

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-26

P17-96-26 +

Н.В.Вьонг

ГИСТЕРЕЗИС ДИНАМИЧЕСКОЙ  
ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПРИ ЦИКЛИРОВАНИИ  
ВНЕШНЕГО ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ  $H_{dc}$   
В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

1996

## 1. Введение

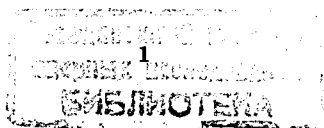
Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) являются гранулярной системой, состоящей из гранулярной области (ГО), встроенной в межгранулярную область (МГО). Обе эти области взаимосвязаны и являются в отдельности сверхпроводником второго рода.

Особенностью, присущей ВТСП как системе в целом, является низкое значение плотности критического тока  $J_c$  и ее сильная зависимость от магнитного поля. Одним из наиболее четких следствий этой особенности является гистерезисный эффект, то есть сильная зависимость физических свойств ВТСП-образцов, например, транспортный критический ток [1, 2], магнитосопротивление [3], магнитная динамическая восприимчивость (ас-восприимчивость) [4] от предыстории внешнего магнитного поля.

Для исследования динамики магнитных потоков, проникающих в гранулярную систему ВТСП, мощным инструментом является измерение ас-восприимчивости. Она, по сути дела, возникает вследствие гистерезиса ВТСП-образца под воздействием измерительного переменного магнитного поля  $H_{ac}$ . Мы обозначим его как ас-гистерезис.

Для ВТСП-образцов ас-восприимчивость, измеряемая при циклировании постоянного внешнего магнитного поля  $H_{dc}$ , приобретает вторичный гистерезисный эффект, который обозначается через dc-гистерезис ас-восприимчивости (в дальнейшем будем называть его dc-гистерезис).

Ас-восприимчивость и ее температурные зависимости в ВТСП-образцах позволяет нам исследовать свойства центров пиннинга [5], стеклоподобное поведение образца [6], линию необратимости [7], различные режимы распространения магнитных потоков в МГО и ГО образца [8]. С ее помощью можно количественно оценить параметры центров пиннинга и некоторые характеристики образца, такие как объемные доли МГО и ГО, средний размер гранул [5].



Дс-гистерезис дает нам дополнительную информацию о динамике магнитных потоков в присутствии  $H_{dc}$  и взаимодействии двух областей МГО и ГО, которое возникает под воздействием  $H_{dc}$ .

Ким и соавторы в работе [4] показали дс-гистерезис в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO), однако в своей теории авторы не дали объяснения этому эффекту. Тайлор и др. [9] представили экспериментальные данные дс-гистерезиса в керамике YBCO и качественно описали его в рамках модели критического состояния (МКС) с предположением о том, что плотность критического тока  $J_c$  остается постоянной под воздействием  $H_{ac}$ , но зависит от  $H_{dc}$ , как  $J_c \sim 1/H_{dc}^\beta$ . Этому теоретического подхода придерживались Ванг и др. [10] при исследовании исходной ветви дс-гистерезиса (то есть зависимость ас-восприимчивости первоначально охлаждаемого в нулевом поле образца (ZFC-образец) при возрастании  $H_{dc}$  от нуля до своего максимального значения) композита  $50\%Y_2BaCuO_5 - 50\%YBCO$ . Такой же подход применили Шан и др. [11], представив детальные данные дс-гистерезиса в YBCO-керамиках с различным содержанием кислорода. Причины дс-гистерезиса авторы [9,10,11,12] приписали захвату магнитных потоков в гранулах и влиянию диамагнитного состояния ГО на профили локального поля внутри МГО.

Отмечено большое усиление дс-гистерезиса при изменении конфигурации полей  $H_{dc} \parallel H_{ac}$  на  $H_{dc} \perp H_{ac}$  и при легировании YBCO-образца серебром [12] и висмутом [13].

Теория, описывающая ас-восприимчивость и ее температурные зависимости, измеренные при различных амплитудах  $H_0$  переменного поля и различных значениях  $H_{dc}$  для гранулярной системы ВТСП, адекватно построена Мюллером [14] в рамках МКС с выражением  $J_c \sim 1/(H_{dc} + H_{ac})$ . Обобщение такой теории в рамках расширенной модели критического состояния (РМКС) проведено в [5] с более обобщенным выражением для  $J_c$ :  $J_c = \alpha_0(1 - T/T_c)^q/(B_0 + |B|)^\beta$ , где функция  $\alpha_0(1 - T/T_c)^q$  вы-

ражает температурную зависимость силы пиннинга пиннигующих центров, а полевая зависимость силы пиннинга выражается через функцию  $(B_0 + |B|)^{-\beta}$ . В этой работе проведены также расчеты исходной ветви дс-гистерезиса.

Целью настоящей работы являются анализ собственных экспериментальных данных дс-гистерезиса в YBCO-керамиках, которые дополняют имеющиеся в литературе данные этого эффекта и описание дс-гистерезиса в ВТСП-образцах.

## 2. Эксперимент

Очевидно, что гранулярная структура должна сильно повлиять на гистерезисное поведение ас-восприимчивости. Поэтому для полного понимания дс-гистерезиса его измерения должны проводиться на образцах одного класса ВТСП-материала, в которых отличаются основные параметры гранулярной структуры, такие как объемные доли МГО, ГО и средний размер гранул.

Для этой цели керамические образцы YBCO были синтезированы из  $Y_2O_3$ ,  $CuO$  и  $BaCO_3$  по стандартной порошковой технологии. Из этих исходных образцов (IS) были вырезаны куски, часть из которых (MS) подвергалась частичному плавлению при  $1000^\circ\text{C}$  в течение десятков минут, остальная часть (RS) подвергалась процедуре повторного спекания в эвтектическом расплаве  $3BaCuO_2 + 2CuO$  также при  $1000^\circ\text{C}$ . Образцы MS и RS медленно охлаждались ( $v \sim 0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$ ) от  $1000$  до  $920^\circ\text{C}$  и выдерживались при  $920^\circ\text{C}$  в течение 3 часов. Процесс диффузии атомов кислорода в них был обеспечен с помощью медленного охлаждения образцов с  $920$  до  $400^\circ\text{C}$  ( $v \sim 0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$ ) с их последующим длительным отжигом ( $\sim 20$  ч) при  $400^\circ\text{C}$  в атмосфере  $P_{O_2} = 1$  атм. Такая технология разработана в [15] и применена для регулирования свойств МГО в YBCO.

