

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ ГРАНУЛИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ НА ЕЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА

А.В. Кревсун, С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, Л.В. Гнездилова

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

Исследовано влияние четырех типов начального магнитного состояния гранулированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на ее сверхпроводящий переход, вольт-амперную, температурную и полевую характеристики, а также на магнитосопротивление при температурах, близких к критической. Установлена и объяснена иерархия воздействия начального состояния на указанные характеристики. Обнаружена “гигантская” (более 70%) модуляция магнитосопротивления, на порядок превышающая модуляцию в керамике $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$.

ВВЕДЕНИЕ

Магниторезистивные свойства сверхпроводящих высокотемпературных керамик изучаются с первых лет после их синтеза [1, 2]. Несмотря на это, до настоящего времени обнаруживаются все новые их особенности [3 - 5]. Связано это не только со сложностью структуры керамики, но также с разнообразием методов ее изучения и областей ее прикладного использования (пассивные источники магнитного поля, магнитные подвесы, детекторы магнитного поля, магнитные экраны). Особенный интерес вызывает то, что гранулированная керамика с малой плотностью критического тока является естественной высокотемпературной джозефсоновской средой.

Магниторезистивные свойства этой среды наиболее многообразны в слабых магнитных полях, т.е. до начала проникновения вихрей в гранулы керамики (магнитном поле H_{c1g}) и до достижения критического тока во всех слабых связях между гранулами (поле H_{c2j}). Случайный характер распределения значений критического тока в пределах исследуемого образца, связанный с неупорядоченным расположением гранул в пространстве и случайными значениями параметров слабых связей, серьезно затрудняет получение расчетных соотношений для вольт-амперных и магниторезистивных характеристик этих объектов. Свидетельством этого является относительно небольшое количество публикаций, где предлагаются расчетные выражения для резистивных параметров керамики и их сопоставления с экспериментальными зависимостями [6, 7]. Тем более важными становятся экспериментальные методы их исследования. В частности, благодаря им был обнаружен магнитолевой эффект увеличения критического тока керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с предварительно замороженным в режиме ZFC (Zero Field Cooling) полем [8], а позже магнитолевой эффект уменьшения (модуляции) резистивности керамики и пленок $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ с замороженным в том же режиме полем [3,4].

Целью данной работы является изучение влияния различного типа начального магнитного состояния керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (с плотностью критического тока $j_c(77K) \sim 100 \text{ A/cm}^2$) на ее сверхпроводящий температурный переход, вольт-амперную ха-

рактеристику (ВАХ), критический ток и магниторезистивность. При этом особенное внимание уделено обнаружению и изучению магнитолевого эффекта модуляции, т.е. уменьшения и последующего увеличения резистивности данной керамики в зависимости от ее начального состояния.

ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Керамика была приготовлена традиционным методом твердофазной реакции в режиме одностороннего спекания на воздухе. Из керамики вначале была вырезана пластинка квадратной формы со стороной 9 мм и толщиной 0,15 мм. Затем с целью уменьшения величины критического тока исследуемого образца и исключения его перегрева транспортным током в центральной части пластинки было механическим способом сформировано сужение в виде мостика с длиной 0,6 мм и шириной 1,8 мм. Критическая температура мостика, определенная по середине его резистивного температурного перехода $R(T)$, составила около 91 К.

Измерения ВАХ, т.е. зависимости напряжения (V) на образце от транспортного тока (I_t) через мостик, проводились четырехзондовым методом в атмосфере теплообменного газообразного гелия. При этом измерительная установка позволяла устанавливать температуру (T) образца в диапазоне значения от 300 до 77,3 К. Измерения ВАХ могли выполняться от 93 К (несколько выше начала сверхпроводящего перехода) и до 77,3 К с шагом 0,2 К. Магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности пластины с мостиком, создавалось плоской катушкой, намотанной медным проводом и имеющей внутренний диаметр 3 мм, а внешний - 14 мм. Катушка плотно прилегала к поверхности пластины, при этом мостик находился в центре отверстия катушки. Сопrotивление мостика при $T = 300 \text{ K}$ составляло 0,122 Ом, а при $T = 93 \text{ K}$ - 0,075 Ом. Постоянный транспортный ток через мостик мог регулироваться от 10 до 100 мА, а магнитное поле в месте его расположения - от 0,1 до 14 Э. Образец с катушкой располагался в цилиндрическом алюминиевом стакане, поверх которого была намотана пермаллоевая лента для экранирования образца от земного постоянного поля и внешних переменных маг-

нитных полей. В результате магнитное поле в месте расположения образца не превышало $H_0 = 0,05 \text{ Э}$. Сопротивление мостика (R) в каждой точке нелинейной ВАХ определялось путем деления напряжения на образце на соответствующий транспортный ток.

