

*На правах рукописи*

**Балаев Дмитрий Александрович**

**МЕХАНИЗМЫ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО  
ЭФФЕКТА В ГРАНУЛЯРНЫХ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

**диссертации на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук**

**Красноярск - 2010**

**Работа выполнена в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
г. Красноярск**

**Официальные оппоненты : доктор физико-математических наук,  
профессор Вальков В.В.**

**доктор физико-математических наук,  
Мирмельштейн А.В.**

**доктор технических наук,  
Михайлов Б.П.**

**Ведущая организация: Институт сверхпроводимости и физики  
твёрдого тела РНЦ «Курчатовский  
институт», г. Москва**

**Защита состоится «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 года в \_\_\_\_\_ часов на  
заседании диссертационного совета Д 003.055.02 при Институте физики  
им. Л.В. Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск,  
Академгородок, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, главный  
корпус.**

**С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики  
им. Л.В. Киренского СО РАН**

**Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 года.**

**Учёный секретарь  
диссертационного совета  
доктор физико-математических наук**

**Втюрин А.Н.**

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Поликристаллические материалы на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) представляют интерес для исследователей как с сугубо научной точки зрения, так и для практического применения. Исследование влияния внешнего магнитного поля на резистивное состояние ВТСП является одним из инструментов изучения вихревого состояния в этих материалах. В поликристаллических материалах такие исследования осложняются двумя факторами: во-первых, ВТСП - кристаллиты (анизотропные по своим свойствам) ориентированы хаотически, а во-вторых, доминирующим влиянием межгранульных границ. Перенос сверхпроводящего тока через эти границы происходит посредством эффекта Джозефсона. Исследования магниторезистивных (МР) явлений в объёмных материалах (поликристаллах ВТСП), проведённые в первые годы после открытия ВТСП, зачастую носили характер «констатации фактов» и не выявили физических механизмов указанных явлений. Так, например, не ясно, какой именно механизм (закрепление вихрей в межгранульной среде, либо закрепление вихрей в ВТСП-гранулах, либо их обоюдное влияние) приводит к таким эффектам, как гистерезис магнитосопротивления и релаксация остаточного сопротивления после воздействия магнитного поля. Не выявлен механизм возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением, который иногда наблюдается в области слабых магнитных полей. На некоторых классах материалов (текстуры на основе висмутового ВТСП) гистерезис магнитосопротивления целенаправленно не исследовался. Поэтому с начала 2000-ых годов наблюдается всплеск интереса к исследованию магниторезистивных явлений в гранулярных ВТСП, целью которых является установление физических механизмов, ответственных за указанные выше эффекты. Для выявления этих механизмов целесообразно исследовать материалы с различной энергией джозефсоновской связи между сверхпроводящими кристаллитами, а также ВТСП различных систем. Объёмные композитные материалы на основе ВТСП, наряду с поликристаллами, полученными по стандартной технологии приготовления, могут являться объектами таких исследований, поскольку возможно проследить влияние энергии джозефсоновской связи на перечисленные выше эффекты и определить механизмы, ответственные за магнитосопротивление гранулярных ВТСП.

Известно, что поликристаллические ВТСП демонстрируют достаточно значительный МР эффект в области температур вблизи температуры сверхпроводящего перехода ( $T_c$ ), который обусловлен влиянием джозефсоновских связей в межкристаллитных границах. Это даёт потенциальную возможность практического применения таких материалов в качестве датчиков магнитного поля, работающих при криогенных температурах. Однако температурный диапазон, в котором наблюдается значительное магнитосопротивление, достаточно узок, и для классических ВТСП систем он не превышает нескольких градусов ниже температуры сверхпроводящего перехода. Кроме того, характеристики этих материалов, как активных элементов датчиков магнитного поля (избыточное удельное сопротивление, обусловленное магнитным полем, необходимая плотность

транспортного тока через образец), также не очень удобны для возможного практического применения. Поэтому актуальным является поиск ВТСП – материалов, обладающих значительным магнитосопротивлением в слабых магнитных полях уже в широкой области температур ниже  $T_c$  (включая удобную для практических применений температуру кипения жидкого азота) и высокими значения избыточного удельного сопротивления, обусловленного магнитным полем. В этом плане перспективным является исследование композитных материалов на основе ВТСП, в которых межгранулярные границы модифицируются за счёт добавления несверхпроводящего ингредиента.

*Целью данной диссертационной работы является изучение механизмов, определяющих магниторезистивный эффект в гранулярных ВТСП.*

В связи с этим были поставлены следующие задачи.

1. Исследовать магниторезистивный эффект при различных ориентациях внешнего поля и транспортного тока в композитах на основе ВТСП Y-Ba-Cu-O и несверхпроводящего ингредиента ( $\text{CuO}$ ,  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{O}_3$ ), представляющих сеть джозефсоновских переходов, в которых джозефсоновская энергия связи уменьшена по сравнению с обычными поликристаллическими ВТСП.
2. Установить механизмы, определяющие магниторезистивный эффект в этих объектах в различных диапазонах магнитных полей.
3. Провести измерения гистерезисных зависимостей магнитосопротивления «модельных» гранулярных ВТСП (композиты с редуцированной энергией джозефсоновской связи), а также «чистых» ВТСП поликристаллов классических систем (Y-Ba-Cu-O, La-Sr-Cu-O, Bi-Ca-Sr-Cu-O) с целью установления механизма гистерезиса магнитосопротивления.
4. Развить модель гистерезисного поведения магнитосопротивления гранулярного ВТСП на основе известного гистерезисного поведения намагниченности этих объектов, и предложить параметр, характеризующий гистерезис магнитосопротивления, который может служить критерием влияния захвата потока в межгранулярной среде или гранулах на гистерезис  $R(H)$ .
5. Исследовать анизотропию гистерезиса магнитосопротивления в текстурированных ВТСП на основе висмута при различных ориентациях внешнего поля и кристаллографических осей кристаллитов.
6. Провести измерения временной эволюции магнитосопротивления в постоянных внешних полях (включая релаксацию остаточного сопротивления после воздействия внешнего поля) различных гранулярных ВТСП и интерпретировать полученные результаты на основе развиваемой модели (п.4).
7. Исследовать серию поликристаллов ВТСП, различающихся диамагнитными свойствами, с целью установления взаимосвязи между этими свойствами и существованием участка с отрицательным магнитосопротивлением.

8. Для выполнения поставленных задач отработать методики измерения транспортных свойств твёрдых тел в магнитных полях, а именно:

а). адаптировать установку «вибрационный магнетометр со сверхпроводящим соленоидом» для измерений магнитосопротивления (внешние поля - до 65 kOe) и изготовить модификацию установки для измерений в полях до 7 kOe на основе сверхпроводящего соленоида, помещающегося в транспортный гелиевый дьюар.

б). создать установку, позволяющую проводить измерения транспортных свойств твёрдых тел в области температур 77-300K, во внешних полях до 15 kOe на основе магнита ФЛ-1.

### **Научная новизна.**

1. Впервые исследован МР-эффект в композитных материалах на основе ВТСП (Y-Ba-Cu-O) и несверхпроводящих ингредиентов (CuO, BaPbO<sub>3</sub>, BaPb<sub>0.75</sub>Sn<sub>0.25</sub>O<sub>3</sub>). Обнаружено, что данные материалы проявляют значительный эффект магнитосопротивления в слабых магнитных полях (десятки Эрстед) и широком диапазоне температур ниже T<sub>c</sub> ВТСП - ингредиента.

2. Проведён анализ зависимостей R(T), соответствующих резистивному переходу в подсистеме межгранульных границ в композитах Y<sub>3/4</sub>Lu<sub>1/4</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> + CuO, в широком диапазоне внешнего поля (как в области слабых полей до ~10<sup>2</sup> Oe, так и в полях до 6×10<sup>4</sup> Oe). Сделан вывод о смене механизмов диссипации с ростом магнитного поля: для диапазона сильных магнитных полей и широкого диапазона температур, магнитосопротивление обусловлено классическим крипом магнитного потока, в то время как в диапазоне слабых полей (область высоких температур), экспериментальные результаты описываются моделью Амбегаокара – Гальперина применительно к джозефсоновской среде. Показано, что механизмом, определяющим значительный МР-эффект в данных материалах в области слабых магнитных полей, является течение магнитного потока в межгранульной среде.

3. Предложен критерий выявления механизма, определяющего гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Он основан на экспериментальном определении зависимости (или отсутствия зависимости) полевой ширины гистерезиса R(H) от транспортного тока.

4. Впервые обнаружено, что как для композитов на основе ВТСП (являющихся «модельными» гранулярными ВТСП с ослабленными джозефсоновскими связями между ВТСП - кристаллитами), так и для гранулярных ВТСП классических систем (YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>, Bi<sub>1.8</sub>Pb<sub>0.3</sub>Sr<sub>1.9</sub>Ca<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>, La<sub>1.85</sub>Sr<sub>0.15</sub>CuO<sub>4</sub>) наблюдается независимость полевой ширины гистерезиса от транспортного тока. Это является доказательством того, что доминирующим механизмом гистерезисного поведения магнитосопротивления в исследованных ВТСП - материалах, является влияние потока, захваченного в сверхпроводящих гранулах, на эффективное поле в межгранульных границах, а влияние захвата магнитного потока в межгранульных границах несущественно для гистерезиса R(H). Показано, что получаемый из



экспериментальных данных параметр - полевая ширина гистерезиса, характеризует внутригранулярный пиннинг и сжатие магнитного потока в межгранулярной среде.

5. Обнаружена и объяснена анизотропия гистерезиса магнитосопротивления текстурированных керамик  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  по отношению к взаимной ориентации внешнего поля и кристаллографических осей кристаллитов  $\text{Bi}2223$ . Для этой системы (ВТСП на основе висмута) впервые продемонстрировано, что переход от режима диссипации в межкристаллитных границах к режиму диссипации в сверхпроводящих кристаллитах проявляется только при больших ( $\sim j_c(H=0)$ ) плотностях транспортного тока.

6. Установлена взаимосвязь между релаксационными процессами намагниченности гранулярных ВТСП и временной эволюцией магнитосопротивления в постоянных приложенных внешних магнитных полях, и впервые экспериментально продемонстрирована смена характера зависимости  $R(t)$  для различных участков гистерезисной зависимости  $R(H)$  (при  $H = \text{const}$ ). Показано, что определение величины внутригранулярного пиннинга из измерений релаксации магнитосопротивления (проведённое ранее рядом авторов) по зависимости андерсоновского типа приводит к ошибочной оценке этой величины.

### **Практическая значимость работы.**

Обнаружено, что композитные материалы на основе ВТСП  $\text{Y-Ba-Cu-O}$  и несверхпроводящих ингредиентов  $\text{CuO}$ ,  $\text{BaPbO}_3$ , приготовленные методом быстрого спекания, обладают значительным магниторезистивным эффектом в диапазоне слабых магнитных полей (десятки Эрстед) в широкой области температур ниже  $T_c$  ВТСП – ингредиента (93.5 К) (что включает удобную для практических применений температуру кипения жидкого азота 77.4 К). Этот факт, а также продемонстрированная в работе возможность управления величиной  $MR$  – эффекта и значением  $\rho_0(H) = (\rho(H) - \rho(H=0)) / \rho(H=0)$  транспортным током, и экспериментально установленная функциональная зависимость магнитосопротивления от угла  $\alpha$  между направлением внешнего магнитного поля и транспортного тока  $R \sim \sin^2\alpha$ , дают потенциальные возможности применения данных материалов в качестве высокочувствительных датчиков магнитного поля для области слабых полей, работающих при криогенной температуре.

Создана новая установка по измерению транспортных свойств твёрдых тел в магнитных полях ( $H$  - до 15 kOe,  $77.4\text{K} \leq T \leq 360\text{K}$ ,  $I$  - до 3 А,  $U$  – до 600 В).

**Достоверность** полученных результатов обеспечена применением стандартных методик измерения транспортных и магнитных свойств твёрдых тел во внешних магнитных полях, использованием охарактеризованных образцов ВТСП, повторяемостью получаемых результатов. Анализ полученных экспериментальных данных проводился с использованием общепринятых теорий и подходов для сверхпроводников II рода. Достоверность также подтверждается тем, что ряд явлений, обнаруженных в работе (анизотропия гистерезиса магнитосопротивления текстур ВТСП на основе висмута, временная эволюция магнитосопротивления в постоянных внешних полях, появление участка с отрицательным

магнитосопротивлением), вытекали из развиваемой в ней модели поведения транспортных свойств гранулярного ВТСП в магнитном поле.

### **На защиту выносятся:**

- Результаты исследования МР-эффекта (зависимостей  $R(T)$  и  $R(H)$ ) в широком диапазоне внешнего магнитного поля в двухфазных композитных материалах, состоящих из ВТСП на основе иттрия и несверхпроводящих ингредиентов ( $\text{CuO}$ ,  $\text{BaPbO}_3$ ,  $\text{BaPb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{O}_3$ ). Обнаружена смена механизмов диссипации в джозефсоновской среде под действием внешнего магнитного поля для образцов ВТСП +  $\text{CuO}$ . Установлен физический механизм, обуславливающий значительный МР-эффект в данных материалах (процессы течения магнитного потока в межгранулярной среде).
- Результаты исследования гистерезисных зависимостей магнитосопротивления  $R(H)$  и критического тока  $J_C(H)$  от магнитного поля следующих ВТСП материалов: композитов на основе  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , поликристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ,  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ , текстурированных керамик  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$ , а также висмутовых ВТСП низкой плотности.
- Результаты анализа полученных гистерезисных зависимостей  $R(H)$  и  $J_C(H)$  в рамках развиваемой в работе модели гранулярного ВТСП. Показано, что такая характеристика гистерезисной зависимости магнитосопротивления, как полевая ширина гистерезиса  $R(H)$ , является параметром, независимым от величины транспортного тока для всех исследованных в работе систем, и отражает внутригранулярный пиннинг. Доминирующим механизмом формирования гистерезиса  $R(H)$  является влияние магнитных моментов ВТСП гранул на эффективное поле в межгранулярной среде; кроме того, вклад от магнитных моментов ВТСП гранул может приводить к появлению участка с отрицательным магнитосопротивлением. Влияние пиннинга в межгранулярных границах не вносит заметного вклада в гистерезисное поведение магнитосопротивления, а имеет место течение потока в джозефсоновской среде.
- Результаты исследования взаимосвязи анизотропных характеристик (от взаимного направления поля и кристаллографических осей кристаллитов  $\text{Bi-2223}$ ) гистерезиса намагниченности и гистерезиса магнитосопротивления текстурированных образцов  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$ . Показано, что эти зависимости обладают гистерезисом в одинаковых диапазонах внешнего поля. Экспериментально определены условия (плотность «измерительного» тока  $j$  порядка  $j_C(H=0)$ ), при которых наблюдается переход от режима диссипации в межкристаллитных границах к режиму диссипации в кристаллитах  $\text{Bi2223}$  для ВТСП-текстур на основе висмута.
- Результаты исследования временной релаксации магнитосопротивления в магнитных полях ВТСП - композитов, поликристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  и  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  при различных плотностях транспортного тока. Установлено, что релаксация остаточного электросопротивления является «реакцией» джозефсоновской среды на уменьшение в ней поля, индуцированного

магнитными моментами сверхпроводящих гранул, вследствие процессов релаксации в самих гранулах. Установлена причина различия величин «потенциала пиннинга», получаемых из измерений релаксации намагниченности и релаксации электросопротивления (при «формальном» применении результатов теории Андерсона-Кима для анализа зависимостей  $R(t)$ ).

- Экспериментально продемонстрирована и объяснена в рамках развитой в работе модели поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле смена характера временной эволюции магнитосопротивления  $R(t)$  в постоянных полях ( $H = \text{const}$ ) для различных случаев магнитной предыстории (внешнее поле возрастает, либо убывает).

**Апробация работы.** Полученные в диссертационной работе результаты были представлены и обсуждались на следующих международных и российских конференциях и симпозиумах:

- Международной байкальской научной конференции «Магнитные материалы», Иркутск, 2001 г.
- XVIII международной школе-семинаре «Новые магнитные материалы микроэлектроники» НМММ-XVIII, Москва 2002 г.
- 7-th International workshop High-Temperature Superconductors and Novel Materials Engineering MSU-HTSC VII, Moscow, June 20-25, 2004, P.35.
- Евро-азиатских симпозиумах «Trends in magnetism» EASTMAG-2004, Krasnoyarsk 2004, «Magnetism on a nanoscale» EASTMAG-2007, Kazan 2007.
- Workshop on Weak Superconductivity (WWS'05) – Bratislava, Slovakia, 2005 г.
- Международных конференциях «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС 06, Москва, Звенигород 2006 г., ФПС 08, Москва, Звенигород 2008 г.
- International Conferences on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors (M2S-HTSC) M2S-RIO–VII, – Rio de Janeiro, Brazil, 2003 г., M2S-HTSC-VIII, – Dresden, Germany, 2006.
- 25-th International Conference on Low Temperature Physics, Amsterdam, Netherlands, 2008.
- 12 международном симпозиуме «Упорядочение в минералах и сплавах» ОМА-12, Ростов-на-Дону, Лоо, 2009 г.
- 12 международном симпозиуме «Порядок, беспорядок и свойства оксидов» ОДРО-12, Ростов-на-Дону, Лоо, 2009 г.

Результаты работы также докладывались на семинарах в Казанском Государственном Университете (Городской магнитный семинар), в Институте Металлургии и Материаловедения им. А.А. Байкова РАН (Москва).

**Публикации.** По теме диссертационной работы опубликована 21 работа в рецензируемых научных журналах, получен патент РФ.