Основные характеристики исследуемых образцов представлены в таблице 1. Они получены с помощью обработки в рамках РМКС [5] температурных зависимостей ас-восприимчивости

образцов, измеренных в диапазоне 77–95 К с различными амплитудами  $H_o$  измерительного переменного поля.

Измерения dc-гистерезиса проводились на стандартной установке ас-магнитометра [16].  $H_{ac}$  имеет частоту 68 Гц, его амплитуды варьируются в интервале 0,066 – 70 Э.  $H_{dc}$  меняется в диапазоне 0 – 380 Э. Образец помещается во внешние коаксиальные, наложенные друг на друга  $H_{dc}$  и  $H_{ac}$  поля, направленные параллельно длинной оси цилиндра. Перед каждым измерением образец нагревали до  $\sim 100$  К и охлаждали в нулевом поле до 77 К. При 77 К включалось  $H_{dc}$  и измерялись мнимая ( $\chi''$ ) и реальная ( $\chi'$ ) части фундаментальной ас-восприимчивости при возрастании  $H_{dc}$  с нуля до заданного максимального значения  $H_{dcm}$  (исходная ветвь  $\chi_{vir}$ ) с последующим уменьшением  $H_{dc}$  с  $+H_{dcm}$  до  $-H_{dcm}$  (убывающая ветвь  $\chi_{des}$ ) и снова с возрастанием  $H_{dc}$  с  $-H_{dcm}$  до  $+H_{dcm}$  (возрастающая ветвь  $\chi_{asc}$ ). Минимальная скорость изменения  $H_{dc}$ ,  $v_{dc} \sim 0,43 \text{ Э}/0,5 \text{ с}$ , была использована во всех измерениях. Некоторые измерения проводились при различных температурах, поддерживаемых постоянными при циклировании  $H_{dc}$  с точностью 0,1 К.

### 3. Результаты и обсуждение

Типичные кривые  $\chi'$  и  $\chi''$  исследуемых образцов, измеренные в зависимости от циклирования  $H_{dc}$  при 77 К и  $H_o = 0,33 \text{ Э}$  с различными значениями  $H_{dcm}$ , представлены на рис. 1, 2 и 3. Отметим следующие общие признаки, которые наблюдались другими авторами [4, 11, 12]:

- при симметричном циклировании  $H_{dc}$  между  $\pm H_{dcm}$  имеет место симметрия  $\chi'_{des}, \chi''_{des}(H_{dc}) = \chi'_{asc}, \chi''_{asc}(-H_{dc})$ ;
- существование пиков на трех ветвях гистерезиса при циклировании с достаточно большим полем  $H_{dcm}$ ;
- существование минимумов на кривых убывающей и возрастающей ветвей. Причем при 77 К и для достаточно большого значения  $H_{dcm}$  минимум находится при  $H_{dc} > 0$  для кривой  $\chi'_{des}$  и при  $H_{dc} < 0$  для кривой  $\chi'_{asc}$ .

Такие общие закономерности, наблюдаемые в многочисленных образцах, независимо от технологии их изготовления свидетельствуют о том, что они должны быть связаны с гранулярностью ВТСП-образцов, которая является их общим свойством. Однако кроме этих общих свойств существует и другая особенность, которая должна быть, как будет показано ниже, также общей закономерностью dc-гистерезиса ВТСП-образца.

Рис. 3 показывает эволюцию dc-гистерезиса  $\chi''$  (а) и  $\chi'$  (б) RS-образца, измеренного при 77 К с возрастанием  $H_{dcm}$  в диапазоне от 9,9 до 128,7 Э. В RS-образце с помощью технологии повторного спекания в расплаве [15] объемная доля МГО снижена до 5% по сравнению с 50% у исходного образца IS. Вместе с этим средний размер гранул  $R_g$  в RS-образце вдвое больше, чем в IS-образце (см. табл. 1). Такая гранулярная структура RS-образца позволяет легче следить за воздействием  $H_{dc}$  на МГО и ГО в нем, чем в IS-образце. Из рис. 3а видно, что при  $H_{dcm} < 85 \text{ Э}$   $H_{dc}$  в основном воздействует только на МГО образца. В таком диапазоне постоянного поля исходная ветвь dc-гистерезиса  $\chi''_{vir}$  проходит пик, соответствующий достижению фронта переменного поля амплитуды  $H_o$  середины образца. Такое достижение пика поддерживается постоянным полем  $H_{dcp}$ , которое удовлетворяет условию [5]:

$$(H_{dcp} + H_o)^{(\beta+1)} - (H_{dcp} - H_o)^{(\beta+1)} = 2H_p^{(\beta+1)}, \quad (1)$$

где  $H_p$  есть поле полного проникновения МГО.

При убывании  $H_{dc}$  ветвь  $\chi''_{des}$  смещается в сторону более низкого поля  $H_{dc}$  по сравнению с ветвью  $\chi''_{vir}$  (обозначим это смещение как отрицательное). Аналогичным образом ветвь  $\chi''_{asc}$  смещается в сторону более высокого поля  $H_{dc}$  по сравнению с ветвью  $\chi''_{des}$ . При маленьком  $H_{dcm}$  ( $H_{dcm} = 9,9 \text{ Э}$ ), когда внешнее магнитное поле  $H_{ext} = H_{dc} + H_{ac}$  слабо проникает в МГО образца, такое смещение оказывается маленьким. С увеличением  $H_{dcm}$  (напри-



мер, при  $H_{dcm} = 42,9 \text{ Э}$ ) смещение становится больше. Однако с дальнейшим увеличением  $H_{dcm}$  оно уменьшается и при  $H_{dcm} \sim 85 \text{ Э}$  для данного RS-образца терпит качественное изменение, то есть ветвь  $\chi''_{des}$  смещается в сторону более высокого  $H_{dc}$  по отношению к  $\chi''_{vir}$ , а  $\chi''_{asc}$  — в сторону более низкого  $H_{dc}$  по отношению к  $\chi''_{des}$  (обозначим такое смещение как положительное). Такое качественное изменение относительного смещения ветвей dc-гистерезиса должно быть связано с проникновением  $H_{ext}$  в ГО, которое в данном образце начинается при  $H_{dc} \sim 80 \text{ Э}$  (см. на рис. За второй умеренный подъем кривой  $\chi''_{vir}$ , измеренной при  $H_{dcm} = 128,7 \text{ Э}$ ).