В отличие от ранее публиковавшихся исследований влияние постоянного внешнего магнитного поля (H) на сверхпроводящий переход, ВАХ и сопротивление керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ изучалось на одном и том же мостике после формирования в нем четырех типов начального магнитного состояния. Эти состояния формировались с помощью следующих режимов охлаждения и нагрева образца:

1 режим – охлаждение образца до $77,3 \text{ К}$ в остаточном поле экрана H_0 , включение начального магнитного H_1 , ступенчатый нагрев образца до 93 К и измерение V на каждой из температурных ступеней ($T > 77,3 \text{ К}$) при фиксированном значении I_t и различных H_1 ;

2 режим – включение начального поля H_2 при $T = 93 \text{ К}$, охлаждение образца с полем H_2 до $77,3 \text{ К}$, ступенчатый нагрев образца до 93 К с тем же полем, измерение V при $T > 77,3 \text{ К}$ и фиксированном значении I_t и различных H_2 ;

3 режим – охлаждение образца до $77,3 \text{ К}$ в поле H_0 , включение начального магнитного поля H_3 , выключение H_3 при $T = 77,3 \text{ К}$ (по терминологии некоторых работ этот режим называется также режимом ZFC), ступенчатый нагрев образца до 93 К и измерение V при $T > 77,3 \text{ К}$ и фиксированном значении I_t и различных H_3 ;

4 режим – включение начального поля H_4 при $T = 93 \text{ К}$, охлаждение образца с полем H_4 до $77,3 \text{ К}$, выключение поля H_4 (по терминологии некоторых работ этот режим называется также режимом FC), ступенчатый нагрев образца до 93 К , измерение V при $T > 77,3 \text{ К}$ и фиксированном значении I_t и различных H_4 .

Каждое из состояний характеризуется своим значением $R(H_i)$, где $i = 1, 2, 3, 4$ – номер типа начального состояния мостика. Требуемая магниторезистивная характеристика керамики $R(H)$, зависящая от начального магнитного состояния образца, получалась после того, как на сверхпроводящий образец, находящийся в одном из указанных состояний и при интересующей нас температуре, накладывалось внешнее поле H в диапазоне значений от $0,1$ до 10 Э . Максимальное значение магнитного поля, используемое для формирования начального магнитного состояния мостика (H_1, H_2, H_3, H_4), также составляло 10 Э , что существенно меньше второго джозефсоновского критического поля (H_{c2l}) [1] и первого критического поля гранул керамики (H_{c1g}) при температуре $77,3 \text{ К}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 1 приведены кривые сверхпроводящего перехода в виде температурной зависимости сопротивления (R) керамического мостика для транспортных токов (I_t), равных 1 и 50 мА , в ослабленном земном магнитном поле H_0 (кривые 5, 6), а также во

внешнем магнитном поле ($H_i = 10 \text{ Э}$) в каждом из четырех упомянутых начальных состояний керамики (кривые 1-4 соответствуют режимам 1-4 при токе $I_t = 50 \text{ мА}$). Из зависимостей видно, что наибольшее приращение сопротивления под действием магнитного поля во всем исследуемом диапазоне температур (T) происходит при использовании режима 1, а наименьшее – при режиме 3. При этом положение узловой точки ($R = 0,03 \text{ Ом}$, $T = 91 \text{ К}$) начала расхождения зависимостей $R(I_t)$ под действием поля практически не зависит от начального магнитного состояния образца.

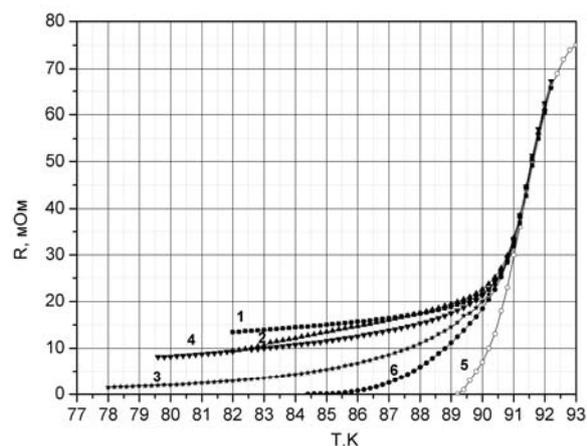


Рис. 1. Зависимость сопротивления керамического мостика от температуры. Кривые 1-4 получены в поле 10 Э для четырех магнитных состояний мостика соответственно при транспортном токе 50 мА ; 5, 6 – в поле H_0 при токе 1 и 50 мА

На рис. 2 приведены ВАХ мостика при температурах 93 и 86 К в поле H_0 (кривые 5, 6) и при температуре 86 К , но при поле $H_i = 10 \text{ Э}$, соответствующем каждому из четырех вышеуказанных начальных состояний (кривые 1-4). Из характеристик видно, что наибольшее подавление критического тока по отношению к исходному состоянию мостика также происходит в режиме 1.

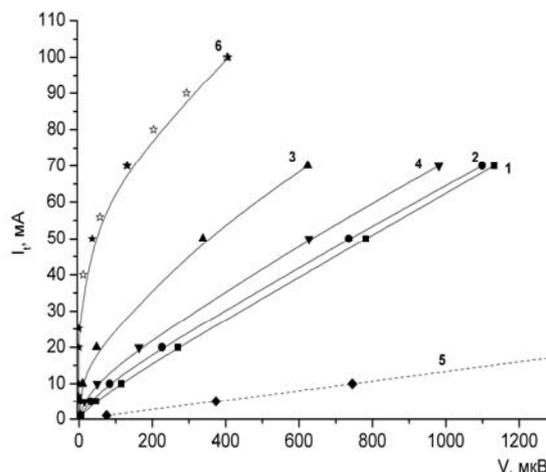


Рис. 2. Вольтамперные характеристики мостика. Кривые 5, 6 получены в поле H_0 , $T = 93$ и 86 К (открытые звездочки на кривой 6 – расчетные значения), кривые 1-4 – $T = 86 \text{ К}$, $H_i = 10 \text{ Э}$, для магнитных состояний 1, 2, 3, 4

На рис. 3 даны экспериментальная и расчетная температурные зависимости величины критического тока мостика в поле H_0 (кривая 5, точки - расчет) и экспериментальные температурные зависимости критического тока мостика в поле $H_i = 10$ Э для начальных магнитных состояний 1-4 (кривые 1-4).