**Личный вклад автора.** При непосредственном участии автора были проведены модификации установки «Вибрационный магнетометр со сверхпроводящим соленоидом» для измерения магнитосопротивления во внешних полях. При участии и под руководством автора создана новая установка для измерения транспортных свойств твёрдых тел в магнитных полях ( $H$  - до 15 кОе,  $77.4\text{K} \leq T \leq 360\text{K}$ ,  $I$  - до 3 А,  $U$  - до 600 В), работающая в Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН. Автором была сделана постановка задач проведённых исследований, проведён ряд измерений транспортных свойств и намагниченности образцов в магнитных полях, проведён анализ полученных результатов.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 243 страниц, включая 97 рисунков. Список цитированной литературы состоит из 224 наименований.

**Первая глава** посвящена обзору литературных данных, посвящённых исследованиям МР – эффекта в гранулярных ВТСП, особое внимание уделено влиянию свойств сети джозефсоновских переходов на межгранульных границах. Приведены основные теоретические воззрения о механизмах диссипации в сверхпроводниках II рода, включая взаимосвязь критического тока и намагниченности, а также процессов релаксации намагниченности. В конце сделана постановка задачи, сформулирована цель работы и определены задачи исследования.

**Во второй главе** описаны методики приготовления<sup>1</sup> образцов ВТСП, исследованных в данной работе, а также методики измерения.

Поликристаллические ВТСП (без добавок несверхпроводящего ингредиента)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (далее YBCO),  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ,  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (далее BSCCO, LSCO соответственно) приготавливались стандартным методом твёрдофазного синтеза. На дебаеграммах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , присутствуют только рефлексы от структуры 1-2-3. Для ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  рентгеноструктурный анализ показал, что доминирующей является фаза 2223; из анализа интенсивности рефлексов, доля фазы 2212 составляет менее 5%. Дебаеграмма  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  также показала только рефлексы от данной структуры.

Композиты на основе ВТСП  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  были приготовлены методом, названным авторами «метод быстрого спекания», который заключается в 1). приготовлении исходных ингредиентов  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{BaPbO}_3$  и  $\text{BaPb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{O}_3$  (методом твёрдофазного синтеза); 2). совместном перетирании исходных компонентов, взятых в нужной пропорции; 3). отжиге при  $910\text{-}930^\circ\text{C}$  в течении 2-5 мин. (образцы помещаются в предварительно разогретую печь); 4) отжиге при  $350\text{-}400^\circ\text{C}$  (образцы перемещаются в другую печь, предварительно разогретую до

<sup>1</sup> Образцы приготовлены в лаб. СМП ИФ им. Киренского СО РАН М.И. Петровым с сотрудниками

указанной температуры, а затем, после отжига охлаждаются вместе с печью). Далее композитные образцы обозначены как  $YBCO + VX$ , где  $V$  – объёмное содержание несверхпроводящего ингредиента  $X$ . Дебаграммы полученных композитов содержали рефлексы от исходных ингредиентов. Посторонних рефлексов обнаружено не было.

Текстурированные ВТСП  $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x + 30 \text{ Vol.}\% \text{ Ag}$  (далее BSCCO + Ag) приготовлены из пористого ВТСП того же номинального состава путём одноосного прессования (при давлении до 500 МПа) в жидкой среде (этиловый спирт) [1]. Из анализа данных рентгеноструктурного анализа по методу Лотеринга определена степень текстуры  $P = 0.98 \pm 0.01$ , результаты сканирующей электронной микроскопии показали высокую степень текстуры данных образцов. Методика приготовления пористого ВТСП на основе висмута описана в [2].

Температура перехода  $T_c$ , определённая из магнитных измерений, составила  $\approx 92 \text{ K}$  для  $YBa_2Cu_3O_7$ ,  $\approx 93.5 \text{ K}$  для  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$  и композитов на его основе,  $\approx 108 \text{ K}$  для BSCCO и текстурированных висмутовых ВТСП, и  $\approx 35 \text{ K}$  для LSCO.

Измерения транспортных свойств в магнитных полях проводились стандартным четырёхзондовым методом. Для проведения измерений была проведена следующая модификация установки Вибрационный магнетометр (ВМ) для транспортных измерений. Для изготовленной автором вставки-дьюара (В-Д), позволяющей изменять температуру образца от 4.2 до 360 К, изготовлено 2 соленоида – медный и сверхпроводящий (Nb-Ti), которые могли закрепляться на В-Д, а вся система В-Д + соленоид могла помещаться в транспортный гелиевый дьюар. Варьируя соленоиды можно получать поля до 7 кОе (возможное замороженное поле – до  $\sim 10 \text{ Oe}$ ), либо до 300 Ое (для медного соленоида). Кроме того, отработана методика измерения магнитосопротивления в полях до 65 кОе используя сверхпроводящий соленоид установки ВМ [3].

При непосредственном участии автора была создана новая автономная установка для измерения транспортных свойств твёрдых тел в магнитных полях до 15 кОе на основе электромагнита ФЛ-1 и В-Д. Система сбора данных основана на современных вольтметрах Agilent 34401А. Данные с вольтметров регистрируются на современную ЭВМ. В лаборатории Сильных Магнитных Полей была разработана программа сбора данных и управления температурой и полем на основе ЦАП ICP CON I-74 и указанных вольтметров. Имеется возможность задавать скорость развёртки магнитного поля и температуры, а также стабилизации температуры с помощью ЭВМ. Транспортный ток через образец задаётся управляемым ЭВМ источником Keithley 2430. Погрешность измерения падения напряжения –  $0.1 \mu\text{V}$ . Погрешность измерения сопротивления –  $10^{-4}$ - $10^{-5} \Omega$  (при транспортном токе  $10^{-3}$ - $10^{-2} \text{ A}$ ). Диапазон изменения тока – до 3 А, напряжения – до 100 V; есть возможность использовать источник напряжения УИП-2 с выходным напряжением до 600 V, диапазон изменения температуры 77.4-360 К, есть возможность вращать магнит, т.е., изменять направление поля в ходе эксперимента. На установке были проведены тестовые измерения  $R(T)$ ,  $R(H)$  гранулярных ВТСП, манганитов (поликристаллов  $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$  и монокристалла

( $\text{La}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}$ ) $_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Mn}_{0.3}\text{O}_3$ ). В пределах точности эксперимента данные совпали с данными, полученными на модификации установки ВМ и установке PPMS-6000 (Quantum Design).

**В третьей главе** приводятся результаты исследования МР эффекта в композитах на основе YBCO и несверхпроводящих ингредиентов (CuO, металлооксиды  $\text{BaPbO}_3$ ,  $\text{BaPb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{O}_3$ ). Типичные результаты влияния внешнего поля на резистивный переход (зависимости  $\rho(T)$  для образца YBCO + 30 CuO) показаны на рис.1. Резкое уменьшение сопротивления при  $T_C = 93.5\text{K}$  (совпадающее со значением  $T_C$  из магнитных измерений) соответствует переходу ВТСП гранул, а вторая, плавная «ступень»  $\rho(T)$  переходу сети слабых связей в композите. Характерной особенностью композитов является широкий температурный диапазон (десятки градусов) МР эффекта в полях до  $\sim 10^2$  Oe. В «чистых» поликристаллах ВТСП эта область составляет единицы градусов [4]. Типичные

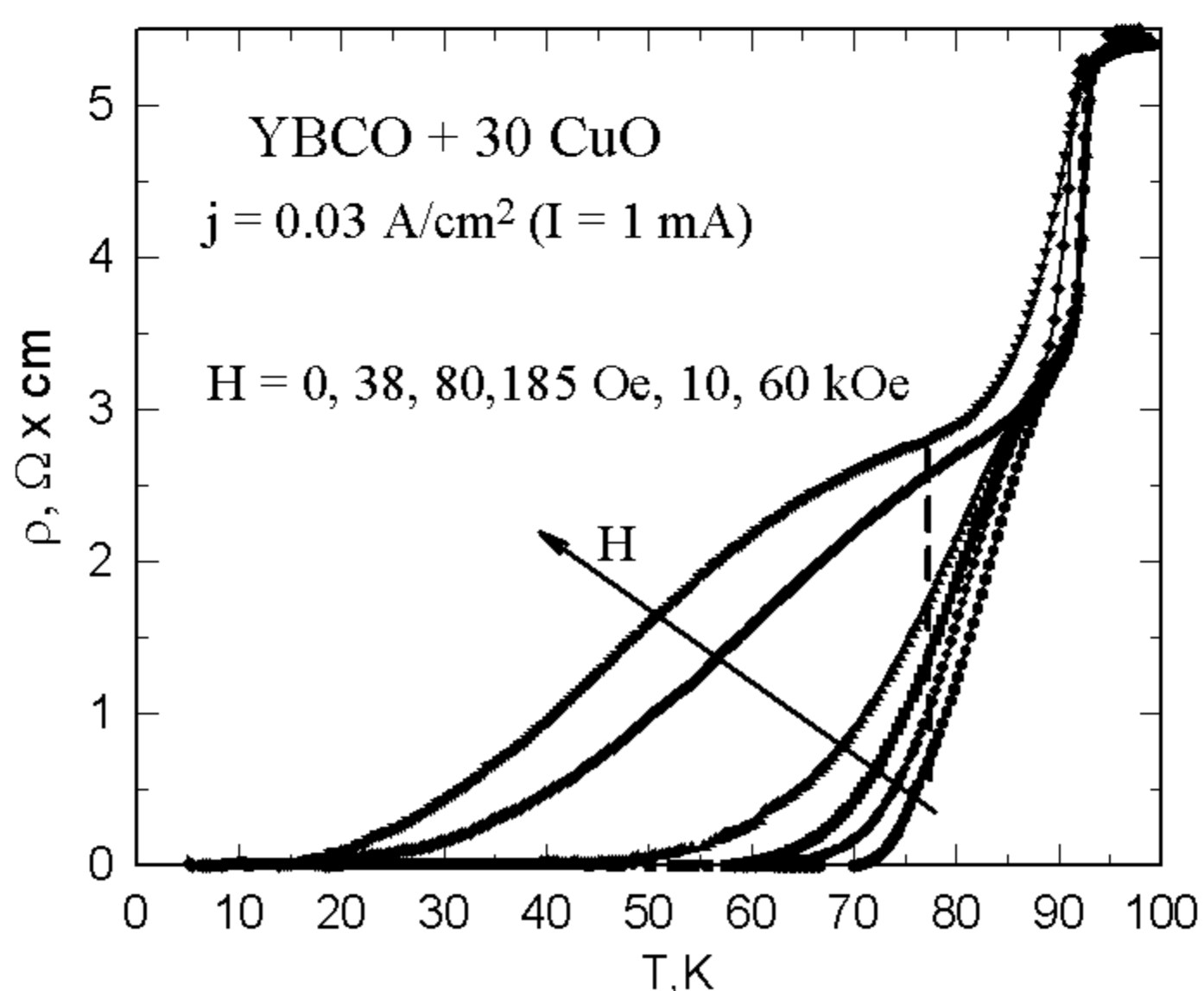


Рис.1. Резистивный переход композитного образца в различных внешних полях.

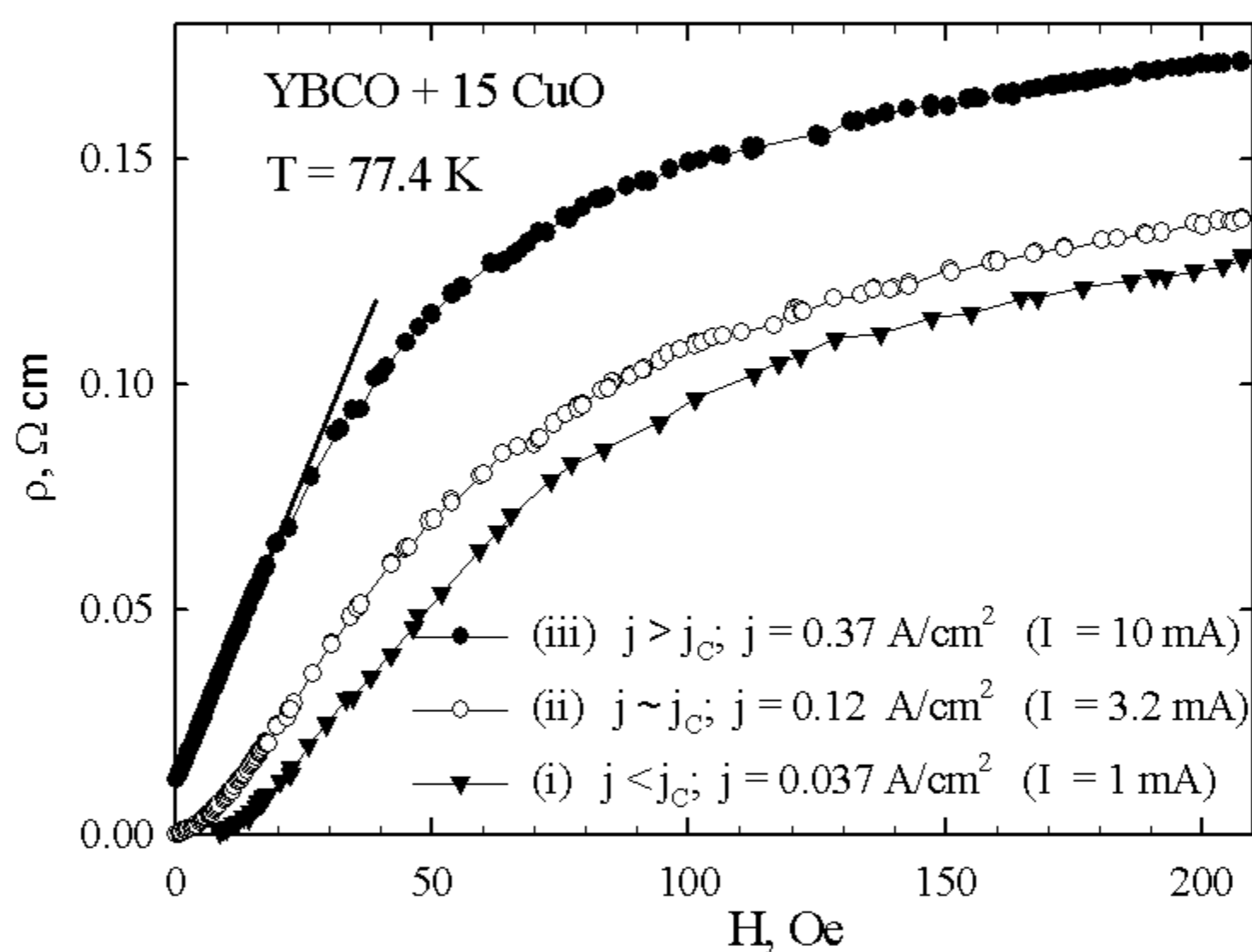


Рис.2. Зависимости  $\rho(H)$  образца YBCO + 15 CuO при различных плотностях тока

зависимости  $\rho(H)$  при  $T = 77.4\text{K}$ , измеренные при различных плотностях транспортного тока  $j$ , приведены на рис.2. Для всех исследованных композитов наблюдалось совпадение прямого и обратного хода зависимостей  $\rho(H)$  в полях  $|H| \leq 37\text{Oe}$ . Если  $j < j_c$  ( $j_c$  – критическая плотность тока при  $H=0$  по критерию  $1\mu\text{V}/\text{cm}$ ), то существует участок, на котором  $\rho \leq 10^{-6}\Omega \cdot \text{cm}$ . Начиная с некоторой величины  $H_C$  (определяемой содержанием несверхпроводящего ингредиента в композите), имеет место нелинейная зависимость сопротивления от магнитного поля. В случае  $j \approx j_c$ , зависимость  $\rho(H)$  начинает возрастать из начала координат. А при  $j > j_c$  магнитосопротивление начинает изменяться с некоторого значения  $\rho(H=0)$ , и в этом случае зависимость  $\rho(H)$  линейна в диапазоне  $0 \div 14\text{Oe}$ . Величина  $d\rho/dH$  на линейном участке зависимости  $\rho(H)$  может считаться чувствительностью удельного электро-сопротивления материала к магнитному полю. Значения  $d\rho/dH$  композитов YBCO + 15CuO и YBCO + 30CuO составили 2.5

$m\Omega \cdot cm/Oe$  (при  $j = 0.37 A/cm^2$ ,  $I = 10 mA$ ) и  $17.5 m\Omega \cdot cm/Oe$  (при  $j = 0.032 A/cm^2$ ,  $I = 1 mA$ ) соответственно, что на несколько порядков превосходит подобные величины, получаемые на «чистых» ВТСП керамиках [5].

Важным техническим параметром, характеризующим МР эффект, является величина  $\rho_0 = (\rho(H) - \rho(H=0)) / \rho(H=0)$ . Для данных рис.2 (YBCO + 15CuO) при  $j > j_c$  в поле 37 Oe сопротивление увеличивается в  $\sim 7$  раз относительно значения  $\rho(H=0)$ , что соответствует  $\rho_0(H) \times 100\% = 700\%$ . Значение  $\rho_0(H)$  зависит от транспортного тока; для извлечения этой зависимости были измерены ВАХ композитов при различных величинах внешнего поля. Из ВАХ были получены величины  $\rho_0(j)_{H=const} = [\rho(j)_{H=const} - \rho(j)_{H=0}] / \rho(j)_{H=0}$  как функции транспортного тока для области тока  $j > j_c$ . Значения  $\rho_0(j)_{H=const}$  в различных полях для композита YBCO + 15CuO, приведены на рис.3а. Величины  $\rho(j)_{H=0}$ , т.е., удельного сопротивления при  $H = 0$  ( $j > j_c$ ) приведены на рис.3б. Отметим, что величины аппаратного транспортного тока, необходимые для получения указанных значений  $\rho_0$  (рис.2,3) составляют единицы mA. Для получения подобных величин  $\rho_0$  и  $\rho(H)$  при  $T = 77.4K$  на «чистых» поликристаллах ВТСП необходимы на 2-3 порядка большие транспортные токи.