Из всего сказанного следует, что dc-гистерезис гранулярных ВТСП-образцов может иметь поведение отрицательного и положительного смещений. Такое свойство является общим для dc-гистерезиса в ВТСП-образцах. Это утверждение поддерживается тем фактом, что подобная картина наблюдалась для трех исследуемых образцов. На рис. 4а видны отрицательные смещения ветвей их dc-гистерезиса при маленьких значениях  $H_{dcm}$ , причем такое смещение оказалось в образце IS меньше, чем в образцах MS и RS.

Поведение отрицательного смещения наблюдается также для гранулярной области. Рис. 5а представляет результаты измерения dc-гистерезиса в образце RS с большой амплитудой  $H_o = 4,62 \text{ Э}$  в диапазоне температур  $T = 77 - 89,2 \text{ К}$ . При заданной  $H_o$  и с повышением температуры МГО в образце RS быстро переходит в нормальное состояние, в смещанном состоянии сверхпроводимости остается только ГО образца. Поэтому наблюдаемые при этом отрицательные смещения ветвей dc-гистерезиса должны принадлежать гранулярной области образца.

Аналогичные обсуждения можно проводить для реальной части. Dc-гистерезис реальной части имеет отрицательное смещение для образцов при их измерении при  $77 \text{ К}$  с  $H_o = 0,33 \text{ Э}$  и  $H_{dcm} < 85 \text{ Э}$  (рис. 36, 46), а при  $89,2 \text{ К}$  с  $H_o = 4,62 \text{ Э}$  даже для

$H_{dcm} = 377,5 \text{ Э}$  (рис. 56). Положительное смещение наблюдалось при  $77 \text{ К}$  с  $H_o = 0,33 \text{ Э}$  и для  $H_{dcm} \geq 85 \text{ Э}$ . Позиции минимумов на кривых  $\chi'_{des}$  и  $\chi'_{asc}$  находятся в тесной связи с относительным смещением ветвей dc-гистерезиса. То поведение позиции минимумов, которое упоминалось в начале этой части и считалось другим авторами [4, 11, 12] общим признаком dc-гистерезиса ВТСП-образца, наблюдается только в случае положительного смещения. В противоположность, если смещение отрицательное, то минимум находится при  $H_{dc} < 0$  для ветви  $\chi'_{des}$  и при  $H_{dc} > 0$  для ветви  $\chi'_{asc}$ .

Итак, из анализа экспериментальных данных dc-гистерезиса в исследуемых керамках YBCO вытекает следующий основной вывод, который будет использован при описании эффекта dc-гистерезиса в гранулярных ВТСП-образцах.

Для dc-гистерезиса ВТСП-образцов характерно существование двух типов относительного смещения ветвей гистерезиса — положительного и отрицательного. Наличие того или иного смещения должно быть тесно связано с наличием гранулярной структуры ВТСП-образцов. При циклировании  $H_{dc}$  ВТСП-образцы в зависимости от их гранулярной структуры и от величины  $H_{ext}$  переходят, причем необратимым образом, из гранулярной системы двух встроенных друг в друга сверхпроводников второго рода в систему одного сверхпроводника второго рода и обратно. Dc-гистерезис ВТСП-образцов должен иметь участки, где ac-восприимчивость образца соответствует либо ac-восприимчивости МГО (или ГО) в отдельности, либо сложному сложению ac-восприимчивостей двух подсистем МГО и ГО.

Для иллюстрации сказанного рис. 5а показывает dc-гистерезис мнимой части ac-восприимчивости образца RS, измеренный при различных температурах с  $H_o = 4,62 \text{ Э}$  и  $H_{dcm} = 377,5 \text{ Э}$ . При  $77 \text{ К}$   $\chi''_{vir}$  в диапазоне  $H_{dc} = 0 - 40 \text{ Э}$  соответствует  $\chi''$  МГО ZFC-образца. Пик на кривой  $\chi''_{vir}$  в данном случае не наблюдается, поскольку при  $77 \text{ К}$  под воздействием переменного поля с ампли-

тудой  $H_o = 4.62 \text{ Э МГО}$  RS-образца уже полностью находится в критическом состоянии. В диапазоне  $H_{dc} = 40 - 378 \text{ Э}$   $\chi''_{vir}$  соответствует  $\chi''$  ГО образца. При 77К поле полного проникновения ГО оказывается достаточно большим, что даже с помощью  $H_{dc} \sim 378 \text{ Э}$   $H_{ac}$  не может проникать до середины гранул. С повышением температуры  $H_p$  ГО уменьшается и на кривой  $\chi''_{vir}$  возникает пик, например, при  $T \geq 86,7 \text{ К}$ . Ветвь  $\chi''_{des}$  при 77К и при убывании  $H_{dc}$  с 378 Э является сложением ас-восприимчивостей ГО и МГО с учетом взаимодействия между ними. Слабый подъем  $\chi''_{des}$  при  $H_{dc} \sim 0$  связан с усилением относительного вклада МГО в общий сигнал ас-восприимчивости. Для остальных значений  $H_{dc}$  картина повторяется аналогичным образом. С повышением температуры ход ветвей дс-гистерезиса постепенно меняется из-за уменьшения вклада МГО в связи с ее переходом в нормальное состояние.

Для описания гистерезисного поведения ас-восприимчивости под воздействием используемых в вышесказанных экспериментах магнитных полей мы правомерно [14] можем применить расширенную модель критического состояния. В рамках такой модели можно истолковать процесс намагничивания в гранулярных ВТСП-образцах следующим образом:

1). Под воздействием переменного поля  $H_{ac}$  магнитные потоки входят в образец и выходят из него. Наличие в образце центров пиннинга, противостоящих входу и выходу магнитных потоков, делает такие входные и выходные процессы необратимыми, в результате чего возникает петля намагниченности и, следовательно, ас-восприимчивость образца.