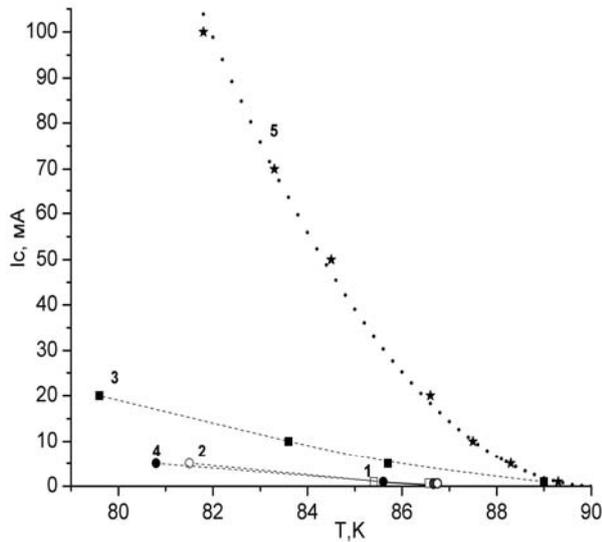


Рис.3 Зависимость критического тока мостика от температуры. Кривые 1-4 $H_i = 10$ Э для магнитных состояний 1, 2, 3, 4, кривая 5- для поля H_0 (точки на кривой 5 – расчетные значения).

Значения критического тока при промежуточных значениях поля H_i при $T = 84$ К для указанных четырех типов магнитного состояния показаны на рис. 4.

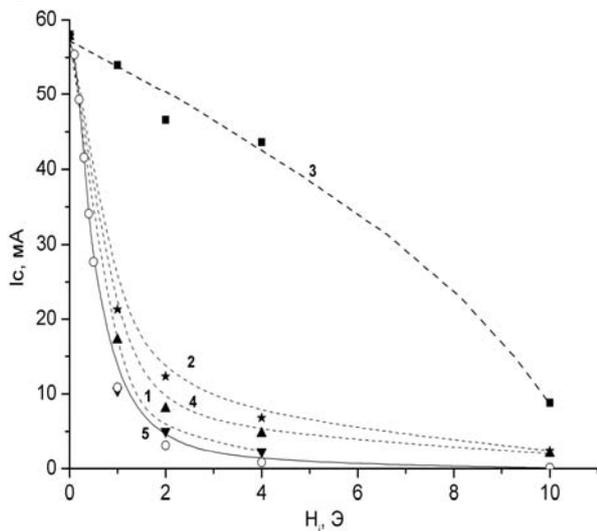


Рис. 4. Зависимости критического тока мостика от магнитного поля H_i для его магнитных состояний 1, 2, 3, 4 (кривые 1 - 4), кривая 5 рассчитана по формуле (3) для режима 1

На рис. 5 приведены значения магнитосопротивления $R(H)$ мостика для указанных четырех режимов формирования начального состояния при температуре $T = 84$ К. Основными особенностями магнитосопротивления для этих режимов являются:

- наличие минимума сопротивления на зависимости $R(H)$ при $H \approx 0$ для режима 3 и при $H \neq 0$ для режимов 1, 2, 4,

- величина и направление поля H , соответствующие минимуму сопротивления, зависят от начального состояния мостика,

- тенденция к насыщению зависимости $R(H)$ по мере увеличения H свыше некоторого значения, зависящего от режима.

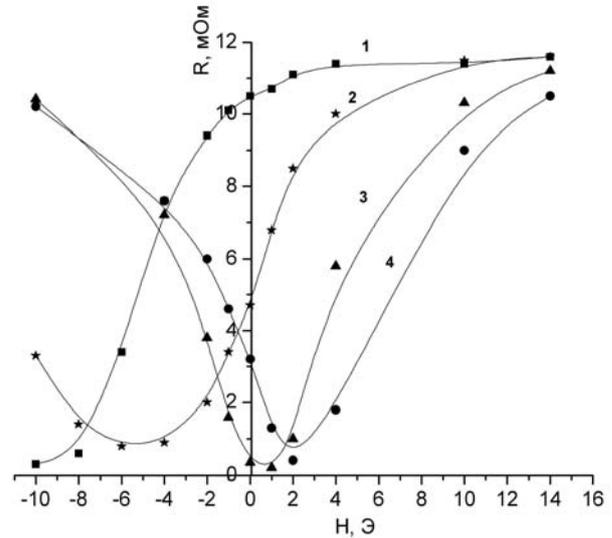


Рис. 5. Зависимости сопротивления мостика от внешнего магнитного поля H для его магнитных состояний 1-4 (кривые 1-4), сформированных в поле $H_i = 10$ Э

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Вначале коснемся происхождения узловой точки ($R = 0,03$ Ом, $T = 91$ К) на рис. 1. Возникновение влияния магнитного поля на сопротивление мостика при понижении его температуры ниже критической ($T = T_c = 91$ К) можно объяснить тем, что начиная именно с его критической температуры возникает слабая сверхпроводимость межгранульных связей в керамике. Подобная узловая точка, в которой сходятся все зависимости $R(T)$ для различных начальных состояний и величин поля H_i , наблюдалась в режиме 1 также другими исследователями (в частности, см. [5]). Единственность точки схождения зависимостей $R(T)$ свидетельствует, по крайней мере, об однофазности синтезированной керамики. На сегодня остается открытым вопрос о том, какие конкретные параметры керамики влияют на положение узловой точки в координатах $R - T$.