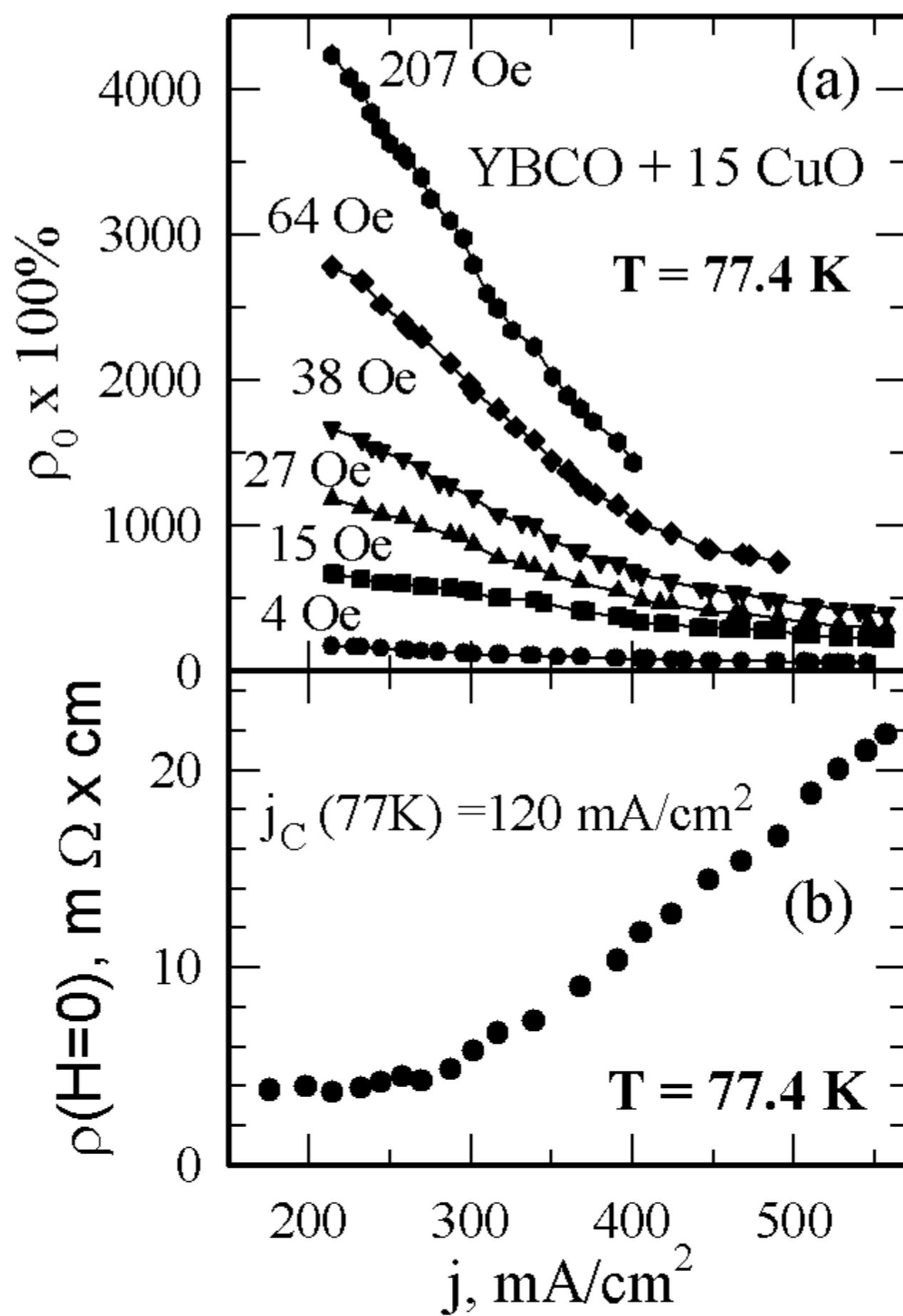


Рис.3. Значения  $\rho_0(j)_{H=const} = [\rho(j)_{H=const} - \rho(j)_{H=0}] / \rho(j)_{H=0} \times 100\%$  при различных внешних полях (а) и  $\rho(j)_{H=0}$  (б) как функции транспортного тока  $j$  для образца YBCO + 15CuO, полученные из ВАХ.

Указанные факты (значительное уширение резистивного перехода в магнитном поле, высокие значения резистивного отклика композитов, возможность «управления» относительным магнитосопротивлением транспортным током) дают потенциальную возможность практического применения этих материалов в качестве датчиков слабых магнитных полей, работающих при криогенной температуре, включая удобную для технических применений температуру жидкого азота. Причиной наблюдаемого значительного МР – эффекта является ослабление джозефсоновских связей на границах между ВТСП – гранулами благодаря внедрению несверхпроводящего ингредиента.

Исследования влияния взаимной ориентации внешнего магнитного поля и направления транспортного тока через образец на зависимости  $R(T)$ , ВАХ и



зависимости  $R(H)$  композитов показали, что 1). магнитосопротивление есть для обоих случаев:  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ ; 2). при одинаковых внешних условиях ( $H = \text{const}$ ,  $T = \text{const}$ )  $R_{H \perp j} > R_{H \parallel j}$ . Зависимость магнитосопротивления  $R(\theta) = U(\theta) / I$  от угла  $\theta$  ( $\theta = \angle \mathbf{H}, \mathbf{j}$ ) при фиксированных внешних условиях ( $T, I, H$ ) приведены на рис.4. Зависимость  $R(\theta) = U(\theta) / I$  описывается функцией

$$R(\theta) = R_{is} + R_{anis} \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где  $R_{is}$  - изотропная часть магнитосопротивления ( $R(H)$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$ ),  $R_{anis}$  - зависящее от угла  $\angle \mathbf{H}, \mathbf{j}$  магнитосопротивление, т.е.  $R_{anis} = R(\mathbf{H} \perp \mathbf{j}) - R(\mathbf{H} \parallel \mathbf{j})$ . Зависимость  $R \sim \sin^2 \theta$  была впервые предсказана в теории Бардина-Стефена (Bardeen-Stephen) [6] для процессов течения потока. Значит, в нашем случае при 77 К имеет место надбарьерное течение вихрей потока - flux flow в межгранульной среде. Отметим, что функциональная зависимость  $R(\theta)$  может быть полезна для конструирования датчиков слабых магнитных полей, регистрирующих не только величину, но и вектор магнитного поля.

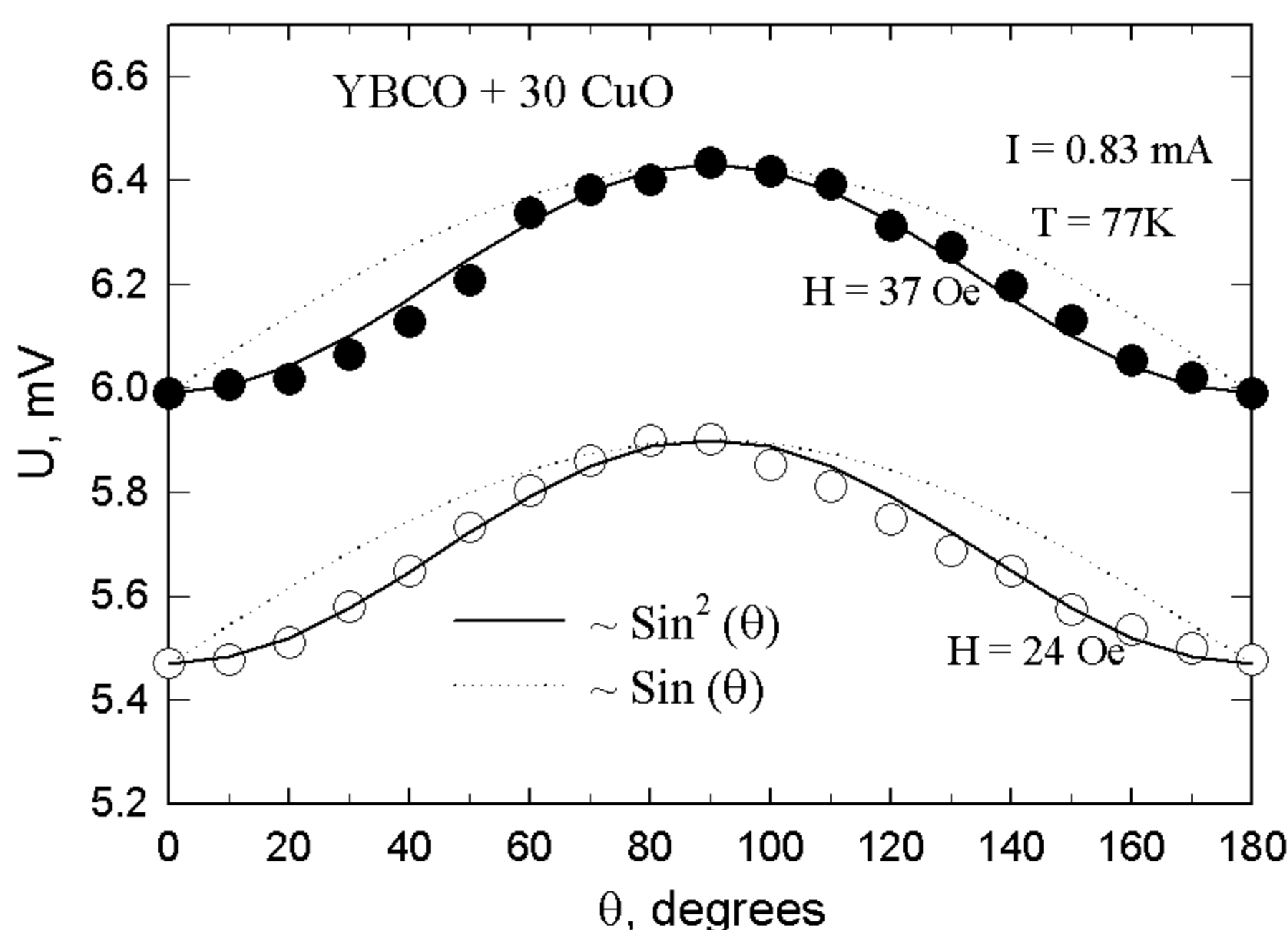


Рис.4. Угловые зависимости падения напряжения  $U(\theta)$  ( $\theta = \angle \mathbf{H}, \mathbf{j}$ ) образца YBCO + 30 CuO во внешних полях  $H = 37$  Oe и 24 Oe. Значение  $U(H=0)$  составляет  $\approx 3.2$  mV. Также показаны результаты подгонки зависимостей  $U(\theta)$  с помощью зависимости (1) ( $U(\theta) = R(\theta) \times I \sim \sin^2(\theta)$  и  $U(\theta) \sim \sin(\theta)$ )

**Четвёртая глава** посвящена анализу зависимостей  $R(T)$  во внешних полях и зависимостей  $R(H)$  композитов YBCO + 30 CuO, YBCO + 15 CuO, демонстрирующих значительный МР - эффект (III глава). В рамках классических теорий диссипации Кима - Андерсона [7] и Амбегаокара - Гальперина (АН) [8] анализировались участки зависимостей  $R(T)$ , соответствующих диссипации в границах между ВТСП - кристаллитами (плавная часть на рис.1). В полях  $10^3 \div 6 \times 10^4$  Oe и широком диапазоне температур диссипация описывается выражением, следующим из теории Кима-Андерсона:

$$R(T) \sim \exp(-U(H) / kT) \quad (2)$$

для случая классического крипа потока с температурно-независимым потенциалом пиннинга - см. рис.5а. В области полей до  $10^3$  Oe экспериментальные данные не



описываются зависимостью (2) (см. рис.5b), и для описания в рамках этой теории необходимо вводить дополнительный подгоночный параметр – показатель степени  $q$  (зависящий от внешнего поля) в температурной зависимости потенциала пиннинга, определяемой обычно в виде  $U(T) = (1-T/T_C)^q$ .

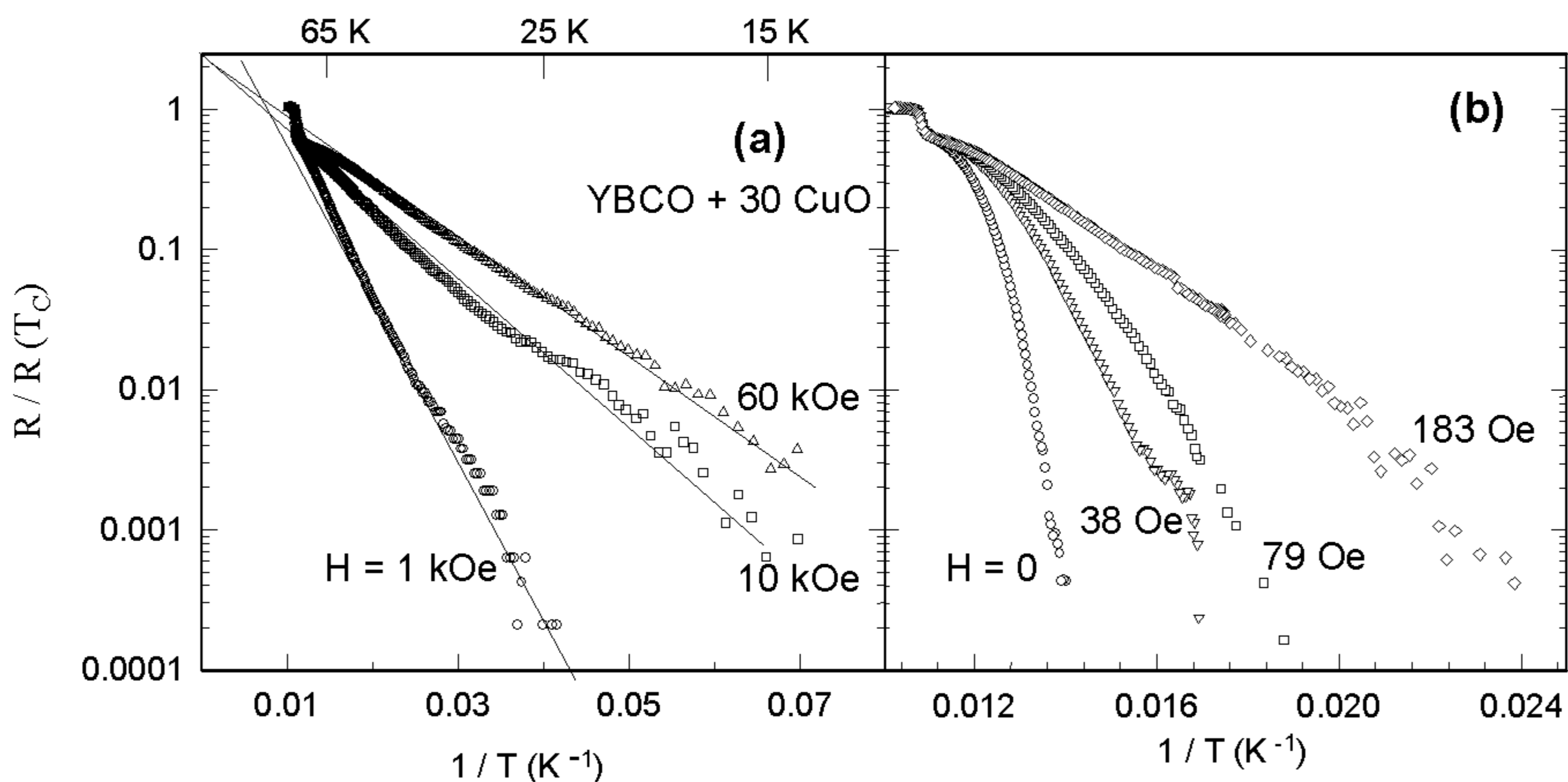


Рис.5. Зависимости  $R(T)$  образца  $YBCO + 30 CuO$  ( $j = 0.03 A/cm^2$ ) в различных магнитных полях в координатах  $\lg(R(T) / R(T_C))$ ,  $1/T$ .

