Это связано с влиянием анизотропии магниторезистивных свойств самих кристаллитов Bi-2223.

Такие ВТСП-системы, как Bi-2223, таллиевая ($Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_y$ — Ti-2223) и ртутная ($HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ — Hg-2223), обладают большей анизотропией критических параметров, чем YBCO и лантановая ((La, Sr) $_2$ CuO $_4$ — LSCO) системы. Известно также, что пиннинг и связанные с ним величины полей необратимости перечисленных классов ВТСП наибольшие именно для YBCO- и LSCO-систем [48]. Поведение зависимостей $R(T)$ во внешних магнитных полях для Ti-2223 и Hg-2223 поликристаллических ВТСП, известное из литературы [51,52], подобно тому, что наблюдается для висмутового ВТСП. Поэтому следует ожидать, что эффекты термомагнитной предистории (FC, ZFC) также не будут влиять на зависимости $R(T)$ для этих высокоанизотропных ВТСП-систем, а изотермы магнитосопротивления $R(H)$ могут четко проявить режимы диссипации в межкристаллитных границах и кристаллитах только на текстурированных объектах. С другой стороны, поликристаллические образцы LSCO демонстрируют четкий двухступенчатый резистивный переход в магнитном поле [24,26]. Поэтому для указанной системы ожидается, что влияние режимов FC и ZFC на резистивный переход, а также характер зависимостей $R(H)$ будет подобно тому, что наблюдается на гранулярных YBCO.

Список литературы

- [1] M.A. Dubson, S.T. Herbert, J.J. Calabrese, D.C. Harris, B.R. Patton, J.C. Garland. Phys. Rev. Lett. **60**, 11, 1061 (1988).
- [2] В.Л. Кожевников, К.Р. Крылов, А.И. Пономарев, М.В. Садовский, И.М. Цидильковский, С.М. Чешницкий. ФММ **64**, 1, 184 (1987).
- [3] Y.J. Quian, Z.M. Tang, K.Y. Chen, B. Zhou, J.W. Qui, B.C. Miao, Y.M. Cai. Phys. Rev. B **39**, 7, 4701 (1989).
- [4] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. Phys. Rev. B **44**, 2, 863 (1991).
- [5] A.C. Wright, T.K. Xia, A. Erbil. Phys. Rev. B **45**, 2, 5607 (1992).
- [6] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 5, 3388 (1993).
- [7] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50**, 17, 12950 (1994).
- [8] Д.Н. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **74**, 5, 291 (2001).
- [9] I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu. Phys. Rev. B **67**, 134506 (2003).
- [10] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184514 (2002).
- [11] P. Mune, F.C. Fonseca, R. Muccillo, R.F. Jardim. Physica C **390**, 363 (2003).
- [12] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [13] E. Govea-Alkaide, R.F. Jardim, P. Mune. Physica C **423**, 152 (2005).
- [14] M.R. Mohammadzadeh, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **16**, 538 (2003).
- [15] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **29**, 4, 396 (2003).
- [16] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **30**, 6, 604 (2004).
- [17] В.В. Дервянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 8, 1374 (2006).
- [18] C.A.M. dos Santos, C.J.V. Oliveira, M.S. da Luz, A.D. Bortolozzo, M.J.R. Jardim, A.J.S. Machado. Phys. Rev. B **74**, 184526 (2006).
- [19] G.L. Bhalla, Pratima. Supercond. Sci. Technol. **20**, 1120 (2007).
- [20] A. Gupta, A.J. Deshpande, V.P.S. Awana, S. Balamurugan, K.N. Sood, R. Kishore, H. Kishan, E. Takayama-Muromachi, A.V. Narlikar. Supercond. Sci. Technol. **20**, 1084 (2007).
- [21] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **50**, 6, 961 (2008).
- [22] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [23] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **50**, 6, 972 (2008).
- [24] 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).
- [25] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖЭТФ **134**, 5(11), 922 (2008).
- [26] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris. Physica C **279**, 92 (1997).
- [27] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 5, 780 (2006).
- [28] D.K. Mani, M. Zouaoui, M. Annabi, F.B. Azzouz, M.B. Salem. J. Phys. Conf. Ser. **97**, 012182 (2008).
- [29] G.C. Han, C.K. Ong. Phys. Rev. B **56**, 17, 11299 (1997).
- [30] D.G. Marinaro, J. Horvat, S.X. Dou, I. Kusecic, E. Babic, R. Weinstein, A. Gandini. Supercond. Sci. Technol. **15**, 1596 (2002).
- [31] M. Ionescu, B. Winton, T. Silver, S.X. Dou, R. Ramer. J. Phys. D **37**, 1727 (2004).
- [32] B. Winton, M. Ionescu, T. Silver, S.X. Dou. J. Phys. D **38**, 2327 (2005).
- [33] M. Pekala, H. Bougrine, T. Lada, A. Morawski, M. Ausloos. Supercond. Sci. Technol. **8**, 726 (1995).
- [34] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. Supercond. Sci. Technol. **20**, 6, 491 (2007).
- [35] M.H. Pu, Z.S. Cao, Q.Y. Wang, Y. Zhao. Supercond. Sci. Technol. **19**, 462 (2006).
- [36] A.V. Pop, R. Deltour, A.H. Harabor, D. Ciurchea, Gh. Ilonca, V. Pop, M. Todica. Supercond. Sci. Technol. **10**, 843 (1997).
- [37] R.K. Nkum, W.R. Datars. Supercond. Sci. Technol. **8**, 822 (1995).
- [38] Х.Р. Ростами. ЖЭТФ **134**, 4(10), 716 (2008).
- [39] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. ФТТ **51**, 6, 1046 (2009).
- [40] М.И. Петров, И.Л. Белоzerova, К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, А.Д. Васильев, О.Н. Мартыанов. Supercond. Sci. Technol. **21**, 105019 (2008).

- [41] В.С. Кравченко, М.А. Журавлева, Е.М. Усков, П.П. Безверхний, Н.А. Боголюбов, О.Г. Потапова, Л.Л. Макашкин. Неорганические материалы **34**, 10, 1274 (1998).
- [42] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [43] Д.М. Гинзберг. В кн.: Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников I / Под ред. Д.М. Гинзберга. Мир, М. (1990). С. 69. [D.M. Ginsberg. In: Physical properties of high temperature superconductors I / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific (1989).]
- [44] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 415 (1988).
- [45] M.N. Kunchur, T.R. Askew. J. Appl. Phys. **84**, 12, 6763 (1998).
- [46] В.В. Вальков, Б.П. Хрусталев. ЖЭТФ **107**, 4, 121 (1995).
- [47] Y. Xu, M. Suenaga. Phys. Rev. B **43**, 7, 5516 (1991).
- [48] L.F. Cohen, H.J. Jensen. Rep. Prog. Phys. **60**, 1581 (1997).
- [49] B. Lehdorff, M. Hortig, H. Piel. Supercond. Sci. Technol. **11**, 1261 (1998).
- [50] G.C. Han, H.M. Han, Z.H. Wang, X.N. Liu, W.F. Yuan, F.T. Wang. Phys. Rev. B **51**, 18, 12754 (1995).
- [51] J.D. Hettinger, A.D. Swanson, J.C. Brooks, J.Z. Huang, L.Q. Chen, Zh. Zhao. Supercond. Sci. Technol. **1**, 349 (1989).
- [52] J. Roa-Rojas, P. Pureur, L. Mendocca-Ferreira, M.T.D. Orlando, E. Baggio-Saitovitch. Supercond. Sci. Technol. **14**, 898 (2001).