Другой особенностью кривых на рис.1 является определенная иерархия режимов формирования начального состояния по “силе” их воздействия на сопротивление мостика.

Для объяснения этого воздействия следует учесть, что исследуемый керамический мостик представляет собой последовательно параллельное трехмерное соединение набора элементарных ячеек – микроконтуров, каждый из которых состоит из гранул керамики и слабых связей между ними (для простоты дальнейших объяснений возникающих процессов на вставке рис. 6 показана одна цепочка

последовательно соединенных ячеек в виде треугольных микроконтуров, в вершинах которых располагаются гранулы керамики). Магнитное поле H_i ($i=1-4$) в зависимости от режима его формирования может возбуждать циркулирующие сверхпроводящие токи различной величины в микроконтурах (через их слабые связи), мейсснеровские токи на поверхности гранул, джозефсоновский ток внутри самих слабых связей и существовать в виде вихрей Абрикосова внутри гранул.

Общим признаком первых двух состояний является постоянно приложенное к мостику внешнее магнитное поле (H_1 и H_2), а общим признаком вторых двух – отсутствие такового (H_3 и H_4 выключены). Упомянутые ячейки можно рассматривать как последовательно соединенные сверхпроводящие квантовые интерферометры постоянного тока с тремя контактами Джозефсона в резистивном состоянии, создаваемом общим для них транспортным током I_t . Напряжение и резистивность каждой ячейки зависит от величины циркулирующего в ней тока и магнитного поля, действующего на слабую связь.

Следует заметить, что исследуемая керамика состоит из гранул микронного размера и обладает плотностью около 5 г/см^3 , поэтому можно полагать, что размеры ячеек - микроконтуров - сопоставимы с размерами гранул. Оценка периода известной квантовой осцилляционной зависимости напряжения от внешнего магнитного поля для одиночного микроконтура с размером в один микрометр дает величину около 20 Э. В реальной керамике при многослойном расположении микроконтуров возникает взаимное экранирование микроконтуров и указанный период значительно больше. Поскольку величина используемого в эксперименте внешнего поля не превышает 10 Э, его воздействие на резистивную ячейку приводит только к росту напряжения на ней, что соответствует при фиксированном транспортном токе увеличению ее резистивности.

Рассмотрим вначале результат воздействия внешнего поля H_1 и H_2 на элементарную ячейку при формировании первого и второго состояний (см. рис.6, а,б).

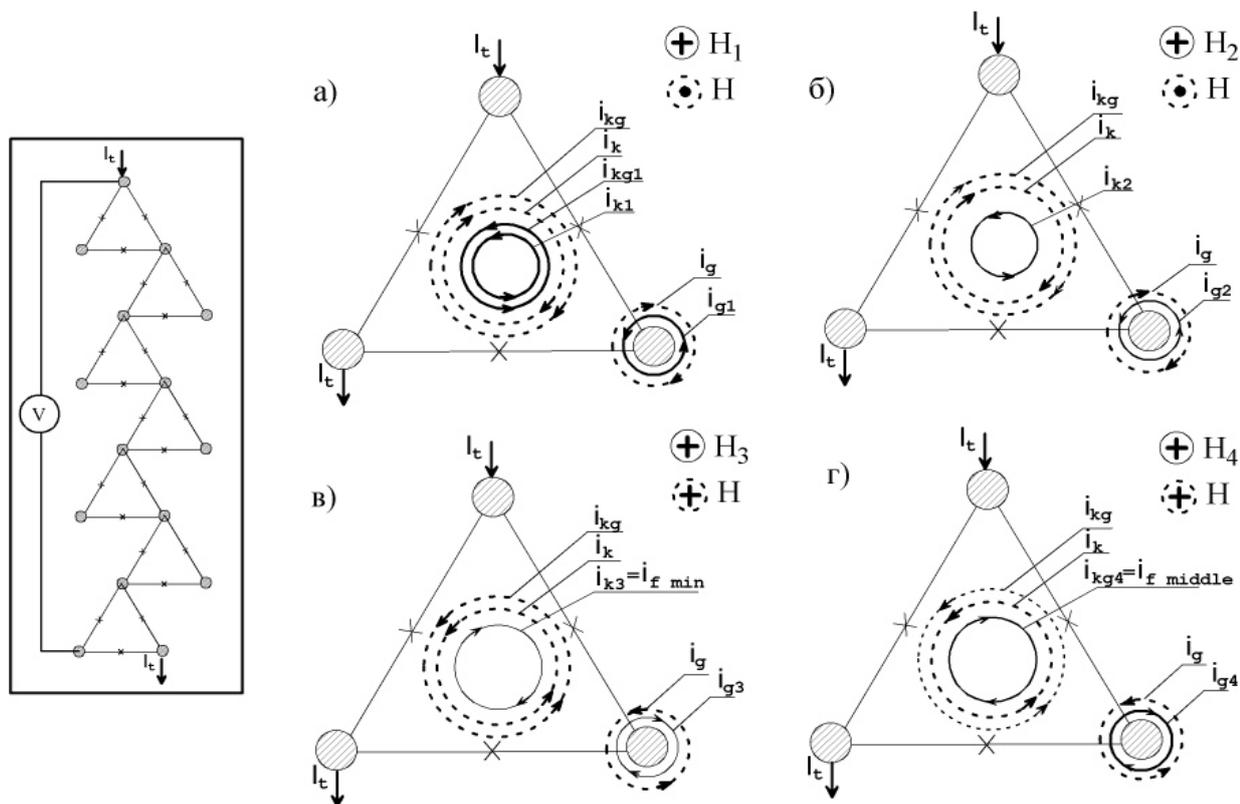


Рис.6. Схема модельного элементарного сверхпроводящего контура в виде трех гранул керамики (заштрихованные кружки), соединенных слабыми связями (крест на линии соединения гранул). Внутри контура и около гранул показаны направления возбуждаемых магнитным полем H_i (сплошные линии) и H (штриховые линии) токов (i_k , i_{kg} , $i_{f \text{ min}}$, $i_{f \text{ middle}}$) в случае первого типа магнитного состояния керамики –(а), второго – (б), третьего – (в) и четвертого – (г)