2). Зависимость способности пиннинга пиннигующих центров от магнитного поля (то есть зависимость критического тока от магнитного поля) приводит к зависимостям ас-восприимчивости от амплитуды переменного поля  $H_o$  и от величины внешнего постоянного поля  $H_{dc}$ , наложенного на измеряемое поле  $H_{ac}$ .  $H_{dc}$  усиливает вход переменного поля в образец и ослабляет его выход из образца.

3). В однородных сверхпроводниках второго рода  $H_{dc}$  меняет только граничное условие [5] поля на поверхности образца, что приводит к зависимости ас-восприимчивости от  $H_{dc}$ , но не приводит к гистерезису ас-восприимчивости при циклировании  $H_{dc}$ , то есть к дс-гистерезису, если при таком циклировании параметры центров пиннинга (факторы  $q$  и  $\beta$ ) не меняются.

4). В гранулярных ВТСП-образцах возникает эффект дс-гистерезиса. Причиной такого эффекта является гранулярная структура образца, то есть мозаичная структура двух областей МГО и ГО. Как выше показано экспериментально, ас-восприимчивость образца складывается из ас-восприимчивостей этих двух областей. С учетом их эффективных проницаемостей  $\mu_{mgo}$  и  $\mu_{go}$  ( $\mu_{mgo} + \mu_{go} = 1$ ) можем написать

$$\chi' = \chi'_{mgo} \mu_{mgo} + \chi'_{go} \mu_{go}, \quad (2)$$

$$\chi'' = \chi''_{mgo} \mu_{mgo} + \chi''_{go} \mu_{go}. \quad (3)$$

РМКС показывает, что при фиксированных температуре  $T$  и амплитуде  $H_o$ , если факторы  $q$  и  $\beta$  остаются постоянными, на ас-восприимчивость образца при циклировании  $H_{dc}$  могут повлиять только два параметра: а) эффективные проницаемости  $\mu_{mgo}$  и  $\mu_{go}$  и б) эффективное постоянное поле  $H_{dc}^{\text{эфф}}$ , которое присутствует на границе между МГО и ГО.  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  поддерживает процесс намагничивания в МГО и ГО образца, происходящий под воздействием переменного поля. Из-за гранулярной структуры ВТСП-образца  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  может отличаться от  $H_{dc}$ , но зависит от предыстории  $H_{dc}$  при его циклировании между  $\pm H_{dcm}$  (то есть гистерезис  $H_{dc}^{\text{эфф}}(H_{dc})$ ).

В случае пренебрежения фактора размагничивания гранул  $\mu_{mgo}$  выглядит следующим образом [14]:

$$\mu_{mgo} = f_n + (1 - f_n) \frac{2I_1}{(R_g/\lambda_g)I_o}, \quad (4)$$

где  $\lambda_g$  - лондоновская глубина проникновения гранул, а  $I_0$  и  $I_1$  - модифицированные функции Беселя с переменной  $(R_g/\lambda_g)$ .  $\mu_{\text{МГО}}$  зависит от  $T$  и внешнего поля  $H_{\text{ex}}$  через температурную и поле-вую зависимости величины  $\lambda_g$  [14,17]:

$$\lambda_g(T, H_{\text{ex}}) = \lambda_g(0, 0)(1 - (T/T_{cg})^4)^{-1/2}(1 - H_{\text{ex}}/H_{c2g})^{-1/2}, \quad (5)$$

где  $T_{cg}$  есть температура перехода гранулы, а  $H_{c2g}$  - ее второе критическое поле. В слабом внешнем поле,  $H_{\text{ext}} \ll H_{c2g}$ , можно предположить, что  $\lambda_g$  и, следовательно,  $\mu_{\text{МГО}}$  очень слабо зависят от  $H_{\text{ext}}$ . Такое предположение можно сделать и для реальных керамических образцов, у которых фактор размагничивания гранул  $D_g < 1$ . Это означает, что главной причиной, вызывающей эффект dc-гистерезиса, является гистерезис эффективного поля  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  при циклировании  $H_{dc}$ .

При заданной геометрии образца, как у исследуемых образцов IS, MS и RS, можно рассмотреть межгранульную область образца как сверхпроводник второго рода с объемной долей  $f_n$ , имеющий параметры: поле полного проникновения  $H_{pj}$ , факторы  $\beta_j$  и  $q_j$  центров пиннинга, температура перехода  $T_{cj}$ , критические поля  $H_{c1j}$  и  $H_{c2j}$  и фактор размагничивания  $D_j = 0$ . Гранульная область образца состоит из множества гранул, захватывающих в сумме объемную долю  $(1 - f_n)$ . Для нее характеризуются усредненные параметры:  $H_{pg}, \beta_g, q_g, T_{cg}, H_{c1g}, H_{c2g}$  и отличный от нуля фактор размагничивания  $D_g$ .

Пусть образец помещен в измерительное переменное поле  $H_{ac}$ , на которое наложено постоянное поле  $H_{dc}$ . Поскольку амплитуда переменного поля  $H_o$  оказывается намного меньше, чем  $H_{c1g}$ , то можно считать, что влияние гранулярной структуры образца на искажение текущих значений внешнего магнитного поля касается только постоянного поля  $H_{dc}$ .

Для гранулярной структуры, при которой гранулы имеют форму длинных цилиндров, направленных по внешнему полю, фактор  $D_g = 0$ . В данном случае  $H_{dc}^{\text{эфф}} = H_{dc}$  и dc-гистерезис отсутствует.