Однако в области слабых полей (до  $\sim 10^2$  Oe) зависимости  $R(T)$  удовлетворительно описываются в рамках теории АН, рассматривающей влияние тепловых флуктуаций на ВАХ джозефсоновских переходов. Как показал Тинкхам [6], применительно к сети джозефсоновских переходов в гранулярном ВТСП джозефсоновская энергия связи  $E_J(T) = \hbar I_C^*(T)/e$  ( $I_C^*$  – критический ток в отсутствии тепловых флуктуаций) однозначно сопоставляется с энергией пиннинга  $U_p(T)$ . На рис.6 приведены типичные результаты обработки экспериментальных зависимостей  $R(T)$  в магнитных полях по модели АН [8], согласно выражению для случая  $I \ll I_C^*$ :

$$R = R_N \{I_0(\gamma / 2)\}^{-2} \quad (3)$$

(где  $R_N$  – «нормальное» сопротивление сети джозефсоновских переходов – величина  $R$ , соответствующая плавной части  $R(T)$ ,  $\gamma = U_p(T) / kT$ ). Подгоночным параметром служит величина  $U_p(0K)$ , а в качестве зависимости  $U_p(T)$  взята классическая зависимость критического тока туннельного контакта Амбегаокара-Баратова [9]. Такой выбор основан на том, что в исследованных образцах  $YBCO + CuO$  несверхпроводящий ингредиент формирует диэлектрические прослойки между ВТСП – кристаллитами. Значения энергии пиннинга при  $T = 0K$  от величин внешнего поля для образцов  $YBCO + CuO$  представлены на рис.7. Результаты обработки зависимостей  $R(T)$ , а также различные функциональные зависимости  $U_p(H)$  в диапазонах внешнего поля  $H \leq 10^2$  Oe и  $H > 10^3$  Oe (рис.7)

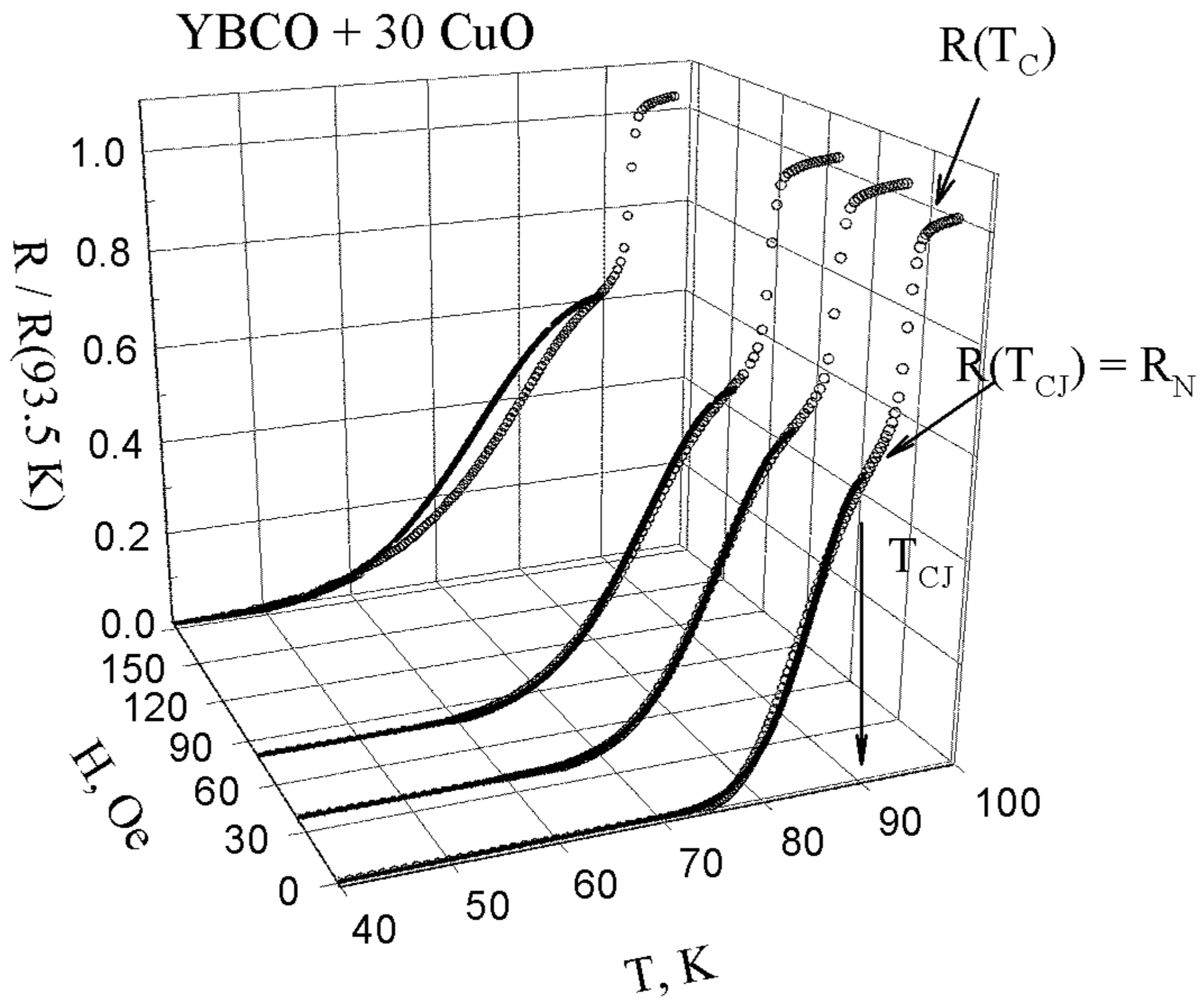


Рис.6. Зависимости  $R(T)$  образца YBCO + 30 CuO в различных магнитных полях – символы. Сплошные линии – результаты подгонки по модели АН [8] – выражение (3) при значениях  $U_p(T=0, H)$ , равных 151, 93, 72, 52 meV при возрастании поля. Обозначены параметры  $R_N$  и  $T_{CJ}$ , использованные для построения теоретических зависимостей  $R(T)$ .

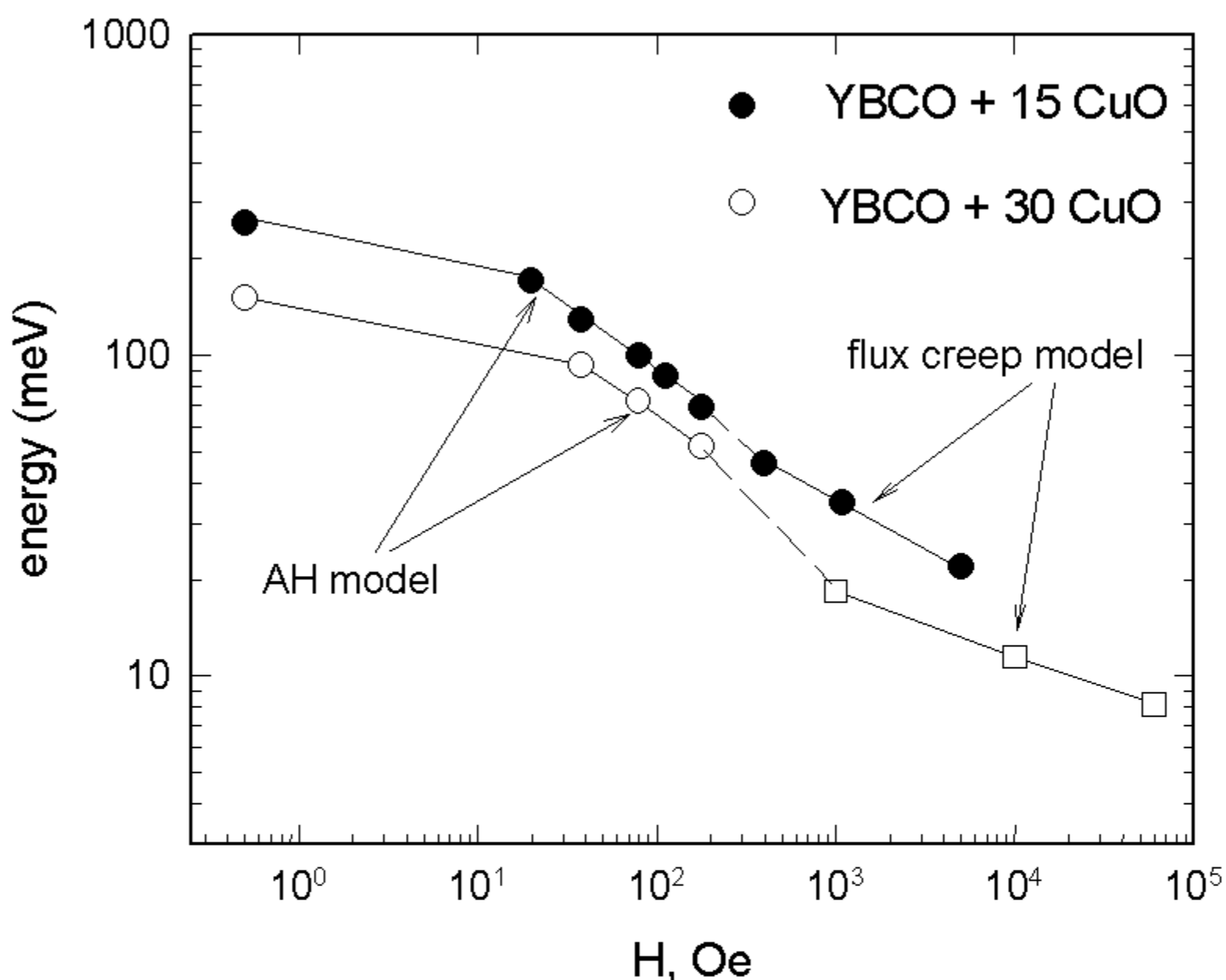


Рис.7. Зависимости потенциала пиннинга в межгранульной среде  $U_p(H, 0 K)$ , вычисленные из условий наилучшей подгонки по модели АН [8] (выражение (3), Рис.6) и величины  $U(H)$ , полученные из данных рис.5а по выражению (2) от магнитного поля, для композитов YBCO + 15 CuO и YBCO + 30 CuO.

указывают на то, что в полях до  $\sim 10^2$  Oe диссипация в сети джозефсоновских переходов происходит по сценарию модели АН, в сильных магнитных полях, больших  $\sim 10^3$  Oe наблюдается поведение, характерное для классического крипа магнитного потока, а в промежуточной области  $10^2 \div 10^3$  Oe происходит смена

механизмов диссипации. В рамках модели АН координатная функция  $U_p$  – периодическая, а для модели К-А нет строгих ограничений центров пиннинга друг относительно друга, поэтому вывод о смене механизмов диссипации с ростом внешнего поля представляется логичным. Была также проведена обработка изотерм  $R(H)$  образцов  $YBCO + CuO$  в области высоких температур (77-83К) и слабых полей (до  $10^2$  Ое), где исследованные материалы демонстрируют наибольший МР эффект. Полученные значения  $\gamma(H)$  ( $\gamma < 10$ ) свидетельствуют о том, что наблюдаемый в слабых магнитных полях значительный МР эффект в композитах вызван процессами течения вихрей (flux creep) в межгранулярной среде, что коррелирует с результатами III главы.

**В пятой главе** развита модель гистерезисного поведения магнитосопротивления  $R(H)$  гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле и приведены результаты экспериментов по исследованию гистерезисных зависимостей  $R(H)$  различных гранулярных ВТСП – систем.

Можно упрощённо представить гранулярные ВТСП как двухуровневую сверхпроводящую систему [10]: ВТСП - кристаллиты с сильной сверхпроводимостью и межкристаллитные границы, формирующие слабые связи джозефсоновского типа. Практически всегда выполняются соотношения  $j_{CJ} \ll j_{CG}$  (индексы J и G здесь и далее относятся к джозефсоновской среде и гранулам соответственно),  $j \ll j_{CG}$ ,  $H \ll H_{C2G}$ . Поэтому если гранулярный ВТСП обладает ненулевым электросопротивлением, то *вся диссипация* как в присутствии внешнего магнитного поля, так и без него, *происходит только в джозефсоновской среде*. Поле, большее  $H_{C1J}$  (значения  $H_{C1J}$  составляют величины порядка  $\sim 10^0$  Ое или меньше [11]), проникает в систему межкристаллитных границ в виде гипервихрей или джозефсоновских вихрей [11,12]. Вначале упростим вышеупомянутую двухуровневую систему, считая, что пиннинг в джозефсоновской среде пренебрежимо мал и магнитный поток захватывается только внутри сверхпроводящих гранул (при  $H > H_{C1G} \sim 10^1 \div 10^2$  Ое [13,14]). Примем также, что и вклад межгранулярных границ в диамагнитный отклик образца пренебрежимо мал. В этом случае при  $H > H_{C1J}$  на каждую точку джозефсоновской среды действует локальное поле  $\mathbf{B}_{local}(r)$  – векторная сумма внешнего поля  $\mathbf{H}$  и поля  $\mathbf{B}_{ind}$ , индуцированного диамагнитным откликом гранул, окружающих данную точку:

$$\mathbf{B}_{local}(r) = \mathbf{H} + \mathbf{B}_{ind}(r) = \mathbf{H} + 4\pi M_G^* \mathbf{K}(r), \quad (4)$$

( $\mathbf{K}(r)$  определяет направление поля  $\mathbf{B}_{ind}$ , индуцированного магнитными моментами соседних гранул; величина  $\mathbf{K}(r)$  зависит от расположения и формы гранул, окружающих данную точку,  $M_G^*$  – эффективный магнитный момент гранул ВТСП, соседних с данной точкой межгранулярной границы<sup>2</sup>). Свяжем величину усредненных по пространству межгранулярных границ индуцированных полей с магнитным моментом образца. На рис.8 схематично показаны линии магнитной индукции  $\mathbf{B}_{ind}$  в области границ, возникшие от диамагнитного отклика ВТСП

<sup>2</sup> В данном случае направление  $M_G$  определено на рис.8а, и в выражении (4)  $M_G^*$  - скалярная величина.

гранул при  $H \perp j$  с учётом знака  $M$  – рис.9. На рис.9 показан типичный вид гистерезисной зависимости магнитного момента  $M(H)$  ВТСП – образца от внешнего поля. В случае, когда внешнее поле убывает,  $H = H_{\downarrow}$ , и значение  $H_{\downarrow}$  достаточно далеко от  $H_{\max}$ , величина  $M$  принимает положительные значения (такое поведение описывается моделью критического состояния [15] или её модификациями). Эффективное поле  $B_{\text{eff}}$ , в области межгранульных границ определяется усреднением локальных полей  $B_{\text{local}}$  (4) по всем границам, через которые туннелируют носители. С учётом знака  $M(H)$  (рис.8,9) можно записать:

$$B_{\text{eff}} = \langle |B_{i \text{ local}}| \rangle = H - 4\pi M(H) \alpha(H). \quad (5)$$

$\alpha$  возникает при усреднении  $K(r)$  в (4). В выражении (5)  $B_{\text{eff}}$  – скалярная величина, поскольку магнитосопротивление определяется модулем  $B_{\text{eff}}$ .

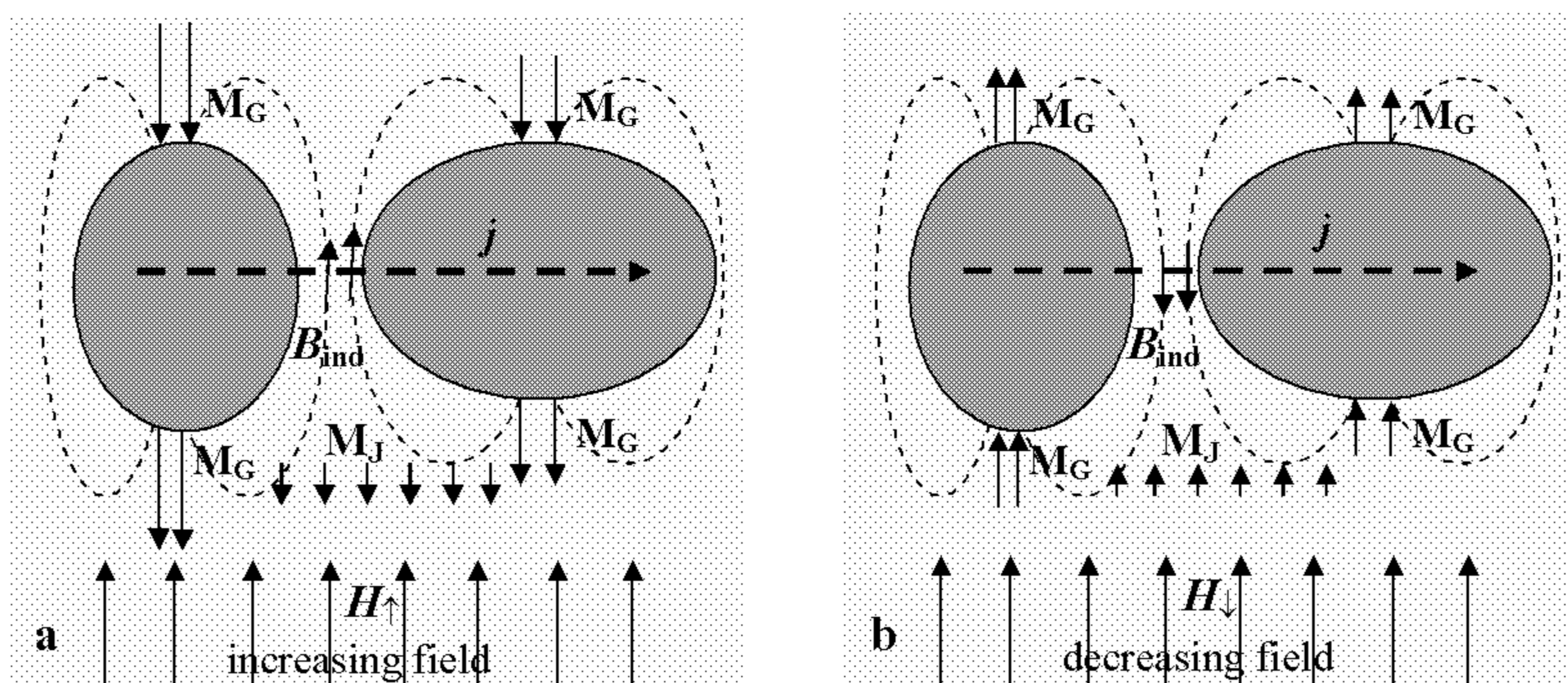
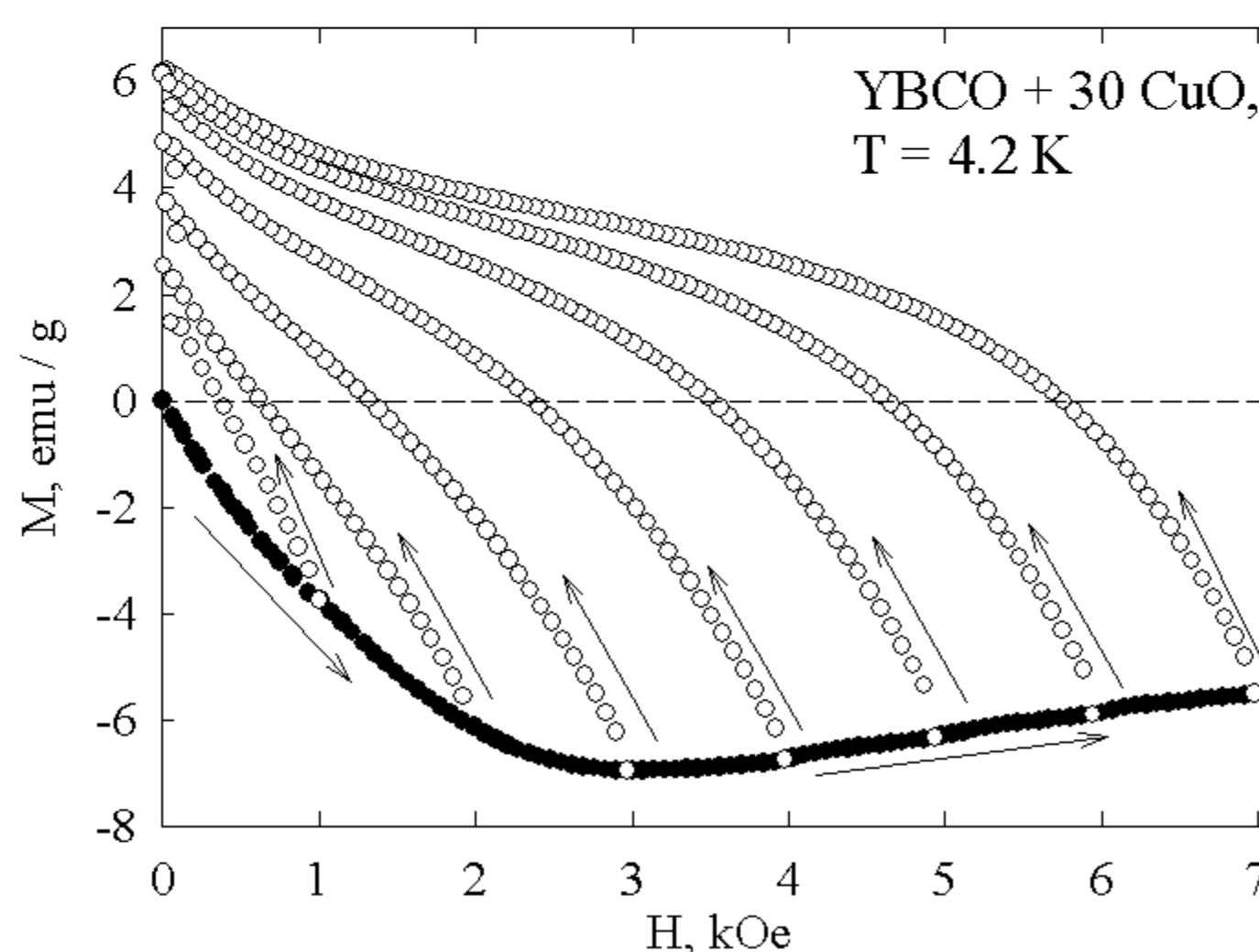