Поле H_1 возбуждает в каждом из микроконтуров цепочки интерферометров и на поверхности гранул соответственно циркулирующий и мейсснеровский токи i_{k1} и i_{g1} (см. рис.6,а), а также уменьшает критический ток слабых связей в силу известной его фрунгоферовской зависимости от магнитного поля [9]. Ток i_{g1} , в свою очередь, создает дополнительное поле h_{g1} , действующее как на микроконтур, так и на

слабые связи, совпадая по направлению с полем H_1 . В результате в микроконтуре увеличивается циркулирующий ток на величину i_{kg1} и дополнительно уменьшается критический транспортный ток слабых связей. Напряжение на каждой из ячеек и их резистивность для тока I_t возрастает таким образом в максимально возможной степени, что объясняет значительный рост сопротивления мостика в целом

по сравнению со случаем $H_1 = 0$. Как можно будет увидеть далее из модельного рассмотрения остальных начальных состояний при одинаковых значениях магнитных полей H_i , режим 1 действительно оказывает наибольшее воздействие на сопротивление.

Поле H_2 не возбуждает непосредственно циркулирующий ток в микроконтурах, но подавляет критический ток слабых связей подобно полю H_1 . Одновременно поле H_2 возбуждает гораздо меньшие по сравнению с состоянием 1 поверхностные токи гранул (см. рис. 6,б), так как в этом режиме формирования магнитного состояния поле H_2 частично может замораживаться в самих гранулах. В свою очередь, поверхностные токи гранул возбуждают некоторый циркулирующий ток i_{k2} в микроконтурах, но меньший, чем в состоянии 1. Это означает, что воздействие поля H_2 на напряжение и сопротивление ячейки в целом меньше, чем воздействие поля H_1 . Соответственно резистивность цепочки ячеек и всего мостика во втором состоянии должна быть меньше их резистивности в состоянии 1, что подтверждается экспериментом (см. рис. 1, кривая 2).

В третьем состоянии ячейки (см. рис. 6,в) после выключения внешнего поля H_3 при $T = 77$ К возникает замороженный циркулирующий ток $i_{k3} = i_{f\min}$, который существует только в небольшой части микроконтуров с наименьшими критическими токами [10]. Здесь надо напомнить, что для данной керамики и мостика с указанными размерами поле $H_3 = 10$ Э значительно меньше, чем второе критическое поле джозефсоновской среды H_{c2j} при $T = 77$ К (при котором во всех слабых связях микроконтуров мостика должен достигаться ток, равный критическому). В результате при $H_3 \ll H_{c2j}$ (77 К) большинство ячеек не содержит циркулирующего тока, и сопротивление мостика транспортному току отсутствует. Далее в соответствии с принятой в работе методикой эксперимента для получения данных о резистивности мостика при температурах, близких к T_c , образец нагревался до необходимой температуры и происходило уменьшение критического тока и первого критического поля гранул (H_{c1g}). Вследствие чего магнитное поле циркулирующих в некоторых ячейках сверхпроводящих токов (такие токи в керамике названы гипервихрями) еще до выхода гипервихрей под действием силы Лоренца из мостика может проникнуть в гранулы в виде вихрей Абрикосова. Такие вихри замораживаются в гранулах ввиду существенно большей силы пиннинга по сравнению с пиннингом гипервихрей и не могут выйти из мостика под действием транспортного тока. Замороженное в гранулах поле, в свою очередь, создает циркулирующий ток в ячейке и уменьшает критический транспортный ток слабых связей. Это увеличивает напряжение и резистивность каждой из элементарных ячеек и мостика в целом. Ввиду того, что в процессе замораживания внешнего поля в состоянии 3 участвует лишь небольшое количество ячеек, трансформация замороженного потока гипервихрей в вихри Абрикосова касается только небольшого количества гранул и ячеек. В результате добавка к сопротивлению мостика, находящегося в третьем магнитном состоянии, является минимальной, что

характеризуется соответствующей зависимостью $R(T)$ на рис. 1 (кривая 3).

При формировании в мостике состояния 4 внешнее поле H_4 также выключается при $T = 77$ К. Но режим FC замораживания в мостике поля H_4 отличается от предыдущего режима ZFC тем, что абсолютно все ячейки джозефсоновской среды несут замороженный ток ($i_{k4} = i_{f\mid\text{midl}}$), одни - на уровне критических значений, другие - на докритическом уровне. Это соответствует большему по сравнению с состоянием 3 замороженному магнитному потоку в мостике и соответственно большему замороженному циркулирующему току в ячейках. При нагревании образца происходит процесс, подобный описанному для состояния 3, но сопровождаемый воздействием увеличенного магнитного потока замороженных гипервихрей на большее количество гранул и его замораживанием в них. В свою очередь, большее замороженное поле в гранулах сильнее подавляет критический ток слабых связей отдельных ячеек и мостика в целом. В итоге сопротивление мостика транспортному току возрастает больше, чем в состоянии 3, что видно из зависимости $R(T)$ (см. рис. 1, кривая 4).