В гранулярной структуре обычных керамических образцов, изготовленных по порошковой технологии, в которой параметр  $f_n \sim 50 - 80\%$ ,  $D_g > 0$ , связь между гранулами слабая, соотношение между  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  и  $H_{dc}$  выглядит следующим образом:

$$H_{dc}^{\text{эфф}} = H_{dc} - D_g \times M_g(H_{dc} + M_{eqg}). \quad (6)$$

Член  $M_g(H_{dc} + M_{eqg})$  есть намагниченность гранулы под воздействием  $H_{dc}$  с учетом ее равновесной намагниченности  $M_{eqg}$ , которая приблизительно равна:

$$\begin{aligned} M_{eqg} &= -H_{dc}, & \text{если } |H_{dc}| \leq H_{c1g}, \\ M_{eqg} &= -H_{c1g}, & \text{если } H_{dc} > H_{c1g}, \\ M_{eqg} &= +H_{c1g}, & \text{если } -H_{dc} > H_{c1g}. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис.6 представлены результаты вычисления гистерезиса эффективного поля  $H_{dc}^{\text{эфф}}(H_{dc})$  по формуле (6) (в силу симметрии убывающей и возрастающей ветвей dc-гистерезиса мы рассмотрим только исходную и убывающую ветви). При этом использованы безразмерные поля (в единице поля  $H_{pj}$ ), значения  $\beta_j = 2$ ,  $\beta_g = 0.5$  были взяты в соответствии тому, что критический ток  $J_{cj}$  у МГО зависит от поля намного сильнее, чем  $J_{cg}$  у ГО, а  $n_g = 0.3$  для гранул сферической формы.

При циклировании  $H_{dc}$  из-за намагниченности гранул получается усиление  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  для исходной и ослабление  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  для убывающей ветви (см. рис. 6).

Рис.7 представляет результаты вычисления ac-восприимчивости образца по формулам (2) и (3), где составляющие ac-восприимчивости  $\chi'_{\text{МГО}}, \chi''_{\text{МГО}}, \chi'_{\text{ГО}}, \chi''_{\text{ГО}}$  определяются в рамках РМКС с заменой поля  $H_{dc}$  на  $H_{dc}^{\text{эфф}}$ , вычисленное по формуле (6) с учетом равновесных намагниченностей для МГО и ГО по формуле (7). Очевидно, dc-гистерезис в данном случае обладает положительным смещением, которое увеличивается с повышением поля  $H_{dcm}$ .

Рассмотрим другую гранулярную структуру, которая реализуется у массивных керамических образцов. Для нее характерна гранулярная область с большой объемной долей ( $f_n \approx 0$ ) и с сильной связью между гранулами. В такой структуре может реализоваться конфигурация обеих областей МГО и ГО, при которой гранулы плотно прилегают друг к другу, создавая кольцо гранул, окружающее МГО. При этом диамагнитные сверхпроводящие токи, текущие на поверхностях гранул, компенсируют друг друга в радиальном направлении, в результате чего остаются токи, протекающие по внешнему и внутреннему перифериям. В таком случае поле  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  будет меньше, чем  $H_{dc}$ , на величину усредненной намагниченности  $M_g$  гранулы [18]. Оно имеет вид

$$H_{dc}^{\text{эфф}} = H_{dc} + D_g \times M_g(H_{dc} + M_{\text{eqg}}). \quad (8)$$

Очевидно, в данном случае при циклировании  $H_{dc}$  поле  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  для исходной ветви будет меньше, чем для убывающей ветви (см. рис. 6). Такое поведение  $H_{dc}^{\text{эфф}}(H_{dc})$  приводит к дс-гистерезису с отрицательным смещением (см. рис. 8).

Такое сложное поведение  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  в зависимости от гранулярной структуры ВТСП-образца было теоретически предсказано в работе Ходхона и др. [19]. Пользуясь теориями кластеров конечных размеров и эффективной среды, авторы вычислили эффективное поле, действующее в МГО образца, вокруг которой сосредоточены гранулы, находящиеся в полном диамагнитном состоянии. Результаты вычисления показывают, что в зависимости от конкретной конфигурации гранул (одномерной, двухмерной или трехмерной) эффективное поле может либо усиливаться, либо ослабляться.

Вопреки многочисленным экспериментальным данным, показывающим эффект концентрации (усиления) поля в ВТСП-образцах за счет отталкивания поля диамагнитными гранулами, полученные этими авторами результаты предсказывают обратный эффект – эффект разрежения (ослабления) поля в ВТСП-образцах

за счет компенсации подобных воздействий гранул при сгущенной упаковке этих гранул. Такой эффект разрежения впервые наблюдается в нашем исследовании дс-гистерезиса керамических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

#### 4. Заключение

На основе анализа результатов измерений гистерезиса фундаментальной динамической восприимчивости в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и результатов вычислений такого эффекта в рамках расширенной модели критического состояния мы сделаем следующие основные выводы:

1). Расширенная модель критического состояния, развиваемая нами в [5], адекватно описывает процессы намагничивания межгранулярной и гранулярной областей в отдельности.

2). При изучении гистерезисного поведения фундаментальной динамической восприимчивости керамических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , имеющих различные гранулярные структуры, впервые показано существование эффекта ослабления магнитного поля внутри ВТСП-образца, охлаждаемого вначале в нулевом поле и помещенного во внешнее магнитное поле. Предсказание такого эффекта было сделано в работе [19] при теоретическом исследовании влияния гранулярной структуры на поле, действующее внутри ВТСП-образца.

3). Показано, что реальная гранулярная структура исследуемых образцов принципиально влияет на достоверность результатов анализа магнитных свойств ВТСП-образцов. Из-за пространственной неоднородности гранулярной структуры (разбросы по размерам гранул, по степени локальной текстуры, по пространственной структуре межгранулярной области и т. п.) очень трудно точно описывать процессы намагничивания в ВТСП-образцах. Для познания истинных сверхпроводящих свойств сверхпроводящей фазы необходимо разработать технологии изготовления ВТСП массивных образцов, у которых грану-



лярность сводится к минимуму (то есть  $f_n \rightarrow 0$ ), одним из вариантов такого рода технологии является разработанная нами процедура пересинтеза керамических образцов в расплаве [15].