Рис.8. Схематическое представление гранулярного ВТСП во внешнем поле  $H$ . Сверхпроводящие гранулы - овалы, фон – межгранулярные границы.  $j$  - направление плотности транспортного тока,  $j \perp H$ . **a** - внешнее поле возрастает ( $H = H_{\uparrow}$ ), **b** - внешнее поле убывает ( $H = H_{\downarrow}$ ) после приложения некоторого поля  $H_{\max}$ .  $M_G$  – магнитный момент гранул ВТСП, на рис.б показан случай, когда  $M(H_{\downarrow})$  принимает положительные значения (рис.9).  $M_J$  - магнитный момент от джозефсоновской среды;  $|M_J| \ll |M_G|$ . Пунктиром показаны линии напряжённости магнитной индукции в межгранулярной среде, индуцированной магнитным откликом ВТСП гранул.

Рис.9. Гистерезисные зависимости  $M(H)$  образца  $YBCO + 30 CuO$  при различных величинах максимально приложенного поля  $H_{\max}$ . Стрелки показывают направление изменения внешнего поля.





Поскольку  $R \sim V_{\text{eff}}$ , то выражение (5) объясняет известный гистерезис  $R(H)$  гранулярных ВТСП ввиду гистерезиса  $M(H)$ : действительно, если  $|M(H_{\uparrow})| > |M(H_{\downarrow})|$  (см. рис.9),  $V_{\text{eff}}(H_{\uparrow}) > V_{\text{eff}}(H_{\downarrow})$  (в случае  $H = H_{\uparrow}$  индуцированное поле  $\mathbf{B}_{\text{ind}} \parallel \mathbf{H}$  – см. рис.8), а поскольку  $R \sim V_{\text{eff}}$ , значит  $R(H_{\uparrow}) > R(H_{\downarrow})$ . В случае учёта пиннинга в межгранулярной среде выражение для эффективного поля усложнится:

$$V_{\text{eff}} = H - 4\pi M_G(H) \alpha(H) + M_J(H, j). \quad (6)$$

Здесь  $M_J$  – магнитный момент от джозефсоновской среды (рис.8). Согласно представлениям о поведении вихрей в сверхпроводнике в случае протекания транспортного тока в присутствии магнитного поля, ток, больший критического, кардинально изменяет профиль координатной функции потенциала пиннинга [16]. Поэтому  $M_J$  будет функцией транспортного тока, и если пиннинг в джозефсоновской среде значителен, то можно ожидать, что транспортный ток будет влиять на эффективное поле  $V_{\text{eff}}$  в джозефсоновской среде.

Равенство сопротивлений в полях  $H_{\uparrow}$  и  $H_{\downarrow}$ ,  $R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$ , означает равенство эффективных полей в этих точках:  $V_{\text{eff}}(H_{\uparrow}) = V_{\text{eff}}(H_{\downarrow})$ . В случае когда пиннинг в джозефсоновской среде и вклад в магнитный момент образца от неё малы, из (5) получим :

$$V_{\text{eff}}(H_{\uparrow}) = H_{\uparrow} - 4\pi M(H_{\uparrow}) \alpha(H_{\uparrow}), \quad V_{\text{eff}}(H_{\downarrow}) = H_{\downarrow} - 4\pi M(H_{\downarrow}) \alpha(H_{\downarrow}). \quad (7)$$

Из (7) получим параметр - полевую ширину гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$  (при  $R = \text{const}$ ):

$$\Delta H_{R=\text{const}} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = 4\pi (M(H_{\downarrow}) \alpha(H_{\downarrow}) - M(H_{\uparrow}) \alpha(H_{\uparrow})). \quad (8)$$

Видно, что параметр  $\Delta H_{R=\text{const}}$  зависит только от намагниченности и не зависит от транспортного тока. Для случая, когда закрепление вихрей в джозефсоновской среде может дать заметный вклад в локальные поля (4), из уравнения (6) получим :

$$\Delta H_{R=\text{const}} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow} = 4\pi (M_G(H_{\downarrow}) \alpha(H_{\downarrow}) - M_J(H_{\downarrow}, j)) - \\ - 4\pi (M(H_{\uparrow}) \alpha(H_{\uparrow}) - M_J(H_{\uparrow}, j)).$$

В этом случае ширина гистерезиса магнитосопротивления должна зависеть от транспортного тока ввиду зависимостей  $M_J(H, j)$ .

Были проведены измерения гистерезисных зависимостей  $R(H)$  следующих гранулярных ВТСП – систем: 1). композиты  $YBCO + CuO$ ,  $YBCO + BaPbO_3$  (при  $T = 4.2$  К,  $H_{\text{max}}$  (максимальная величина введённого поля) = 1.0, 2.0..., 7.0 kOe,  $T = 77.4$  К,  $H_{\text{max}} = 220$  Oe); 2).  $YBa_2Cu_3O_7$  ( $T = 77.4$  К,  $H_{\text{max}} = 220, 250$  Oe, 1700 Oe), 3).  $BSCCO$   $T = 77.4$  К,  $H_{\text{max}} = 220, 250$  Oe), 5).  $LSCO$  ( $T = 4.2$  К,  $H_{\text{max}} = 2.0, 3.0..., 6.0$  kOe), 6). текстуры  $BSCCO + Ag$  ( $T = 77.4$  К,  $H_{\text{max}} = 250, 1600$  Oe). В большинстве случаев значения транспортного тока варьировались на порядок и более, и исследованы случаи как  $I < I_C(H=0)$ , так и  $I > I_C(H=0)$ . Типичные гистерезисные зависимости  $R(H)$  приведены на рис.10. На этом рисунке показан пример определения параметра  $\Delta H$  при  $H_{\text{max}} = 7$  kOe,  $\Delta H = H_{\downarrow} = 5$  kOe. Видно, что при указанных параметрах  $\Delta H$  (длина горизонтального отрезка на рис.10) не меняется от величины транспортного тока.



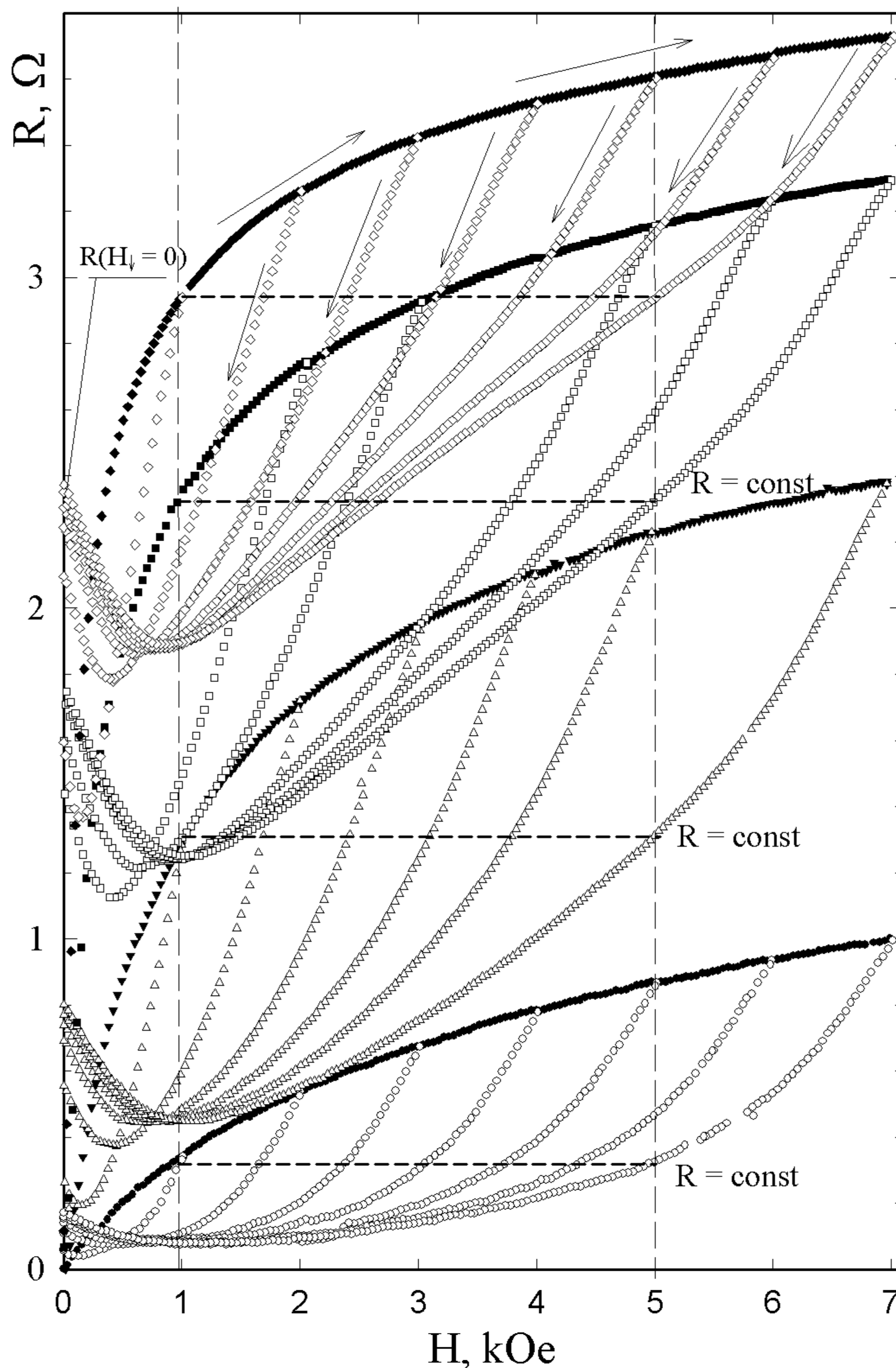


Рис.10. Гистерезисные зависимости  $R(H)$  образца  $YBCO + 30CuO$  при различных значениях  $I$  (2, 4, 7, 10 мА – снизу вверх) и различных величинах  $H_{max} = 1, 2, \dots, 7$  кОе при  $T = 4.2$  К. Зависимости  $R(H_{\uparrow})$  (поле возрастает) показаны закрытыми символами, а зависимости  $R(H_{\downarrow})$  (поле убывает) – открытыми символами. Каждое измерение для нового значения  $H_{max}$  и  $I$  проведено после снятия магнитной предыстории. Штриховые линии поясняют определение значения полевой ширины гистерезиса  $\Delta H_{R=const} = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$  при  $H_{\downarrow} = 5$  кОе. В этом случае при  $H_{max} = 7$  кОе величина  $\Delta H(H_{\downarrow} = 5 \text{ кОе}) \approx 4$  кОе для всех зависимостей  $R(H)$  на этом рисунке).

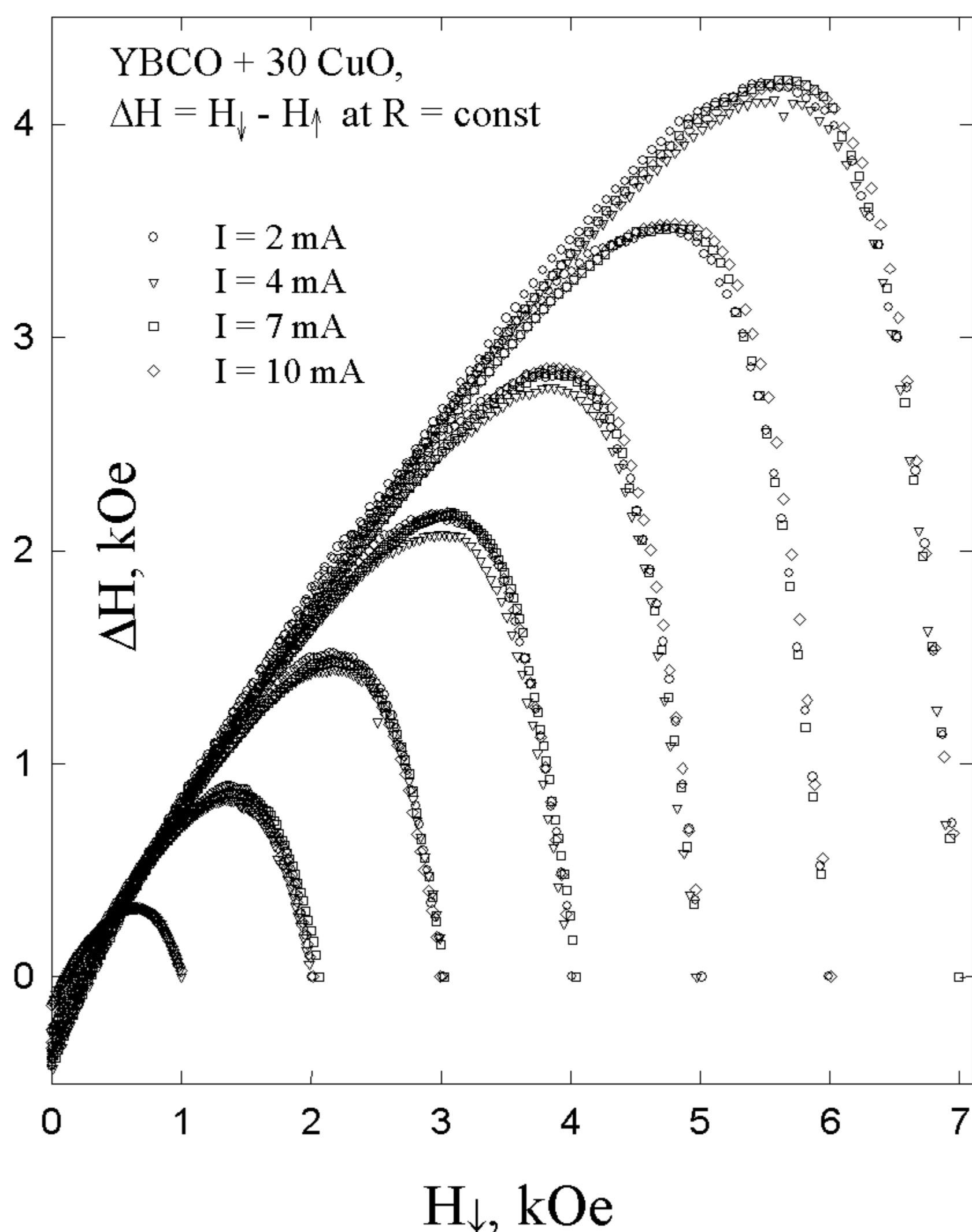


Рис.11. Полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления  $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$  при  $R = \text{const}$  (транспортный ток  $2 \div 10$  мА) в зависимости от значений  $H_{\downarrow}$  для данных  $R(H)$  рис.10.

Зависимости  $\Delta H$  от  $H_{\downarrow}$  при различных  $H_{\text{max}}$  и  $I$  для данных рис.10 приведены на рис.11. Видно, что имеет место независимость предложенного параметра – полевой ширины гистерезиса от транспортного тока (при одинаковых внешних условиях –  $H_{\text{max}}$ ,  $T$ ). Подобные результаты были получены для всех указанных выше ВТСП – систем.

Такое поведение свидетельствует о том, что доминирующим механизмом формирования гистерезиса зависимости  $R(H)$  классических гранулярных ВТСП – систем является влияние захвата потока в сверхпроводящих гранулах, а влияние захвата потока в межгранулярной среде несущественно для гистерезиса  $R(H)$ . Введённый параметр – полевая ширина гистерезиса определяется магнитным моментом материала (выражение (8)) и характеризует внутригранулярный пиннинг.

Развиваемая в работе модель гистерезисного поведения магнитосопротивления предсказывает анизотропию гистерезиса  $R(H)$  для текстурированных ВТСП. Были исследованы зависимости  $R(H)$  текстуры  $BSCCO + Ag$  при  $T = 77.4$  К и ориентациях  $\mathbf{H} \parallel c$  – оси кристаллитов  $Bi2223$  и  $\mathbf{H} \perp c$ ; направление тока  $\mathbf{j} \parallel c$ .