Подводя итог объяснению зависимостей $R(T)$, следует отметить, что начальные магнитные состояния 3 и 4 влияют на исходную резистивность мостика меньше, чем состояния 1 и 2, так как последние характеризуются наличием в ячейках больших циркулирующих токов и большим подавлением критического тока слабых связей непосредственно внешним магнитным полем H_i .

На рис. 1 также видно значительное влияние величины транспортного тока I_t на вид зависимости $R(T)$. Ранее это влияние отмечалось и другими исследователями. В нашем случае ток I_t включался при $T = 93$ К и поддерживался постоянным в течение всего периода измерений в каждом из режимов. Чем больше I_t , тем в большем количестве слабых связей ток при заданной температуре образца достигает критической величины и тем выше сопротивление мостика. Таким образом, наблюдаемое "затягивание" сверхпроводящего перехода является характерным признаком структуры мостика в виде гранулированной и сильно неоднородной (по критическим токам слабых связей джозефсоновской) среды. Очевидно, что магнитное состояние образца может зависеть не только от начального значения внешнего поля, но также и от начального значения транспортного тока, способного создавать магнитное поле в образце другой конфигурации [11]. Все приведенные в статье зависимости $R(T, H_i)$ регистрировались при транспортном токе $I_t = 10$ мА, создающем в области мостика магнитное поле, значительно меньшее, чем 10 Э.

Вид ВАХ мостика ($T = 86$ К) для различных его магнитных состояний дан на рис. 2. Возникают два вопроса: 1) насколько точно описывает существующая теория [12] исходную ($H_i = 0, H \approx 0$) ВАХ (кривая б) и 2) чем объясняется различие в ВАХ мостика, находящегося в различных магнитных состояниях, задаваемых режимами 1-4.

Как видно на рис. 2, теоретическая ВАХ (открытые звездочки) близка к экспериментальной, если в формуле

$$V = a (I_t - I_c)^m \quad (1)$$

$m = 2,19$ и $a = 0,031$, I_c - критический ток. Таким образом, при температурах, близких к T_c , ВАХ данной керамики соответствует теории [12], которая построена на основе модели сетки, имеющей порог по току для "тонких" джозефсоновских контактов со случайным распределением критических токов и предсказывает $m \approx 2$.

Как видно на кривых 1-4 (см. рис.2), иерархия влияния режимов формирования начального магнитного состояния на ВАХ качественно аналогична их влиянию на зависимость $R(T)$. Поэтому объяснения этого влияния на сопротивление мостика те же, что приведены выше относительно влияния режимов на зависимость $R(T)$.

Величина критического тока и его зависимость от температуры, являющиеся одними из составных параметров ВАХ, также зависят от начального состояния мостика (см. рис. 3, кривые 1-4), и объяснения этого влияния аналогичны указанным для ВАХ и $R(T)$.

При этом исходная зависимость $I_c(T)$ (кривая 5), которая получена при ($H_i = 0$, $H \approx 0$), близка к теоретической [12] (точки на кривой 5), определяемой при температуре, близкой к T_c , соотношением:

$$I_c = b (1 - T / T_c)^n, \quad (2)$$

$n = 2,01$, $b = 12500$. Теория [12] предсказывает $n \approx 2$ и построена на представлении слабых связей керамики, как контактов типа S- N- S. Обнаруженная температурная зависимость критического тока не противоречит также предположению о существовании внутригранульных джозефсоновских контактов [13].

Как видно на рис. 4, зависимости $I_c(H_i)$ критического тока мостика от величины магнитного поля, формируемого в режимах 1, 2, 4, кардинально отличаются от случая режима 3. Слабое подавление полем критического тока в режиме 3 понятно из используемой нами модели микроконтуров и ограниченного их числа, участвующего в замораживании поля в режиме ZFC. Как отмечалось выше, наибольшее подавление полем критического тока происходит в режиме 1. Для него известна [14] эмпирическая формула:

$$I_c(H_1) = I_c(0) / (1 + H_1^2 / H_{00}^2), \quad (3)$$

где H_{00} - параметр, равный в нашем случае 0,5; $I_c(0)$ - экспериментальное значение критического тока при $H_1 = 0$. Как видно из рис. 4 (кривая 5), расчетные точки хорошо соответствуют экспериментальным значениям (кривая 1).

Близкая к гиперболической форма зависимостей $I_c(H_i)$ в режимах 1, 2, 4, по-видимому, связана со значительным (по сравнению с режимом 3) влиянием циркулирующих контурных токов и подавлением критического тока слабыми связями магнитным полем в соответствии с картинами токов, показанных на рис. 6, б, г.

Перейдем к анализу магнитосопротивления керамики, т.е. зависимости сопротивления мостика (R), находящегося в различных магнитных состоя-

ниях, от внешнего магнитного поля H . Эти зависимости представлены на рис.5 (кривые 1-4) соответственно для состояний 1-4. Наиболее интересной особенностью этих зависимостей, требующей своего объяснения, является наличие минимума сопротивления на зависимости $R(H)$, положение которого на оси H зависит от величины и направления H . Важной характеристикой модуляции магнитосопротивления $R(H)$ также является относительная глубина модуляции сопротивления (δR) магнитным полем в процентах

$$\delta R = [(R_s - R_{\min}) / R_s] 100\%, \quad (4)$$

где R_s и R_{\min} - начальное сопротивление мостика при $H = 0$ и минимальное сопротивление, зависящее от величины H .