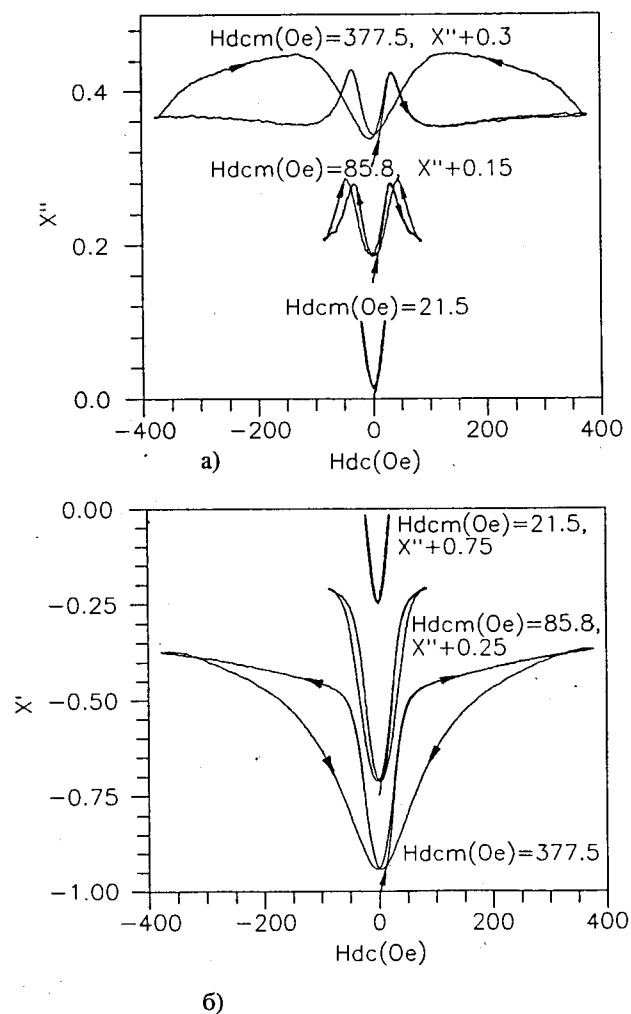


Рис.1. Кривые мнимой (а) и реальной (б) частей ас-восприимчивости образца IS, измеренные при циклировании  $H_{dc}$  с  $H_o = 0.33 \text{ Э}$  при различных значениях  $H_{dcm}$ ,  $T = 77 \text{ K}$

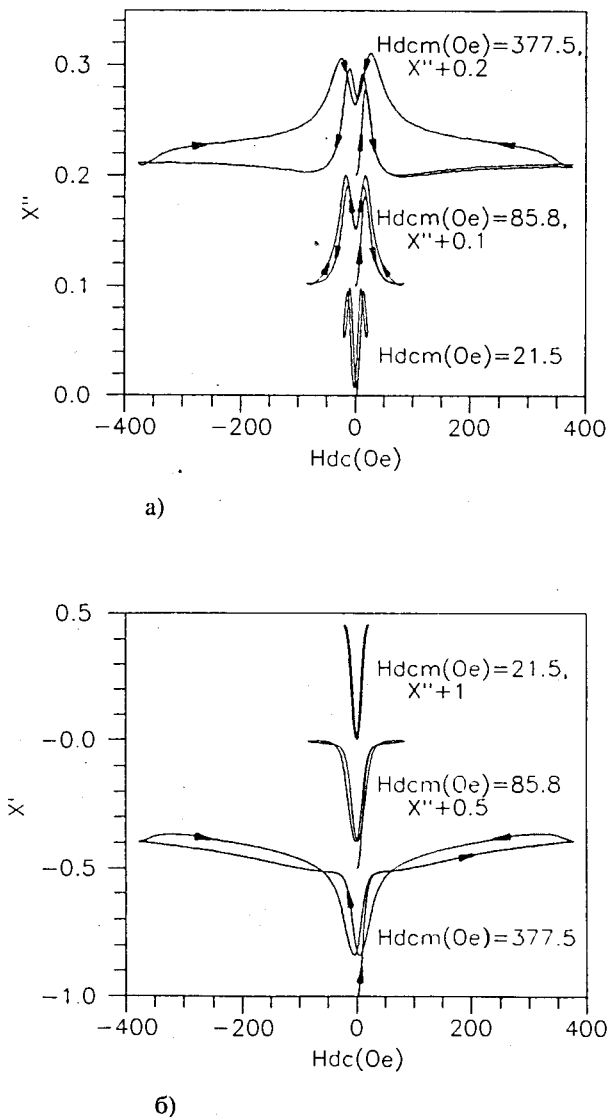
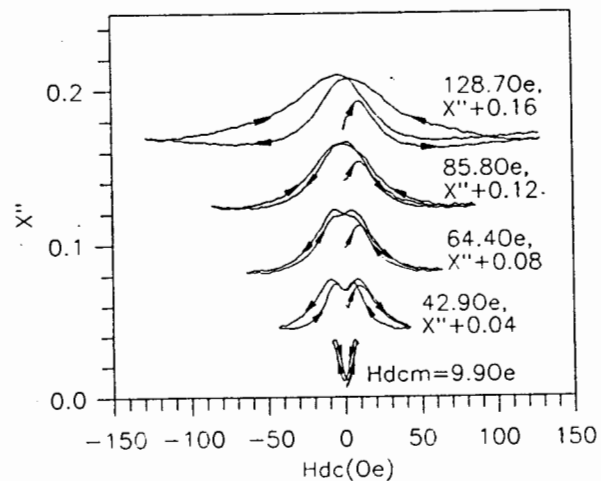
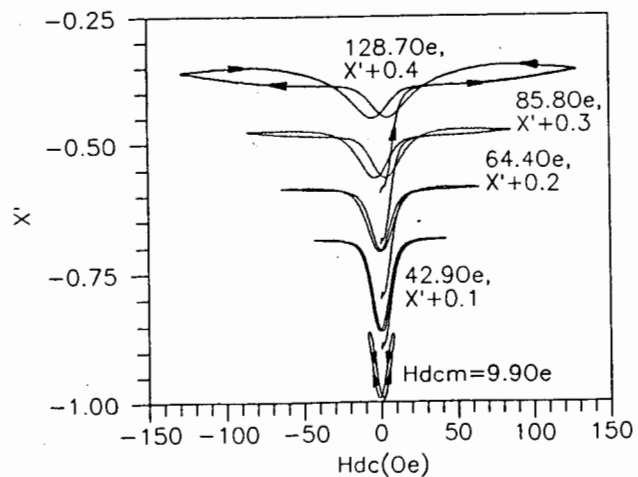


Рис.2. Кривые мнимой (а) и реальной (б) частей ас-восприимчивости образца MS, измеренные при циклировании  $H_{dc}$  с  $H_o = 0.33 \text{ Э}$  при различных значениях  $H_{dcm}$ ,  $T = 77 \text{ K}$