Отметим интересную особенность, наблюдающуюся на зависимостях  $R(H)$  исследованных текстур. При плотностях транспортного тока, сравнимых с  $j_c(H=0)$ , зависимости  $R(H)$  демонстрируют резкий рост в слабых полях, затем тенденцию к насыщению и смену знака кривизны при  $\sim 2$  кОе и  $\sim 4$  кОе для направлений поля  $\mathbf{H} \parallel c$  и  $\mathbf{H} \parallel a-b$  соответственно, после чего наблюдается рост магнитосопротивления. При малых значениях  $j$  смены знака кривизны зависимостей  $R(H)$  не наблюдается. Такое поведение позволяет охарактеризовать режимы диссипации в данной системе следующим образом. В диапазоне  $H < 2$  кОе для  $\mathbf{H} \parallel c$  и  $H < 4$  кОе для  $\mathbf{H} \parallel a-b$  диссипация происходит в межкристаллитных границах; в диапазоне  $H > 2$  кОе для  $\mathbf{H} \parallel c$  и  $H > 4$  кОе для  $\mathbf{H} \parallel a-b$  диссипация происходит в сверхпроводящих кристаллитах  $Bi2223$ , однако если при малых значениях  $j$  процессы диссипации в межкристаллитных границах также имеют место в указанном диапазоне, то при  $j \sim j_c(H=0)$  резистивный отклик от подсистемы межкристаллитных границ близок к насыщению. Последнее проявляется в смене знака кривизны  $R(H)$  в окрестности указанных величин  $H$ .

Рассмотрим поведение  $R(H)$  в области полей, в которой диссипация происходит только в подсистеме границ. В работе были получены данные, что при  $T = 77.4$  К магнитный гистерезис наблюдается в диапазонах до  $1800 \pm 100$  Ое при  $\mathbf{H} \parallel c$  и  $3800 \pm 200$  Ое при  $\mathbf{H} \parallel a-b$ , а гистерезис  $R(H)$  имеет место в диапазонах до  $1750 \pm 150$  Ое для  $\mathbf{H} \parallel c$  и до  $3600 \pm 200$  Ое для  $\mathbf{H} \parallel a-b$ , т.е., получено дополнительное подтверждение развиваемой модели, в которой гистерезис магнитосопротивления вызван только влиянием магнитных моментов ВТСП – гранул на эффективное поле в межгранульной среде.

На рис.12 приведены гистерезисные зависимости  $R(H)$  и  $M(H)$  при указанных выше ориентациях. Имеет место следующая корреляция параметров  $\Delta R(H)$  и  $\Delta M(H)$ : в диапазоне слабых магнитных полей  $\Delta R(\mathbf{H} \parallel c) > \Delta R(\mathbf{H} \parallel a-b)$ ,  $\Delta M(\mathbf{H} \parallel c) > \Delta M(\mathbf{H} \parallel a-b)$  а в полях  $H > 400$  Ое  $\Delta R(\mathbf{H} \parallel c) < \Delta R(\mathbf{H} \parallel a-b)$ ,  $\Delta M(\mathbf{H} \parallel c) < \Delta M(\mathbf{H} \parallel a-b)$ . Подобный характер анизотропии намагниченности висмутовых текстур на основе ВТСП известен [17], анизотропия гистерезиса  $R(H)$  была обнаружена впервые. Принимая во внимание, что  $R \sim V_{\text{eff}}$  из (7) получаем при  $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$ :

$$\Delta R(H) = R(H_{\uparrow}) - R(H_{\downarrow}) \sim |V_{\text{eff}}(H_{\uparrow})| - |V_{\text{eff}}(H_{\downarrow})| \sim |M(H_{\uparrow})| - |M(H_{\downarrow})|. \quad (9)$$

Следовательно,  $\Delta R(H) \sim \Delta M(H)$ , что и наблюдается в эксперименте (рис.12).

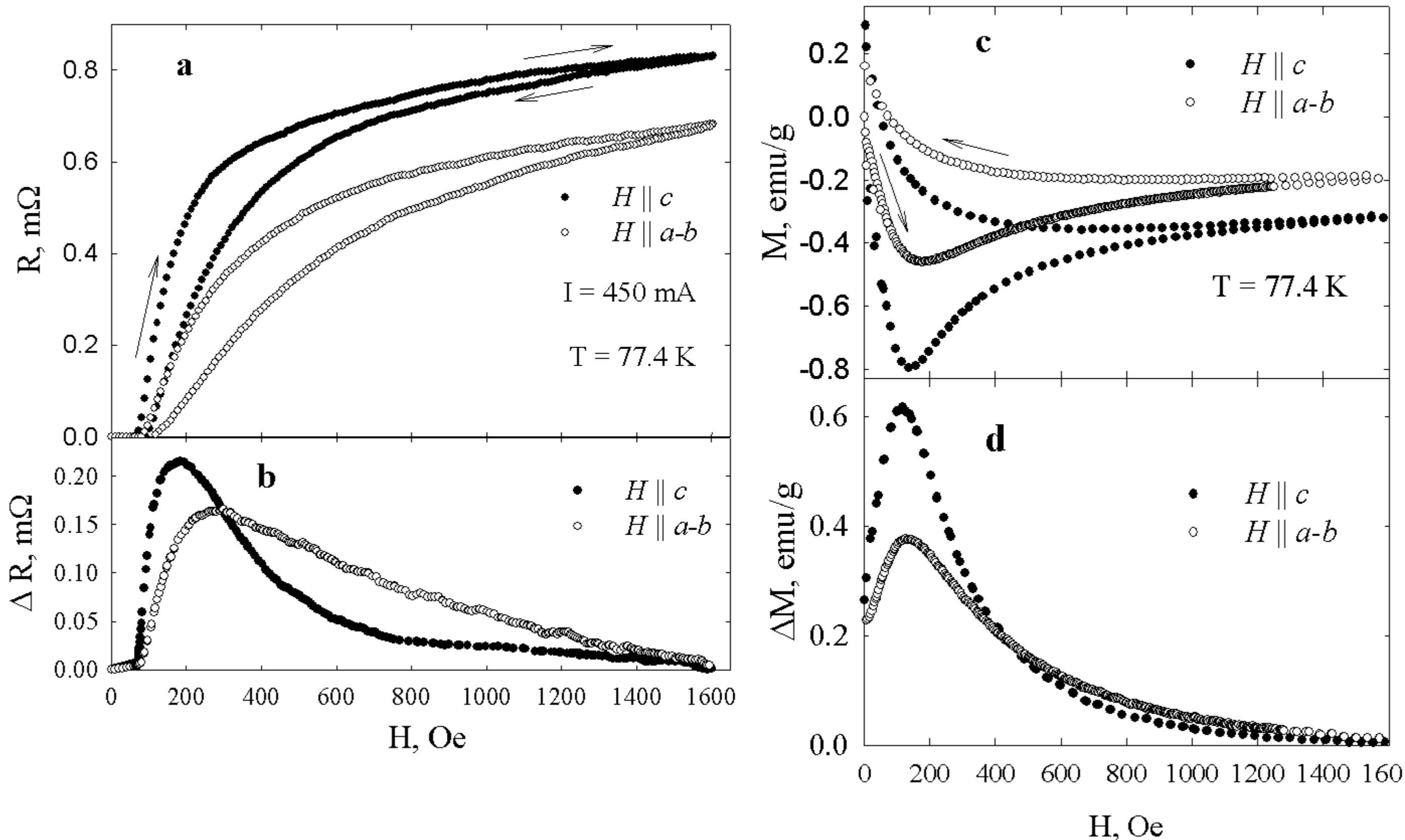


Рис.12. Гистерезисные зависимости  $R(H)$  (a) и  $M(H)$  (c) текстурированного образца  $\text{Bi2223} + \text{Ag}$  при различных ориентациях внешнего поля и кристаллографических осей кристаллитов  $\text{Bi2223}$ . Стрелки показывают направление изменения  $H$ . На (b) и (d) разница  $\Delta R(H) = R(H_{\uparrow}) - R(H_{\downarrow})$  и  $\Delta M(H) = |M(H_{\uparrow})| - |M(H_{\downarrow})|$  для данных (a) и (b) соответственно.

**В шестой главе** приводятся результаты исследования временной эволюции электросопротивления  $R(t)$  различных гранулярных ВТСП (композиции на основе  $\text{YBCO}$ , «чистые»  $\text{YBCO}$ ,  $\text{BSCCO}$ ) во внешних магнитных полях включая случай  $H_{\downarrow} = 0$  (т.е., релаксацию остаточного сопротивления  $R_{\text{rem}}$  после воздействия внешнего поля).

Рассмотрим поведение  $R(t)$  при  $H_{\uparrow\downarrow} = \text{const}$ . Измерения были проведены для образцов  $\text{YBCO} + 22.5 \text{ CuO}$  ( $T = 4.2 \text{ K}$ ,  $H_{\uparrow} = 3, 4.5 \text{ kOe}$ ,  $H_{\downarrow} = 4.5, 3.0, 0.5, 0 \text{ kOe}$ ,  $H_{\text{max}} = 7 \text{ kOe}$ ),  $\text{YBCO}$ ,  $\text{BSCCO}$  ( $T = 77.4 \text{ K}$ ,  $H_{\uparrow} = 100, 150 \text{ Oe}$ ,  $H_{\downarrow} = 150, 100, 30, 0 \text{ Oe}$ ,  $H_{\text{max}} = 250 \text{ Oe}$ ). Из измерений  $R(t)$   $H_{\uparrow\downarrow} = \text{const}$  в работе было получено экспериментальное подтверждение того, что 1). при возрастании, а затем остановке внешнего поля ( $H_{\uparrow} = \text{const}$ ) магнитосопротивление релаксирует (уменьшается со временем), 2). после ввода поля до некоторого максимального значения  $H_{\text{max}}$ , а затем уменьшения и установке внешнего поля ( $H_{\downarrow} = \text{const}$ ) магнитосопротивление возрастает со временем, и 3). в полях, меньших поля, при котором зависимость  $R(H_{\downarrow})$  демонстрирует минимум (см. рис.10), зависимость  $R(t)$  вновь уменьшается со временем. Естественно, что наблюдаемое поведение релаксационных процессов не противоречит общему подходу к гистерезисным явлениям, как проявлению метастабильного состояния системы. Тем не менее, перечисленные особенности, в

том числе смена характера эволюции зависимостей  $R(t)$  на ветви обратного хода зависимости  $R(H)$  (экспериментально зафиксированная, по-видимому, впервые) объясняются в рамках предложенной в работе модели гранулярного ВТСП (глава V). Временная эволюция магнитосопротивления  $R(t)$  определяется временной зависимостью эффективного поля  $V_{\text{eff}}(t)$ . Перепишем (7) в виде:

$$V_{\text{eff}}(H_{\uparrow}, t) = H_{\uparrow} + 4\pi |M(H_{\uparrow}, t)| \alpha(H_{\uparrow}), \quad (10a)$$

$$V_{\text{eff}}(H_{\downarrow}, t) = H_{\downarrow} - 4\pi |M(H_{\downarrow}, t)| \alpha(H_{\downarrow}). \quad (10b)$$

Поведение  $M(t)$  было также измерено для всех образцов, на которых исследовались зависимости  $R(t)$  при идентичных экспериментальных условиях. Наблюдалось поведение, типичное для гранулярных ВТСП систем [18]:  $|M(t)|$  уменьшается со временем, а значения потенциала пиннинга  $U_0$ , полученные из известного выражения, следующего из теории Кима-Андерсона [7]

$$M(t) = M(t=0) \{1 - kT/U_0 \times \ln(t/t_0)\}, \quad (11)$$

находятся в согласии с литературными данными. Выражения (10a,10b) объясняют смену характера релаксации для  $H = H_{\uparrow}$  ( $R(t)$  убывает) и  $H = H_{\downarrow}$  ( $R(t)$  возрастает) с учётом того, что  $R(t) \sim |V_{\text{eff}}(t)|$ . Для области полей  $H_{\downarrow}$ , меньших  $H_{\downarrow}^*$ , при котором  $R(H_{\downarrow}^*)$  минимально, преобладает второе слагаемое в (10b), и  $R$  вновь уменьшается со временем.

Рассмотрим влияние транспортного тока на релаксацию остаточного сопротивления  $R_{\text{rem}} = R(H_{\downarrow}=0)$ . На рис.13 приведены начальные участки гистерезисных зависимостей  $R(H)$  образца  $YBCO + 40 \text{ CuO}$  при различных величинах транспортного тока  $I$ . Также на этом рисунке показаны величины  $R_{\text{rem}}(t=0)$  и  $R_{\text{rem}}(t=3000 \text{ sec})$  для использованных значений  $I$ . Из рис.13 можно определить введённый в главе V параметр – полевую ширину гистерезиса  $R(H) - \Delta H$ , определяемую выражением (8), при значениях  $R(H_{\downarrow}=0, t=0)$  (подобно данным на рис.11) и  $R(H_{\downarrow}=0, t=3000 \text{ sec})$ . Равенство точек  $H^*(t=0)$  при различных значениях  $I$  иллюстрирует независимость  $\Delta H$  от транспортного тока (см. выше), а равенство точек  $H^*(t=3000 \text{ sec})$  для данных на рис.13 показывает, что параметр  $\Delta H$  не зависит от тока с течением времени (см. также подпись к рис.13). Анализ данных по релаксации  $R_{\text{rem}}$  при других значениях  $t$  показал подобное поведение. Кроме того, независимость  $\Delta H$  при  $H_{\downarrow}=0$  от  $I$  с течением времени была подтверждена и для образцов  $YBCO$  и  $BSCCO$ . Такое поведение указывает, что доминирующим механизмом, определяющим релаксацию магнитосопротивления исследованных гранулярных ВТСП классических систем, является влияние релаксации магнитного потока в ВТСП – гранулах, а влияние захвата и релаксации потока в межгранулярных границах несущественно для данных процессов.

Экспериментальные данные  $R_{\text{rem}}(t)$  (также как и данные по  $R(t)$  при  $H = \text{const}$ ) в координатах  $R, \ln(t)$  укладываются на прямые, подобно результатам, полученным другими авторами [19-22]. Это свидетельствует о выполнении закона, подобного (11), что позволило авторам [19-21] определять «энергию пиннинга» из резистивных измерений. Действительно, если релаксация магнитного момента



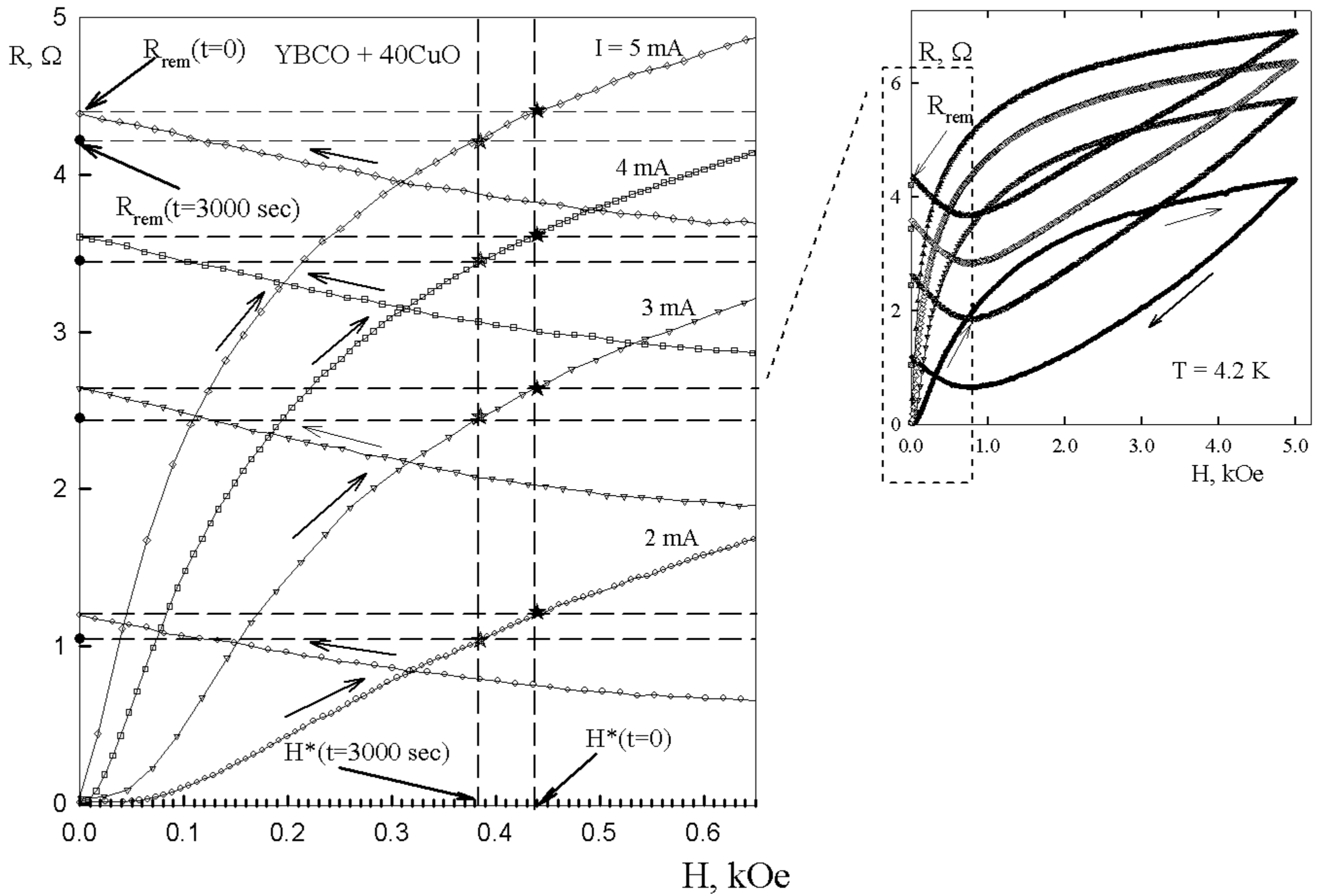


Рис.13. Гистерезисные зависимости  $R(H)$  образца YBCO + 40CuO при  $T = 4.2$  K,  $H_{max} = 5$  kOe в области полей до 5.0 kOe - справа и до 0.65 kOe (слева) при различных величинах тока  $I$ . Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля  $H$ . Указано остаточное сопротивление  $R_{rem}(t=0)$  и величина  $R_{rem}$  через  $t = 3000$  sec (закрашенные кружки ниже соответствующих данному транспортному току значений  $R_{rem}(t=0)$ ). Звёздочки на рисунке слева показывают точки пересечения горизонталей  $R_{rem}(t=0) = const$  и  $R_{rem}(t = 3000 \text{ sec}) = const$  с зависимостями  $R(H_{\uparrow})$  при соответствующих значениях  $I$ . Штриховые линии на рисунке слева поясняют определение величин поля  $H^*(t=0)$  и  $H^*(t=3000 \text{ sec})$ , в которых  $R_{rem} = R(H_{\uparrow})$  при данном токе, т.е.,  $\Delta H(t=0) = H^*(t=0)$  и  $\Delta H(t = 3000 \text{ sec}) = H^*(t = 3000 \text{ sec})$ .