Объяснить наличие минимума сопротивления мостика и влияние поля H на его положение на оси H можно, если учесть не только воздействия на мостик транспортного тока и токов, возбуждаемых в джозефсоновской среде мостика полями H_i (что было сделано при объяснении различий в кривых на рис.1), но также токов, возбуждаемых полем H .

Самый очевидный процесс уменьшения сопротивления мостика с помощью поля H , направленного противоположно полю H_1 , происходит, когда мостик находится в начальном состоянии, сформированном в режиме 1. В этом случае поле H возбуждает в каждом элементарном микроконтуре (см. рис.6,а) сверхпроводящий ток $i_H = i_k + i_{gk}$, который равен, но противоположен току $i_{k1} + i_{gk1}$, созданному полем H_1 . Одновременно поле H компенсирует поле H_1 . В результате при $H = H_1$ сверхпроводящий ток через слабые связи микроконтуров обращается в нуль и сопротивление мостика достигает минимума (см. рис. 5, кривая 1). При этом, как видно на рисунке, глубина модуляции сопротивления δR близка к 100%. Практически полная компенсация внешним полем поля H_1 в данном режиме говорит об отсутствии гистерезисных явлений в микроконтуров при перемагничивании керамики слабым магнитным полем.

Качественно сходный процесс происходит, когда мостик находится во втором состоянии, а к нему прикладывается поле H , равное по величине, но направленное противоположно полю H_2 . Однако в этом случае поле H , компенсируя поле H_2 , возбуждает мейснеровские токи в гранулах большие, чем существуют в этом состоянии до наложения поля H (см. вышеизложенное объяснение второго магнитного состояния в элементарной ячейке на рис.6,б). Вследствие этой разницы возникает поле гранул h_g (см. рис. 6,б), возбуждающее циркулирующий ток в контуре ячейки, который уменьшает ее критический ток. В результате минимум сопротивления, обязательный ослаблению суммарного поля в области слабых связей возникает не при $|H| = |H_2|$, а при $|H| < |H_2|$ (см.рис.5, кривая 2). При этом δR , как видно на том же рисунке, достигает 75%.

Рассмотрим причины существования минимума сопротивления мостика при $H \approx 0$, когда он находится в третьем магнитном состоянии. Как уже отмечалось выше при объяснении зависимостей $R(T, H_i)$, по условиям эксперимента в этом режиме

поле H_3 , задающее начальное состояние мостика, значительно меньше поля, способного генерировать критические токи во всех слабых связях мостика ($H_3 \ll H_{c21}$). В результате только небольшая их часть при $T = 77$ К находится в критическом состоянии, существенно не влияя на токовое состояние большинства связей. Соответственно при нагреве образца до температуры, близкой к критической, замороженный магнитный поток гипервихрей ячеек переводит небольшое число гранул в смешанное состояние. Поле замороженных вихрей Абрикосова в таких гранулах слабо влияет на критический ток мостика в целом. Соответственно для компенсации поля указанных гранул и получения минимума сопротивления мостика достаточно небольшого внешнего поля H , совпадающего по направлению с полем H_3 , что объясняет положение минимума магнитосопротивления вблизи $H = 0$ (см. рис.5, кривая 3).

Наконец, рассмотрим модуляцию полем H сопротивления мостика, находящегося в 4-м магнитном состоянии.

Минимум сопротивления достигается при подаче некоторого поля $H < H_4$ и совпадающего с ним по направлению (см. рис.5, кривая 4). Учитывая вышеизложенные соображения о трансформации поля замороженных гипервихрей в поле замороженных вихрей Абрикосова в гранулах, а также большее (по сравнению с состоянием 3) количество гранул, находящихся в смешанном состоянии, можно утверждать, что для компенсации циркулирующих токов ячеек в состоянии 4 требуется внешнее поле большее, чем для ячеек, находящихся в состоянии 3. При этом компенсирующее поле H в точке минимума по абсолютной величине должно быть заведомо меньше поля H_4 . Это подтверждается экспериментом (см. рис.5, кривая 4). Величина δR составляет при этом около 70%.

Подводя итоги изучения эффекта уменьшения сопротивления керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ под действием внешнего поля $H \neq 0$, можно констатировать, что он существует в этой керамике так же, как и в керамике, и пленках $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ [3,4]. При этом в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ эффект имеет ряд особенностей:

- если в соединении $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ эффект наблюдался только в режиме, аналогичном нашему режиму 3, то в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ эффект обнаружен также в режимах 2 и 4;

- глубина модуляции сопротивления δR внешним полем H в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ может быть близка к 100%, в десятки раз превышая это значение в керамике $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ и в 3-4 раза - в пленке $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$, не смотря на то, что эффект в этом соединении наблюдался при $T = 77$ К, а в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ - при $T = 84 \dots 89$ К;

- наличие и особенности эффекта уменьшения сопротивления керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ транспортному току под действием слабого внешнего поля (до 10 Э) зависят от типа начального магнитного состояния (режимы 1-4).

Различия глубины модуляции магнитосопротивления можно объяснить большим удельным сопро-

тивлением ($7 \cdot 10^{-3}$ Ом·см) и большей магнитной однородностью керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, связанной, в частности, с ее однофазностью (в отличие от более сложного соединения $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$).