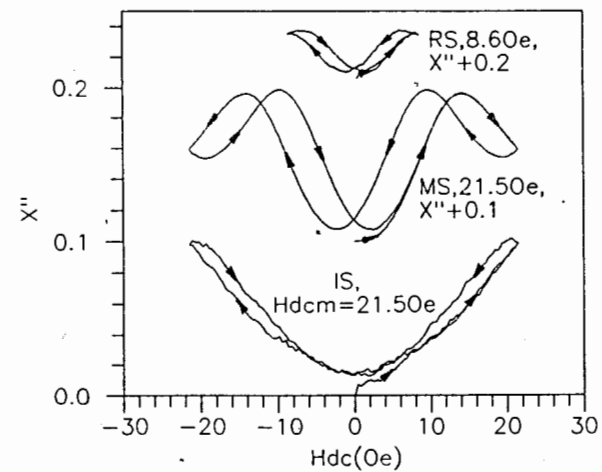


a)

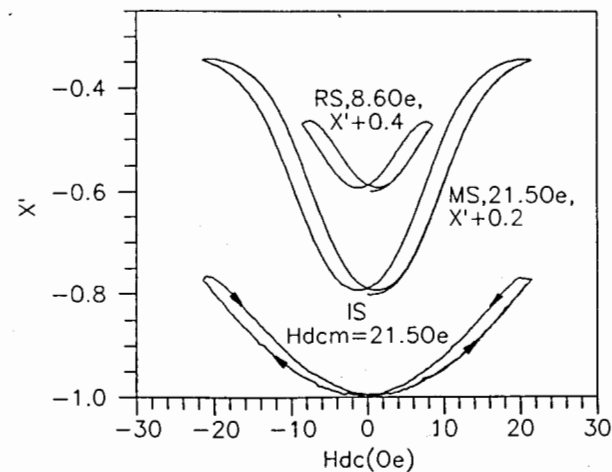


б)

Рис.3. Кривые мнимой (а) и реальной (б) частей ас-восприимчивости образца RS, измеренные при циклировании  $H_{dc}$  с  $H_0 = 0.33 \text{ Э}$  при различных значениях  $H_{dcm}$ ,  $T = 77 \text{ K}$

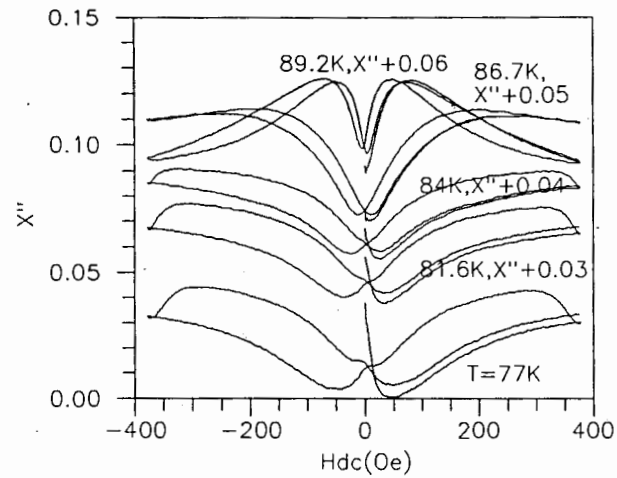


a)

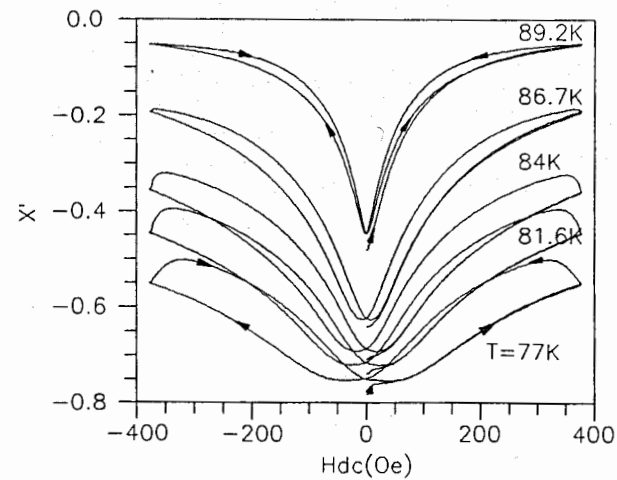


б)

Рис.4. DC-гистерезисы исследуемых образцов, измеренных при маленьких значениях  $H_{dcm}$ .  $H_0 = 0.33 \text{ Э}$ ,  $T = 77 \text{ K}$ . а)-кривые мнимой части, б)-кривые реальной части.



а)



б)

Рис.5. DC-гистерезисы образца RS, измеренные с  $H_o = 4,62 \text{ Э}$  и  $H_{dcm} = 377,5 \text{ Э}$  при различных температурах. а)-кривые мнимой части, б)-кривые реальной части.

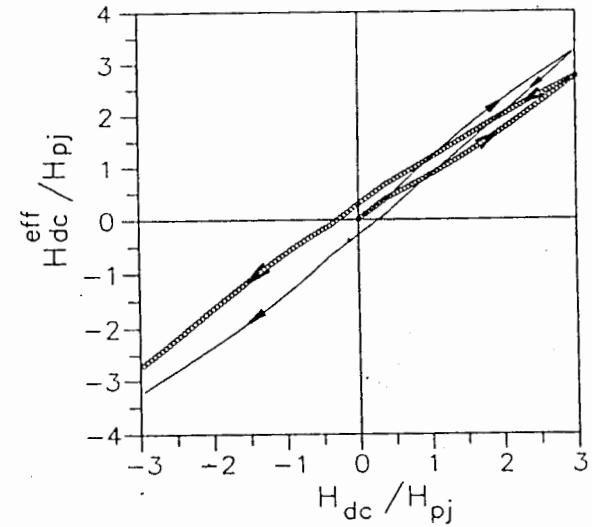


Рис.6. Поведение эффективного поля  $H_{dc}^{\text{эфф}}$  для исходной и убывающей ветвей циклирования внешнего поля  $H_{dc}$ . Кривые вычислены по формуле (6) (—) и (8) (o) с параметрами  $H_o/H_{pj} = 0.2$ ,  $H_{c1j} = 0$ ,  $H_{c1g}/H_{pj} = 0.4$ ,  $H_{pg}/H_{pj} = 3$ ,  $n_g = 0.3$ ,  $\beta_g = 0.5$ ,  $H_{dcm}/H_{pj} = 3$

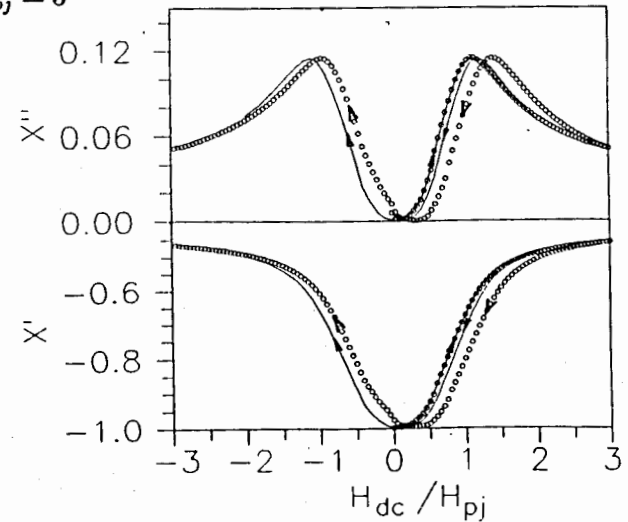


Рис.7. DC-гистерезис с положительным смещением. Кривые вычислены по (2), (3) и (6) с параметрами:  $H_o/H_{pj} = 0.2$ ,  $H_{c1j} = 0$ ,  $H_{c1g}/H_{pj} = 0.4$ ,  $H_{pg}/H_{pj} = 3$ ,  $n_g = 0.3$ ,  $\beta_j = 2$ ,  $\beta_g = 0.5$ ,  $H_{dcm}/H_{pj} = 1$  (—) и  $3$  (o)

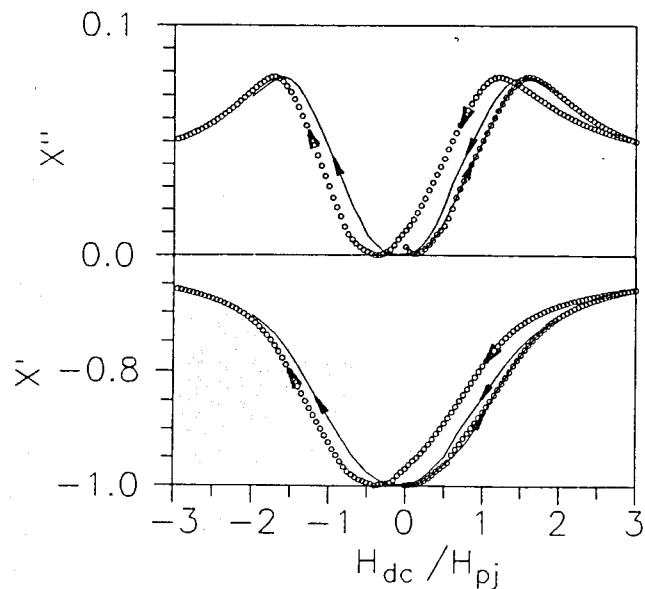


Рис.8. DC-гистерезис с отрицательным смещением. Кривые вычислены по (2), (3) и (8) с параметрами, как на рис.7

Таблица 1. Некоторые характеристики исследуемых образцов

Образец	Плотность, г/см <sup>3</sup>	$T_{cg}$ , K	$T_{cj}$ , K	$f_j$ , %	$R_g$ , μкм
IS	5,2	91	89	50	15
MS	5,3	92	90,5	20	15
RS	6,2	94	91	5	30

### Список литературы

- [1]. Evett J.E and Glowacki B.A.  
Cryogenics, 1988, v.28, p. 641-649.
- [2]. Vad K., Meszaros S., Hegman N., Halasz G.  
J. Supercond., 1992, v.5, N.6, p. 491-495.
- [3]. Chen K.Y. and Qian Y.J.  
Physica C, 1989, v.159, p.131-136.
- [4]. Kim Y., Lam Q.H. and Jeffries C.D.  
Phys. Rev. B, 1991, v.43, N13, p. 11404-11407.
- [5]. Vuong N.V.  
Supercond. Sci. Technol., 1995, N.8, p. 783-790.
- [6]. Park K., Kim J.J. and Park J.C.  
Sol. St. Comm., 1989, v.71, n9, p. 743-746.
- [7]. Mehbod M., Sergeenkov S., Ausloos M., Schroeder J., Dang A.  
Phys. Rev. B, 1993, v.48, N1, p.483-486.
- [8]. Nikolo M.  
Supercond. Sci. Technol., 1993, N6, p.618-623.
- [9]. Taylor K.N.R., Wang J., Russell G.J.  
Mod. Phys. Lett. B, 1993, v.7, N2, p. 83-89.
- [10]. Wang J., Gamchi H.S., Taylor K.N.R., Russell G.J., Yue J.  
Physica C, 1993, v.205, p. 363-370.
- [11]. Sun H.B., Russell G.R., Taylor K.N.R.  
Physica C, 1995, v.243, p. 139-152.
- [12]. Dhingra I., Moorthy V.N., Das B.K.  
Supercond. Sci. Technol., 1995, N8, p.252-258.
- [13]. Андревский К.Н., Бирюкова Е.А., Гигаурн и др.  
Сверхпроводимость: Ф, X, Т, 1992, т.5, N2, с. 326-331.

- [14]. Muller K.H.  
Physica C, 1989, v.159, p. 717-726.
- [15]. Вьонг Н.В., Распопина Е.В., Яковенко Н.А.  
Препринт ОИЯИ, Дубна, 1996, P17-96-27
- [16]. Обухов Ю.В. и др.  
Препринт Инст. Физико-Техн. Пробл., Дубна, 1993, 93-5-5.
- [17]. Clem J.R.  
Physica C, 1988, v.133-135, p. 50-55.
- [18]. Navarro R. and Campbell L.J.  
Supercond. Sci. Technol., 1992, v.5, S121-S124.
- [19]. Hodgdon M.L., Navarro R., Campbell L.J.  
Europhys. Lett., 1991, v.16, N.7, p. 677-682.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 января 1996 года.