подчиняется закону (11), то  $V_{eff}(t)$  также подчиняется логарифмическому закону. При обычных значениях  $t$ , используемых в экспериментах ( $\sim 10^4$  sec),  $V_{eff}(t)$  меняется слабо, и  $R$  можно считать линейной функцией  $V_{eff}$ , следовательно  $R \sim 1 - \ln(t)$ , или  $R_{rem}(t_0) / R_{rem}(t) = 1 - const \times \ln(t / t_0)$ . Однако ввиду нелинейности ВАХ гранулярных ВТСП, транспортный ток влияет на значение  $R_{rem}(t_0) / R_{rem}(t)$ , и, как следствие, на значение «потенциала пининга» (константу перед  $\ln(t / t_0)$ ). На рис.14 в полулогарифмических координатах приведены данные по релаксации намагниченности  $M_{rem}(t)$  (а) и остаточного сопротивления  $R_{rem}(t)$  (б) после воздействия магнитного поля  $H_{max} = 5$  kOe ( $T = 4.2$  K) образца YBCO + 40 CuO (начальные участки зависимостей  $R(H)$  показаны на рис.13). Для данных по намагниченности (рис.13а) значение  $U_0$ , определённое по (11), составляет 28 meV (в согласии с известными данными [16]). Однако значения «потенциала пининга»,

определённые из данных рис.14b, оказались равными 30 meV и 60 meV для  $I = 3$  и 5 mA соответственно, что противоречит существующим представлениям о поведении  $U_0$  от транспортного тока [18]. Подобное поведение (несоответствие значений «потенциала пиннинга», определяемых из данных по релаксации сопротивления, величинам  $U_0$ , извлекаемым из данных по релаксации намагниченности) наблюдается и для гранулярных YBCO и BCSSO образцов (измерения проведены при азотной температуре).

Таким, образом, определение величины внутригранульного пиннинга из данных по релаксации магнитосопротивления, неправомерно, и может дать только порядок величины, получаемой при общепринятой процедуре измерения релаксации магнитного момента [16].

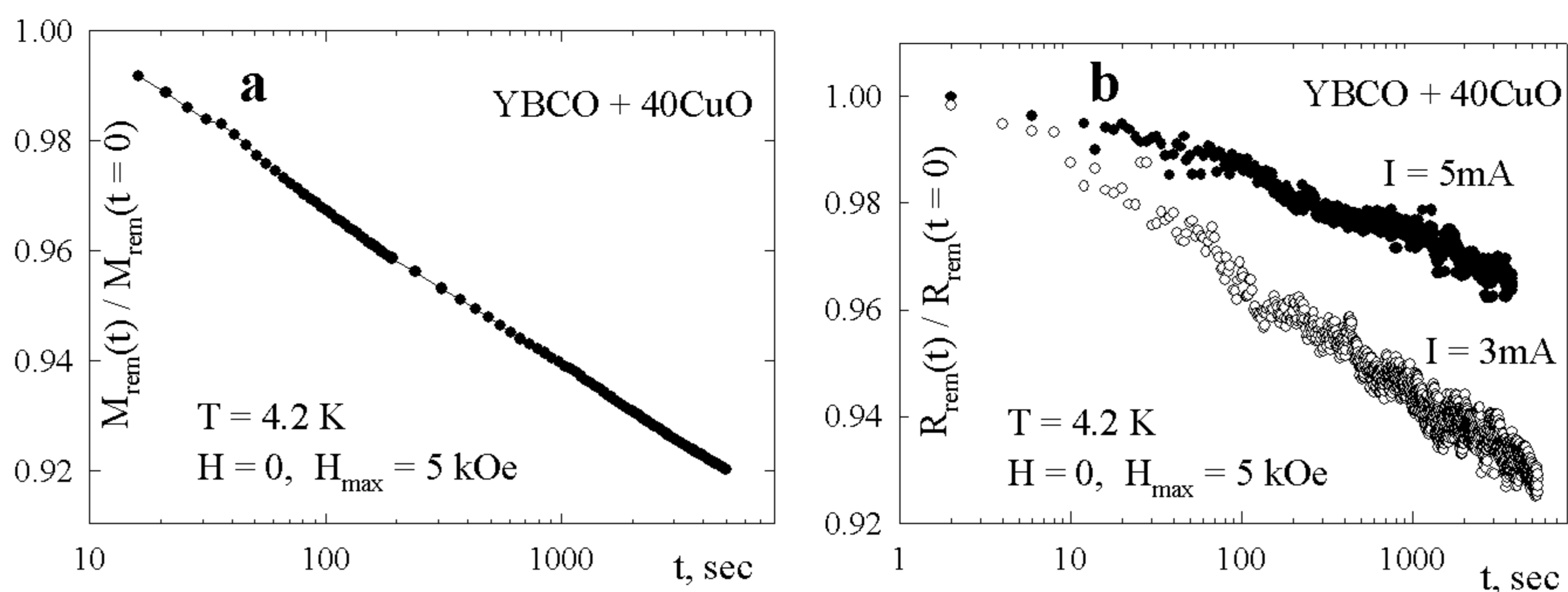


Рис.14. Релаксация остаточного магнитного момента (a) и остаточного сопротивления при величинах транспортного тока  $I$  (b) образца YBCO + 40 CuO при  $T = 4.2$  K,  $H_{\max} = 5$  kOe. Ось  $t$  – логарифмическая шкала.

**Седьмая глава** посвящена исследованию механизма возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением (ОМС) на зависимости  $R(H)$  гранулярных ВТСП. В рамках рассуждений, приведённых выше (в V главе), ясно, что магнитные моменты гранул вносят вклад в эффективное поле в межгранульной среде, определяемое (5), а минимум на зависимости  $M(H)$  (см. например рис.10) может проявиться как локальный максимум функции  $V_{\text{eff}}(H)$ , и, следовательно, зависимости  $R(H)$  ( $R \sim V_{\text{eff}}$ ). Для получения информации о влиянии величины магнитного момента ВТСП – образца на возникновение участка с ОМС были исследованы 3 образца *одного* состава  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , но различной плотности:  $\approx 2.26 \text{ g/cm}^3$  (38% от теоретической) – далее обозначена как foam N1;  $\approx 1.55 \text{ g/cm}^3$  (26% от теоретической) – далее foam N2;  $\approx 5.28 \text{ g/cm}^3$  (90% от теоретической) – далее poly-Bi. Зависимости  $M(H)$  этих образцов при  $T = 77.4$  K

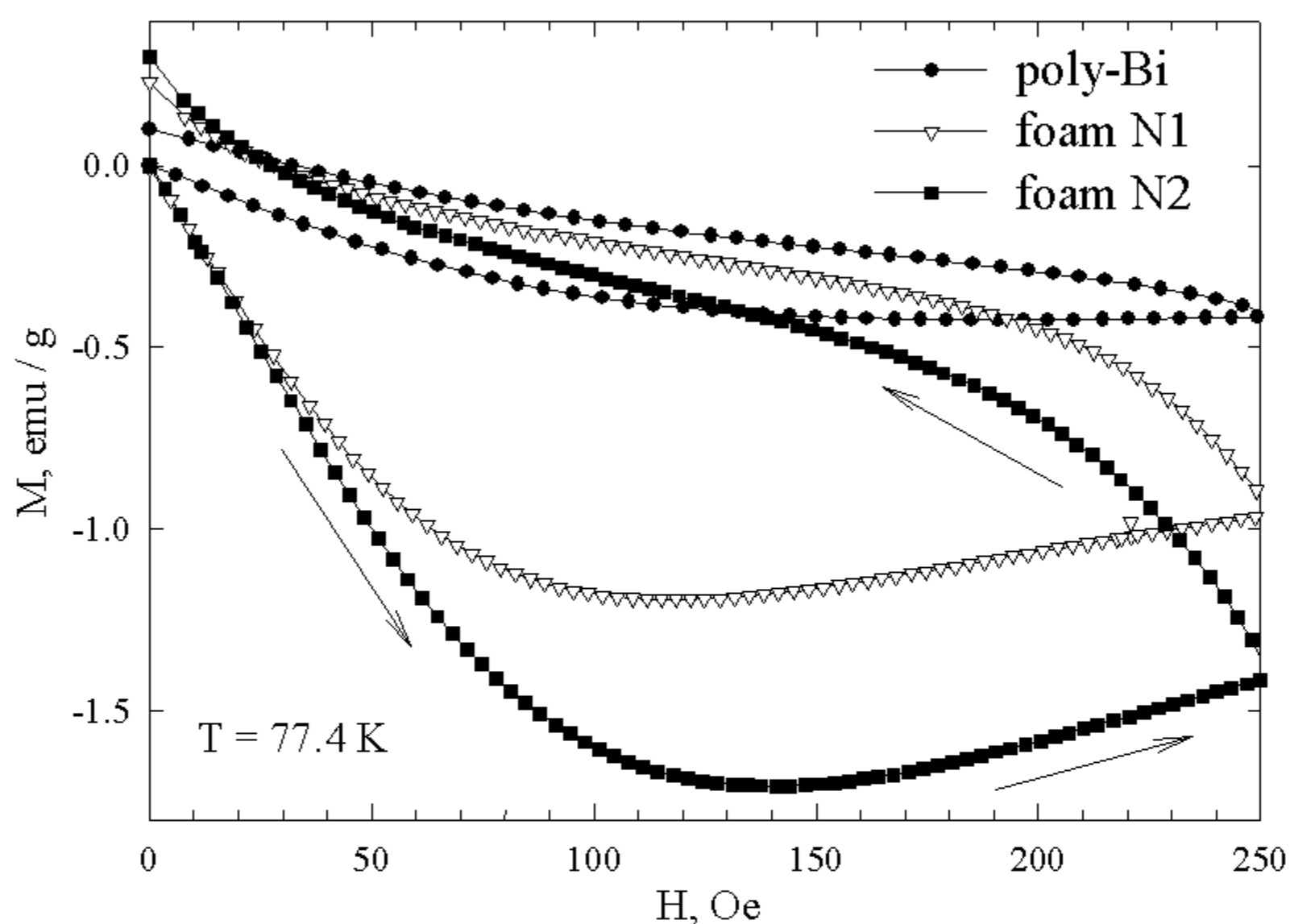


Рис.15. Зависимости магнитного момента от внешнего поля (стрелки показывают направление изменения поля) образцов  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  различной плотности. Маркировка указана в тексте.

приведены на рис.15. Видно, что пористые образцы обладают наибольшими значениями диамагнитного отклика (в единицах  $\text{emu/g}$ )<sup>3</sup>.

Зависимости  $R(H)$  исследованных образцов при  $T = 77.4 \text{ K}$  приведены на рис.16а,б,с. Для образца foam N2 (рис.16.а) наблюдается участок с ОМС с локальным максимумом при  $H \approx 130 \text{ Oe}$ ; при дальнейшем увеличении внешнего поля зависимость  $R(H)$  вновь начинает возрастать (см. вставку к рис.16а). Зависимость  $R(H)$  образца foam N1(рис.16б) имеет выраженное «плато» в области полей  $> 100 \text{ Oe}$ , в больших полях магнитосопротивление вновь начинает возрастать (не показано). Для образца poly-Bi зависимость  $R(H)$  – монотонно возрастающая функция (рис.16с). Гистерезисный характер зависимостей  $R(H)$  обсуждался выше. Таким образом, участок с ОМС (рис.16а) наблюдается для образца с наибольшим диамагнитным откликом (рис.15).

На рис.16д приведены зависимости модуля эффективного поля в межгранульной среде от внешнего поля, построенные для исследованных образцов по выражению (5) с учетом экспериментальных данных  $M(H)$  на рис.15. В первом приближении было взято  $\alpha = \text{const}$ . Оказалось, что локальный максимум на зависимости  $V_{\text{eff}}(H_{\uparrow})$  для образца foam N2 появляется при  $\alpha > 6$ . Зависимости  $V_{\text{eff}}(H)$  построены при одинаковом значении  $\alpha = 6.5$  для всех образцов<sup>4</sup>. Из рис.16д видно, что при таком значении  $\alpha$  зависимости  $V_{\text{eff}}(H)$  удовлетворительно согласуются с зависимостями  $R(H)$ : появление локального максимума для образца foam N2, слабо

<sup>3</sup> Возможные причины увеличения диамагнитного отклика в образцах, содержащих микропоры, обсуждались в работе [23]. Там же приведены данные по микроструктуре этих образцов.

<sup>4</sup> В случае образцов foamN1 и foamN2 это правомочно, поскольку границами в микропенах являются плоскости спайности сверхпроводящих кристаллитов, и они идентичны для этих образцов; в образце *Bi-poly* геометрия межгранульных границ изменилась и  $\alpha$ , возможно, принимает другое значение. Однако на выводы это не влияет.

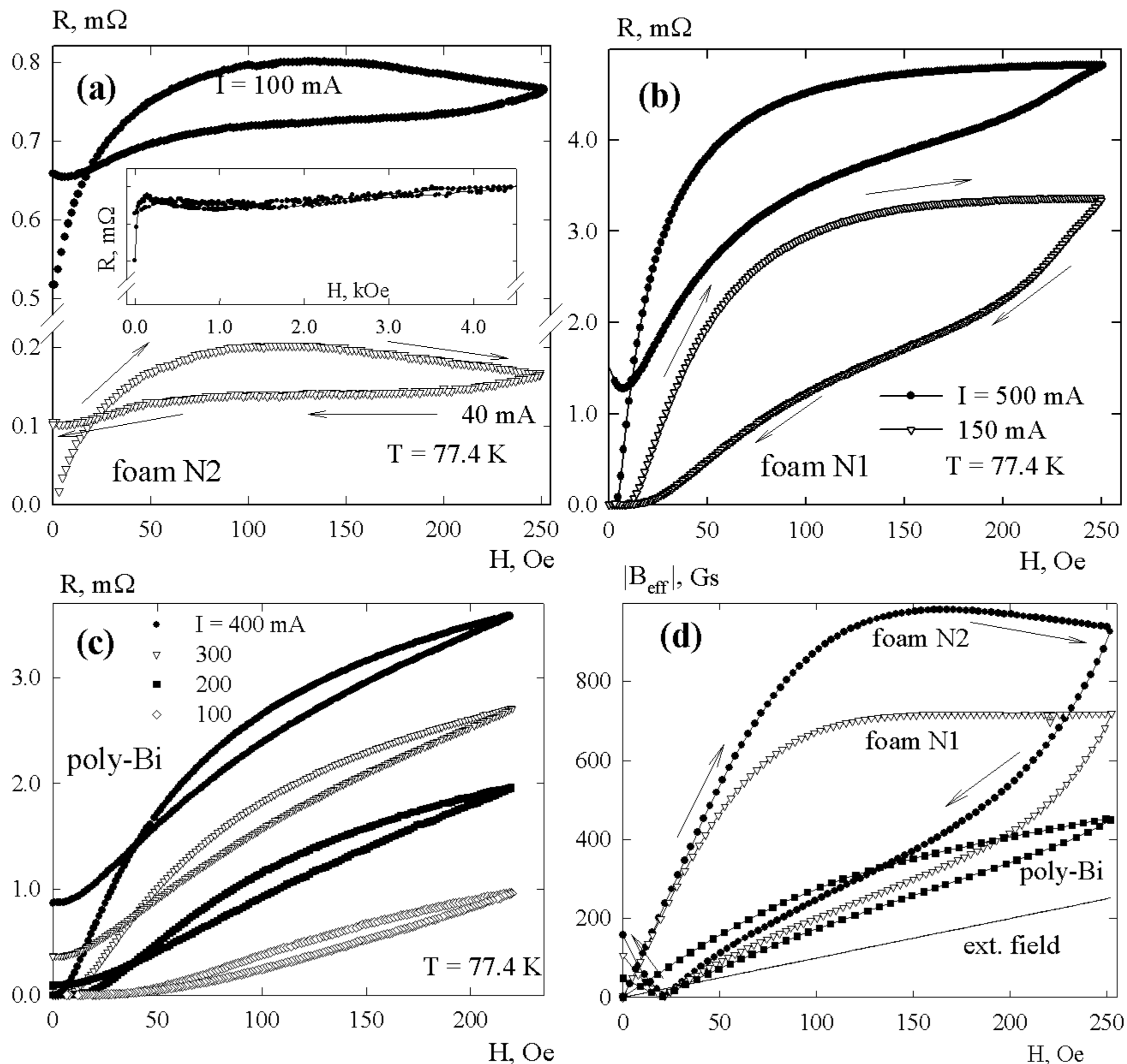


Рис.16. Зависимости  $R(H)$  образцов  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  различной плотности (маркировка указана в тексте) при различных величинах транспортного тока ( $T = 77.4 \text{ K}$ ) – (a), (b), (c). На (d) приведены зависимости эффективного поля в межгранульной среде  $B_{\text{eff}}$  для исследованных образцов, рассчитанные из выражения:

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

(см. выражение (5)) из экспериментальных данных  $M(H)$  (рис.15) при  $\alpha = 6.5$  как функции внешнего поля  $H$ . Стрелки указывают направление изменения внешнего поля  $H$ . Также на (d) показан вклад внешнего поля в эффективное поле в межгранульной среде.