ВЫВОДЫ

Сверхпроводящий температурный переход гранулированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на зависимость $R(T)$, ее ВАХ, температурная и полевая характеристики критического тока $I_c(T, H_i)$, магнитосопротивление при фиксированном значении транспортного тока I_t зависят от типа начального магнитного состояния керамики. В данных исследованиях использовались четыре типа состояния, наиболее часто встречающиеся в практике применения сверхпроводников. В частности, два из четырех типов состояния керамики создавалось путем замораживания магнитного поля H_i (ZFC- и FC- режимы замораживания поля). Величина поля H_i , задающего начальное состояние, не превышала 10 Э и была выбрана таким образом, чтобы наиболее полно использовать возможности электромагнитного регулирования резистивности естественной джозефсоновской среды керамики, для которой $H_{c21} \gg H_i$ при $T = 77$ К (H_{c21} – второе джозефсоновское критическое поле [1]). Обнаруженная в ходе экспериментов иерархия воздействия того или иного типа начального состояния на указанные характеристики керамики объясняется различным воздействием поля H_i на токи джозефсоновских межгранульных слабых связей. При воздействии на керамику, находящуюся в одном из начальных магнитных состояний, внешнего магнитного поля H (не превышающего 10 Э) обнаружена значительная (от 70 до 100 %) модуляция (уменьшение с последующим увеличением) ее сопротивления. Указанный эффект отличается по величине от ранее наблюдавшегося эффекта уменьшения магнитосопротивления (около 8% и только для третьего типа начального состояния) керамики $Pb_{0.5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$ [3] и связан с частичной компенсацией сверхпроводящих токов, первоначально созданных в керамике полем H_i .

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.З. Мейлихов, Диамагнитные свойства ВТСП керамик // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, 1989, т.2, №9, с. 5-29.
2. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга, изд. М.: "Мир", 1990.
3. А.А. Суханов, В.И. Омельченко. Анизотропия магнитосопротивления при захвате полей в гранулированных Bi-VTСП // *Физика низких температур* 2003, т.29, №4, с.396-399.
4. А.А. Суханов, В.И. Омельченко. Замороженное магнитосопротивление при перемагничивании гранулированных Bi (Pb)-VTСП // *Физика низких температур*. 2004, т.30, №6, с. 604-609.
5. L.P. Ichkitidze. Resistive film sensor of a weak magnetic field based on the HTS (Bi, Pb)₂ Sr₂ Ca₂ Cu₃ O_x ceramics // *Physica C*. 2006, v. 435, p. 136-139.
6. В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. Процесс проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: маг-

нитоспротивление в слабых магнитных полях // *Физика твердого тел.*, 2004, т.46, в. 10, с. 1740 - 1745.

7. В.В. Дервянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель Влияние внешнего магнитного поля и захваченного магнитного потока на вольт-амперные характеристики гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ // *Физика твердого тела.* 2006, т.48, в.8, с. 1374- 1379.

8. K.Y. Chen and Y.I. Qian. Critical current and magnetoresistance hysteresis in polycrystalline $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ // *Physica C.* 1989, v. 159, p. 131 –136.

9. И.О. Кулик, И.К. Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. М.: «Наука», 1970.

10. С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, В.П. Коверя, Д.Ю. Фомин. Локально замороженное магнитное

поле в ВТСП-керамике // *Известия РАН (сер. физическая).* 2007, т. 71, № 8, с.1162.

11. А.А. Козловский, В.Ф. Хирный. Критический ток, захваченный магнитные поля и разорванные вихри в керамических ВТСП-образцах // *Физика твердого тела.* 2000, т. 42, в. 10, с. 1780 - 1785.

12. Е.З. Мейлихов. Структурные особенности ВТСП-керамик и их критический ток и вольтамперная характеристика // *Успехи физических наук* 1993, т. 163, № 3, с. 27 – 54.

13. G. Deutscher, K.A. Muller. Origin of Superconductive Glassy State and Extrinsic Critical Current in High $-T_c$ Oxides // *Phys. Rev.Lett.* 1987, v.59, #15, p. 1745-1747.

14. А.А. Жуков, В.В. Мошалков. Критическая плотность тока в высокотемпературных сверхпроводниках // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника.* 1991, т. 4, № 5, с.850- 887.

Статья поступила в редакцию 09.02.2009 г.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО СТАНУ ГРАНУЛЬОВАНОЇ КЕРАМІКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ НА ЇЇ МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ

О.В. Кревсун, С.І. Бондаренко, В.П. Коверя, Л.В. Гнездилова

Досліджено вплив чотирьох типів початкового магнітного стану гранульованої кераміки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на її надпровідний перехід, вольт-амперну, температурну й польову характеристики, а також на магнітоопір при температурах, близьких до критичної. Установлена й пояснена ієрархія "сили" впливи початкового стану на зазначені характеристики. Виявлена "гігантська" (більш ніж 70%) модуляція магнітоопіру, на порядок перевищуюча модуляцію у кераміці $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$.

INFLUENCE OF THE MAGNETIC STATE OF GRANULATED CERAMICS $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ON IT MAGNETORESISTANCE PROPERTIES

A.V. Krevsun, S.I. Bondarenko, V.P. Koverya, L.V. Gnezdilova

Influence of four types of an initial magnetic state of granulated ceramics $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ on its superconducting transition, voltage-current, temperature and field characteristics, and also on magneto resistance is investigated at the temperatures close to critical. The hierarchy of influence of an initial state on the specified characteristics is established and explained. It is found out "huge" (up to 70 %) modulation magneto resistance, on the order exceeding modulation in ceramics $Pb_{0,5}Bi_2Sr_3Ca_4Cu_5O_{16}$.