выраженный локальный максимум для образца foam N1 и отсутствие такового для образца poly-Vi. Также на рис.16d показан вклад внешнего поля в  $V_{\text{eff}}$ . Абсолютная величина диамагнитного отклика ВТСП гранул вносит основной вклад в эффективное поле в межгранульной среде в области полей  $\sim 10^2$  Oe, и, в конечном счёте, влияет на магнитосопротивление и существование участка с ОМС.

Следует обратить внимание, что величина эффективного поля в межгранульной среде гранулярного ВТСП значительно больше внешнего поля – см. рис.16d. Это является проявлением сгущения линий магнитного потока в межгранульной среде, о котором предполагалось в работах [24,25], однако до сих пор этому не было экспериментального подтверждения. Подобный результат был получен при сопоставлении экспериментальных данных  $M(H)$  со значениями  $\Delta H$  (например на рис.9 и рис.11) для всех исследованных в работе гранулярных систем.

**В заключении** сформулированы основные выводы, полученные в ходе выполнения диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ РАБОТЫ

1. Исследован МР-эффект в композитах на основе ВТСП (Y-Ba-Cu-O) и несверхпроводящих ингредиентов ( $\text{CuO}$ ,  $\text{BaPbO}_3$ ,  $\text{BaPb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{O}_3$ ), представляющих «модельные» гранулярные ВТСП с ослабленной джозефсоновской связью между ВТСП - кристаллитами. Обнаружено, что для этих объектов влияние внешнего поля на диссипацию в джозефсоновской среде (т.е., магнитосопротивление) проявляется в гораздо большей степени, чем в «чистых» поликристаллических ВТСП. Высокие значения резистивного отклика исследованных ВТСП-композитов на внешнее магнитное поле и возможность варьирования параметрами МР-эффекта путём изменения транспортного тока делает перспективным использование таких материалов в качестве активных элементов датчиков магнитных полей и устройств, реагирующих на слабые магнитные поля, работающих при криогенных температурах, в т.ч. температуре кипения жидкого азота.

2. Анализ зависимостей  $R(T)$ , соответствующих резистивному переходу в межгранульных границах, композитов на основе YBCO в различных диапазонах внешнего поля показал, что в сильных магнитных полях ( $\sim 10^3 \div 6 \times 10^4$  Oe) в широком диапазоне температур (включая участок начала диссипации вблизи  $R \sim 0$ ) магнитосопротивление обусловлено крипом магнитного потока с температурно-независимым потенциалом пиннинга. В диапазоне слабых полей (до  $\sim 10^2$  Oe, область высоких температур), где изменение сопротивления под действием внешнего поля наибольшее, экспериментальные результаты описываются моделью Амбегаокара – Гальперина (АН). Полученные в результате обработки зависимостей  $R(T)$  и  $R(H)$  по модели АН величины потенциала пиннинга в джозефсоновской среде, а также экспериментальная зависимость магнитосопротивления, пропорциональная  $\sim \sin^2\theta$  ( $\theta = \angle H, j$ ) указывают на то, что значительный МР –



эффект, наблюдаемый в композитах в области слабых полей, обусловлен процессами течения потока в межгранулярной среде.

3. Исследованы гистерезисные зависимости транспортных свойств (магнитосопротивления, критического тока) от магнитного поля различных гранулярных ВТСП: композитов на основе Y-Ba-Cu-O, а также поликристаллов ВТСП классических систем ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ,  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ ) и текстурированных керамик  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$ .

4. Развита модель поведения гранулярного ВТСП, и предложен критерий выявления механизма, определяющего гистерезисное поведение магнитосопротивления таких объектов, основанный на установлении зависимости (или независимости) полевой ширины гистерезиса  $R(H)$  от транспортного тока. Обнаружено, что для всех исследованных ВТСП материалов (как для композитов, так и для «чистых» поликристаллов) предложенный параметр – полевая ширина гистерезиса  $\Delta H$  не зависит от транспортного тока. Это свидетельствует о том, что доминирующим механизмом, определяющим гистерезис магнитосопротивления, по крайней мере, в исследованных ВТСП - материалах, является влияние потока, захваченного в сверхпроводящих гранулах, на эффективное поле в межгранулярных границах. Влияние захвата магнитного потока в межгранулярных границах несущественно для гистерезиса  $R(H)$ . Введённый параметр - полевая ширина гистерезиса гранулярных ВТСП характеризует внутригранулярный пиннинг и сжатие магнитного потока в межгранулярной среде.

5. При исследовании МР-эффекта в текстурах  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  определены режимы диссипации в межкристаллитных границах и сверхпроводящих кристаллитах в различных диапазонах магнитного поля и транспортного тока; экспериментально показано, что полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления обладают гистерезисом в одном и том же диапазоне магнитного поля. Также обнаружена анизотропия гистерезиса магнитосопротивления текстурированных керамик  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  по отношению к ориентации внешнего поля и кристаллографических осей кристаллитов  $\text{Bi}2223$ . Указанные особенности адекватно объясняются в рамках развитой модели гранулярного ВТСП с учётом анизотропии диамагнитных свойств исследованного текстурированного материала.

6. Проведены исследования временной эволюции магнитосопротивления в постоянных внешних магнитных полях на различных гранулярных ВТСП - системах (композиты на основе Y-Ba-Cu-O и поликристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ,  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ). Получено дополнительное подтверждение о доминирующем влиянии магнитного потока, захваченного в ВТСП гранулах на релаксацию остаточного сопротивления после воздействия магнитного поля; впервые экспериментально продемонстрирована смена характера релаксации зависимости  $R(t)$  во внешних полях ( $H = \text{const}$ ) на различных ветвях зависимости  $R(H)$ , а также сделан вывод о неправомерности определения величины внутригранулярного пиннинга из резистивных измерений по зависимости андерсоновского типа  $R(t) = R(t=0) \{1 - kT/U_0^* \times \ln(t/t_0)\}$ . Для корректного

определения этой величины целесообразны стандартные измерения релаксации магнитного момента.

7. Исследованы зависимости магнитосопротивления  $R(H)$  висмутовых ВТСП низкой плотности и выявлена взаимосвязь между диамагнитными свойствами этих объектов и существованием участка с отрицательным магнитосопротивлением. Возникновение этой особенности определяется влиянием поля, индуцированного дипольными моментами ВТСП гранул.

8. Создана установка для измерения транспортных свойств твёрдых тел в магнитных полях ( $H$  - до 15 кОе,  $77.4\text{K} \leq T \leq 360\text{K}$ ,  $I$  - до 3 А,  $U$  – до 600 В).

### Список публикаций по теме диссертации.

1. Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Композиты на основе ВТСП, как материалы, обладающие большим магнитосопротивлением в слабых магнитных полях // Письма ЖТФ - 2001.- Т.27 (вып. 22). - С. 45-51.
2. Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Петров М.И., Управляемый по величине магниторезистивный эффект в композитах  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$  при 77К // Письма ЖТФ - Т.29. - 2003. - , вып.14. с. 15-23.
3. Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Петров М.И., Магниторезистивные свойства композитов  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + BaPb_{1-x}Sn_xO_3$  ( $x = 0, 0.25$ ) // ФММ - Т.96. – 2003. - №6. - с. 1-9.
4. Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Popkov S.I., Gokhfeld D.M., Petrov M.I., Magnetoresistive effect of bulk composites 1-2-3 YBCO +CuO and 1-2-3 YBCO+BaPb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>O<sub>3</sub> and their application as magnetic field sensors at 77K, Superconductor Science and Technology. – 2004. – Vol. 17. – P. 175 – 181.
5. Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Popkov S.I., Gokhfeld D.M., Petrov M.I., Large magneto-resistance of high- $T_C$  superconductor based composites to low magnetic fields at the liquid nitrogen temperature // Physica C – 2004. – V. 408-410. – P. 943-944.
6. Balaev D.A., Shaihutdinov K.A., Popkov S.I., Gokhfeld D.M., Petrov M.I., Current controlled magneto-resistive effect in bulk composites Y-Ba-Cu-O + CuO and their application as magnetic field sensors at 77K // Physics of Metals and Metallography. – 2005. – V. 100. - Suppl. 1.P. S93-S95.
7. Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Петров М.И., Магниторезистивный эффект в композитах на основе высокотемпературного сверхпроводника и перспективы их применения в качестве сенсоров магнитного поля при 77 К // Перспективные материалы. - 2005. – № 2. – С. 53-60.
8. Балаев Д.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Механизмы диссипации в джозефсоновской среде на основе ВТСП под действием магнитного поля, ФТТ. – 2006. - Т. 48. - вып.5. - с. 588-593.

9. Балаев Д.А., Прус А.Г., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Угловая зависимость (магнитное поле - ток) магниторезистивного эффекта в композитах  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$  при 77 К // Письма ЖТФ – 2006- Т. 32, вып. 15, с. 67-73.
10. Balaev D.A., Popkov S.I., Shaihutdinov K.A., Petrov M.I., The mechanisms responsible for broadening of the resistive transition under magnetic field in the Josephson junction network realized in bulk YBCO + CuO composites // Physica C. – 2006. - Vol. 435. - p.12-15.
11. Balaev D.A., Prus A.G., Shaykhutdinov K.A., Gokhfeld D.M., Petrov M.I. Study of dependence upon the magnetic field and transport current of the magnetoresistive effect in YBCO-based bulk composites // Superconductor Science and Technology. – 2007. – V. 20. – P. 495 -499.
12. Balaev D.A., Gokhfeld D.M., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I. Hysteretic behavior of the magnetoresistance and the critical current of bulk  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$  composites in a magnetic field // Physica C – 2007. – V. 460-462. - № 2. – P. 1307-1308.
13. Balaev D.A., Dubrovskiy A.A., Shaykhutdinov K.A., Popkov S.I., Petrov M.I. Time relaxation of residual resistance of HTSC-based composites // Physica C. – 2007. – V. 460-462. - № 2. – P. 1309-1310.
14. Balaev D.A., Dubrovskiy A.A., Popkov S.I., Shaykhutdinov K.A., Petrov M.I. Magnetic field dependence of intergrain pinning potential in bulk granular composites YBCO + CuO demonstrating large magneto-resistive effect // Journal Supercond. Nov. Magn. – 2008. – V. 21, p. 243-247.
15. Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Гистерезис магнитосопротивления гранулярных ВТСП как проявление магнитного потока, захваченного сверхпроводящими гранулами, на примере композитов YBCO + CuO, ЖЭТФ - 2007. - Т. 132. – вып. 6. - С. (1340-1351).
16. Балаев Д.А., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И., Механизм релаксации остаточного электросопротивления гранулярных ВТСП после воздействия магнитного поля на примере композитов Y-Ba-Cu-O + CuO, ФТТ. – 2008. - Т.50. - №6. - С. 972-979.
17. Balaev D.A., Dubrovskiy A.A., Shaykhutdinov K.A., Popkov S.I., Petrov M.I., Peculiarities of the time evolution of magnetoresistance of granular HTSC in a constant applied magnetic field // Sol. State Commun. – 2008 – V. 147, p. 284-287.
18. Balaev D.A., Dubrovskiy A.A., Shaykhutdinov K.A., Popkov S.I., Petrov M.I., The effect of magnetisation relaxation of superconducting grains on time relaxation of the resistance of granular HTSC in constant applied magnetic field. // Journal of Physics: Conference Series – 2009. - V. 150.- p. 052012 (4 p.).
19. Балаев Д.А., Дубровский А.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Гохфельд Ю.С., Петров М.И., Механизм гистерезисного поведения

магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Универсальность ширины гистерезиса магнитосопротивления, ЖЭТФ – 2009. – Т.135. – вып.2. – С.271-279.

20. Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Петров М.И. Возможный механизм возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением гранулярного ВТСП // ФТТ. – 2009. - Т.51. - №6. - С. 1046-1050.
21. Balaev D.A., Popkov S.I., Semenov S.V., Bykov A.A., Shaykhutdinov K.A., Gokhfeld D.M., Petrov M.I., Magnetoresistance hysteresis of bulk textured  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  ceramics and its anisotropy, Physica C. – 2010. Vol. 470. p.61-67.
22. Патент РФ, RU 2228311 С2 от 2004.05.10. Способ получения композитных материалов на основе высокотемпературных сверхпроводников / Балаев Д.А., Петров М.И., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Овчинников С.Г.

### Список цитированной литературы.

1. Petrov M.I., Belozerova I.L., Shaykhutdinov K.A., Balaev D.A., Dubrovskii A.A., Popkov S.I., Vasil'ev A.D., and Mart'yanov O.N., Preparation, microstructure, magnetic and transport properties of bulk textured  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  and  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x + \text{Ag}$  ceramics // Supercond. Sci. Technol. – 2008 - Vol. 21. - P. 105019-105028.
2. Петров М.И., Тетюева Т.Н., Квеглис Л.И., Ефремов А.А., Зеер Г.М., Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Овчинников С.Г., Синтез, микроструктура, транспортные и магнитные свойства висмутовых ВТСП с пористой структурой // Письма в ЖТФ.– 2003. - Т.29 (N23). - С. 40-45.
3. Балаев А.Д., Бояршинов Ю.В., Карпенко М.М., Хрусталева Б.П., Автоматизированный магнетометр со сверхпроводящим соленоидом // ПТЭ – 1985. – Т. 3 – С. 167-168 (полный текст: ВИНТИ, N69-85, деп., 32с).
4. Dubson M.A., Herbert S.T., Calabrese J.J., Harris D.C., Patton B.R., Garland J.C. Non-Ohmic dissipative regime in the superconducting transition of polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol.60(N11). – P. 1061-1064.
5. Nojima H., Tsuchimoto Sh., Kataoka Sh. Galvanomagnetic effect of an Y-Ba-Cu-O ceramic superconductor and its application to magnetic sensors // Jap. Journ. Appl. Phys. – 1988. – Vol.27 (N5). – P.746-750.
6. Bardeen J., Stephen M.J., Theory of motion of vortices in superconductors // Phys. Rev. – 1965. – Vol.140(N4A). – P. A1197 – A1207.
7. Anderson P.W., Kim Y.B. Hard superconductivity: Theory of the motion of Abrikosov flux lines // Rev. Mod. Phys. – 1964. – Vol. 36. – P.39-43.
8. Ambegaokar V., Halperin B.I. Voltage due to thermal noise in the d.c. Josephson effect // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 1364-1366.



9. Ambegaokar V., Baratoff A. Tunneling between superconductors // *Phys. Rev. Lett.* – 1963. – Vol.10 (N11). – P. 1364-1366., Vol. 11(N2). – P.104.
10. Ji L., Rzchowski M.S., Anand N., Tinkham M., Magnetic – field – dependent surface resistance and two – level critical – state model for granular superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol.47 (N3). – P.470-482.
11. Сонин Э.Б. Теория джозефсоновской среды в ВТСП: вихри и критические магнитные поля // *Письма ЖЭТФ.* – 1988. - Т.47.(вып.8). – С.415-418.
12. Кузьмичев Н.Д., Критическое состояние среды Джозефсона // *Письма в ЖЭТФ.* – 2001. – Т.74 (вып.5). – С.291-295.
13. Ginzburg S.L., Gerashchenko O.V., Sibilev A.I. Study of longitudinal current problem in the low-field electrodynamics of HTS ceramics // *Supercond. Sci. Technol.* – 1997. – Vol.10. – P.396-402.
14. Chen D.X., Goldfarb R.B., Cross R.W., Sanchez A. Surface barrier and lower critical field in  $YBa_2Cu_3O_7$  superconductors // *Phys. Rev. B.* -1993. – Vol.48(N9). – P.6426-6430.
15. Bean C.P. // Magnetization of hard superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1962. – Vol.8. - P.250-253.
16. Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinoku V.M., Vortices in high-temperature superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1994. – Vo.66(N4). – P. 1125-1388.
17. Lascialfari A, De Gennaro S, Peruzzi A, and Sangregorio C, Magnetic characterization of Ag – sheated Bi(Pb)2223 tapes // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1998. - Vol. 31, P. 2098-2103.
18. Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Shaulov A., Magnetic relaxation in high temperature superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 1996. – Vol.68 (N3). – P. 911-949.
19. Matthews D.H., Russell G.L., Taylor K.N.R., Flux trapping energies in YBCO in the presence of transport current // *Physica C.* – 1990. – Vol. 171. – P.301-304.
20. Altshuler E., Garcia S., and Barroso J., Flux trapping in transport measurements of  $YBa_2Cu_3O_7$  superconductors. A fingerprint of intragrain properties // *Physica C.* – 1991. – Vol. 177. – P.61-66.
21. Prester M., Mahornic Z., Weak links as a subsystem that monitors the intragrain flux creep in high- $T_C$  superconductors // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47 (N5). – P.2801-2805.
22. Митин А.В., Влияние термомагнитной предыстории на транспортные свойства гранулярных сверхпроводников  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  // *СФХТ.* – 1994. – Т.7 (№1). – С.62-79.
23. Петров М.И., Балаев Д.А., Белозерова И.Л., Попков С.И., Дубровский А.А., Шайхутдинов К.А., Мартьянов О.Н. Увеличение диамагнитного отклика

в ВТСП  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и композитах  $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x+\text{Ag}$  низкой плотности // ЖТФ. – 2009. - Т.79. - №8. - С. 46-49.

24. Daghero D., Mazzetti P., Stepanesku A., Tura P., Masoero A., Electrical anisotropy in high- $T_C$  granular superconductors in a magnetic field // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol.66. – P.184514-1-184514-10.
25. Kunchur M.N., Askew T.R., Hysteretic internal fields and critical currents in polycrystalline superconductors // Journ. of Appl. Phys. – 1998. – Vol.84 (N12). – P.6763-6767.

---

Подписано к печати 10.06.2010

Тираж 100 экз., у. п.л.:2 Заказ №15

---

Отпечатано на ротапринте в типографии Института физики СО РАН  
660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН