

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-290

P17-95-290

Н.В.Вьонг

ДВУХПИКОВЫЙ ЭФФЕКТ ДИНАМИЧЕСКОЙ  
ВОСПРИИМЧИВОСТИ МЕЖГРАНУЛЬНОЙ ОБЛАСТИ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ,  
ИЗМЕРЕННЫХ В НАЛОЖЕННЫХ ПОЛЯХ  $H_{dc}$  И  $H_{ac}$

1995

## 1. Введение

Отличительной чертой высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является существование межгранульной области (МГО), окружающей сверхпроводящие гранулы. Известно, что МГО является также сверхпроводником второго рода, плотность критического тока которого по сравнению с гранулами низкая и сильно зависящая от температуры и магнитного поля, что приводит к ряду явлений при намагничивании, характерных для ВТСП-материалов: сильное снижение температуры пика  $T_p$  (та температура, при которой возникает пик на кривой температурной зависимости мнимой части динамической восприимчивости (*ac*-восприимчивость)  $\chi''_{1p}(T = T_p)$  при возрастании амплитуды  $H_0$  измерительного переменного поля  $H_{ac} = H_0 \sin \omega t$ ; появление четных высших гармоник *ac*-восприимчивости в постоянном поле  $H_{dc}$ ; возникновение двух пиков на кривой  $\chi''_{1p}$ , измеряемой как функция от  $H_0$  в присутствии  $H_{dc}$ . С. Джолмсли и К. Фоссхаим [1] подробно изложили экспериментальные данные последнего так называемого двухпикового эффекта для керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (YBCO) и качественно объяснили его в рамках модели критического состояния с бин- и ким-выражениями для плотности критического тока  $J_c$ .

В предыдущей работе [2] нами было показано, что *ac*-восприимчивость МГО полностью описывается в рамках модели критического состояния (МКС) с обобщенным выражением для  $J_c$  типа  $J_c = \alpha_0(1 - T/T_c)^q/(B_0 + |B|)^\beta$  ( $T_c$  - температура перехода в сверхпроводящее состояние МГО,  $B$  - локальное внутреннее поле, степенные факторы  $q$  и  $\beta$  выражают температурную и полевую зависимости способности захвата магнитных вихрей у центров пиннинга,  $\alpha_0$  и  $B_0$  - константы). Обозначим эту модель как РМКС (расширенная модель критического состояния).

В настоящей работе проводится моделирование двухпикового эффекта в рамках РМКС, основанное на следующих соображениях:

1) Из-за неконтролируемого отклонения от стехиометрии у материала МГО [2] значения факторов  $q$  и  $\beta$  ВТСП-образцов одного и того же соединения варьируются с большим разбросом [3-5]. Это означает, что при количественном анализе намагниченности МГО, в том числе и двухпиковый эффект, факторы  $q$  и  $\beta$  должны оставаться

свободными, их значения определяются при подгонке расчетов по экспериментальным данным. Поэтому количественный анализ двухпикового эффекта должен быть проведен в рамках РМКС.

2) При изучении температурной зависимости  $\alpha$ -восприимчивости в слабом  $\alpha$ -поле последнее является измерительным, а воздействие температуры на образец является обратимым, что позволяет достаточно легко интерпретировать экспериментальные данные. Однако при воздействии, кроме температурного, наложенных полей  $H_{dc}$  и  $H_{ac}$ , величины которых варьируются в большом диапазоне, температурные и полевые зависимости  $\alpha$ -восприимчивости становятся более сложными, их интерпретации оказываются более трудными. Мы хотим проверить и показать, что РМКС может способствовать такого рода изучением.

Ниже, во второй части, излагается сущность двухпикового эффекта. Его моделирование и сравнение вычисленных кривых с экспериментальными данными С. Джолмсли и К. Фоссхаим [1] представляются в третьей части.

## 2. Двухпиковый эффект в рамках РМКС

Рассмотрим ВТСП-образец цилиндрической формы диаметра  $R$  и длины  $L$  ( $L \gg R$  для пренебрежения размагничивающим фактором), охлаждаемый без поля до температуры  $T < T_c$  и помещенный во внешние коаксиальные магнитные поля  $H_{dc}$  и  $H_{ac}$ , направленные параллельно длинной оси цилиндра.

При рассмотрении намагничивания межгранульной области ВТСП-образца можно рассмотреть МГО как сверхпроводник второго рода со своими параметрами ( $H_{c1}, H_{c2}, J_c, T_c$ ), имеющий геометрию данного образца с эффективной проницаемостью  $\mu_{eff}$ , которая зависит от ее объемной доли  $f_n$  и от мейсснеровского состояния гранул [3, 6].

В диапазоне поля  $H_{c1} < H_{ex} < H_{c2}$  ( $H_{ex} = H_{dc} + H_{ac}$ ), в рамках модели критического состояния, неравновесный стационарный профиль локального поля  $B(r)$  внутри образца определяется следующим уравнением:

$$\frac{dB(r)}{dr} = \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^q / (B_0 + |B|)^\beta. \quad (1)$$

Как и в работе [2], для простоты мы приравниваем  $B_0$  к нулю и игнорируем разрывность поля на поверхности образца за счет обратимой намагниченности  $M_{iq}$ .

В нулевом поле  $H_{dc}$  при  $H_{ac} > H_{c1}$ , переменное поле проникает в образец в виде магнитных вихрей. По мере возрастания амплитуды  $H_0$   $H_{ac}$  проникает глубже в образец, причем соблюдается симметрия двух ветвей профиля локального поля - положительной  $B^+(r)$  и отрицательной  $B^-(r)$ , соответствующих двум полупериодам цикла переменного поля  $H_{ac} > 0$  и  $H_{ac} < 0$ . В связи с этим увеличивается мнимая часть  $\alpha$ -восприимчивости  $\chi''$ , связанная с потерей энергии  $\alpha$ -поля, рассчитанной на единицу воздействующей амплитуды  $H_0$ . Максимум  $\chi''$  наблюдается, когда фронт поля  $H_{ac}$  достигает середины образца, поскольку с дальнейшим увеличением  $H_0$  за конечности размера образца такая приведенная потеря должна уменьшиться. Амплитуда  $H_0^{m0}$ , при которой возникает пик, следующая (рис.1, точки):

$$H_0^{m0} = H_p, \quad (2)$$

где  $H_p$  - поле полного проникновения, которое зависит от способности пиннинга и равно [2]:

$$H_p = \left[ (\beta + 1) \alpha_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^q \right]^{1/(\beta+1)}. \quad (3)$$

В поле  $H_{dc} > H_{c1}$  и, если  $\beta > 0$ , то теряется симметрия двух ветвей  $B^+(r)$  и  $B^-(r)$ , что приводит к асимметрии петель намагниченности. В этом случае модифицируется условие (2), оно выглядит следующим образом:

$$(H_{dc} + H_0^{m1})^{\beta+1} \pm |H_{dc} - H_0^{m1}|^{\beta+1} = 2H_p^{\beta+1}. \quad (4)$$

Здесь вместо  $H_0^{m0}$  обозначим амплитуду переменного поля, при которой возникает подобный пик, через  $H_0^{m1}$ . Знак плюс для случая  $H_{dc} < H_0^{m1}$  (рис.1, непрерывные кривые) и минус для  $H_{dc} \geq H_0^{m1}$  (рис.1, разрывные кривые).

В случае с  $\beta = 1$  имеем

$$H_0^{m1} = \frac{(H_0^{m0})^2}{2H_{dc}}, \quad \text{если } H_{dc} \geq \frac{H_p}{2}. \quad (5)$$

$$H_0^{m1} = \sqrt{(H_0^{m0})^2 - H_{dc}^2}, \quad \text{если } H_{dc} < \frac{H_p}{2}. \quad (6)$$

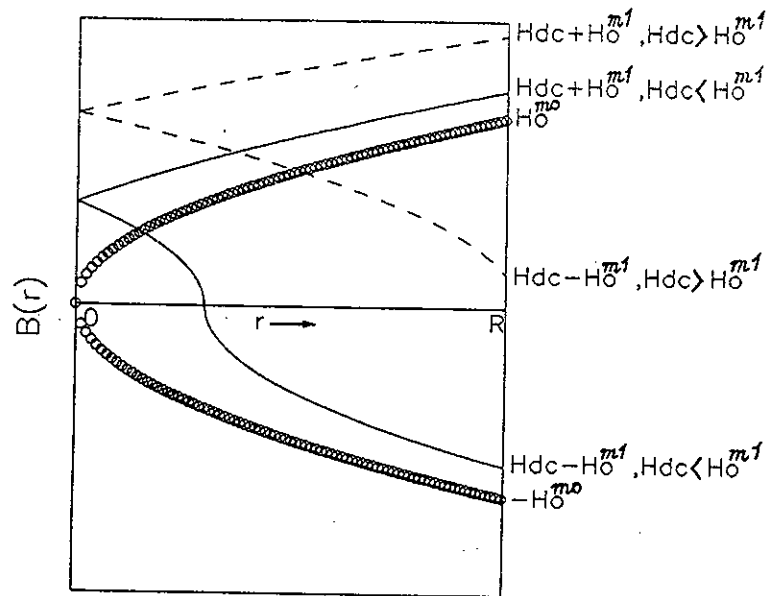


Рис.1. Профили локального внутреннего поля  $B(r, \pm H_o)$ , соответствующего полю  $H_o^{m0}$  (точки), полю  $H_o^{m1}$  для случая  $H_o^{m1} > H_{dc}$  (непрерывные кривые) и  $H_o^{m1} \leq H_{dc}$  (разрывные кривые)

Другим следствием потери симметрии петли намагниченности МГО является возникновение дополнительного второго пика на кривой  $\chi_1''(H_o)$  при увеличении  $H_o$  в области  $H_o > H_o^{m0}$ . Такой пик ярко выражен для МГО ВТСП-образца из-за сильной зависимости  $J_c$  от магнитного поля ( $\beta > 0$ ).

Рис. 2 схематически показывает эволюцию проникновения переменного поля  $H_{ac}$  при присутствии поля  $H_{dc}$ . С возрастанием амплитуды  $H_o$ , после достижения вышеупомянутого первого пика,  $\chi_1''$  снижается со скоростью, зависящей от фактора  $\beta$ , который определяет кривизну профиля локального поля  $B(r)$ . С дальнейшим возрастанием  $H_o$ , когда  $H_o > H_{dc}$ , кривизна локального поля  $B^-(r)$  во втором полупериоде переменного поля заметно изменяется (см. кривые, отмеченные знаком + на рис.2), что приводит к очередному увеличению  $\chi_1''$ . Такое изменение достигает максимума при поле  $H_o = H_o^{m2}$ , при этом возникает дополнительный второй пик, поскольку при дальнейшем увеличении амплитуды  $H_o > H_o^{m2}$  опять из-

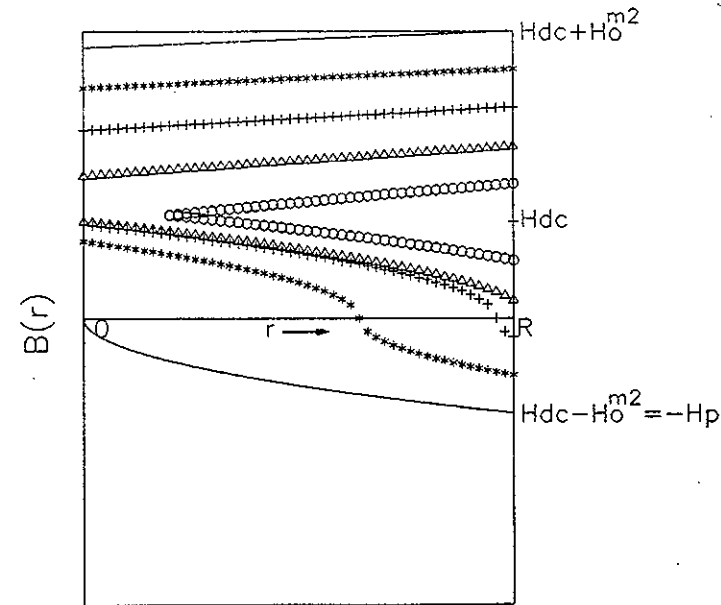


Рис.2. Эволюция фронта переменного поля  $H_{ac}$ , проникающего в образец, в присутствии постоянного поля  $H_{dc}$ . Параметры, использованные при вычислении:  $H_p = 500$  А/м,  $H_{dc} = 500$  А/м,  $H_o = 200$  (o), 400 ( $\Delta$ ), 600 (+), 800 (\*) и 1000 А/м (—). Непрерывные кривые показывают фронт переменного поля  $H_{ac}$  с амплитудой  $H_o^{m2}$

за геометрического ограничения приведенная потеря энергии должна уменьшаться.

Поле  $H_o^{m2}$  удовлетворяет условию

$$H_o^{m2} = H_p + H_{dc}. \quad (7)$$

В слабом поле  $H_{dc}$  сливаются два пика  $\chi_{1m1}'' = \chi_1''(H_o^{m1})$  и  $\chi_{1m2}'' = \chi_1''(H_o^{m2})$ . Их расщепление будет видно в поле  $H_{dc} \geq H_p/2^{\beta/\beta+1}$ .

### 3. Моделирование и дискуссия

РМКС и ее применение для анализа  $ac$ -восприимчивости МГО в ВТСП-образцах подробно представлены в [2]. В рамках РМКС мы проводим ниже моделирование двухпикового эффекта  $ac$ -восприимчивости МГО, измеряемой в наложенных полях  $H_{dc}$  и  $H_{ac}$ .

### 3.1. Изотермические полевые зависимости $\alpha c$ -восприимчивости

Из формулы (7) видно, что поле  $H_o^{m2}$  прямолинейно увеличивается с повышением поля  $H_{dc}$  независимо от фактора  $\beta$ .

Как отмечено выше, в слабом поле  $H_{dc}$  два пика сливаются друг с другом в один пик, причем из-за того, что  $\chi''_{1m1} < \chi''_{1m2}$ , слитый пик находится правее  $H_p$  (и потому он идентифицируется как второй

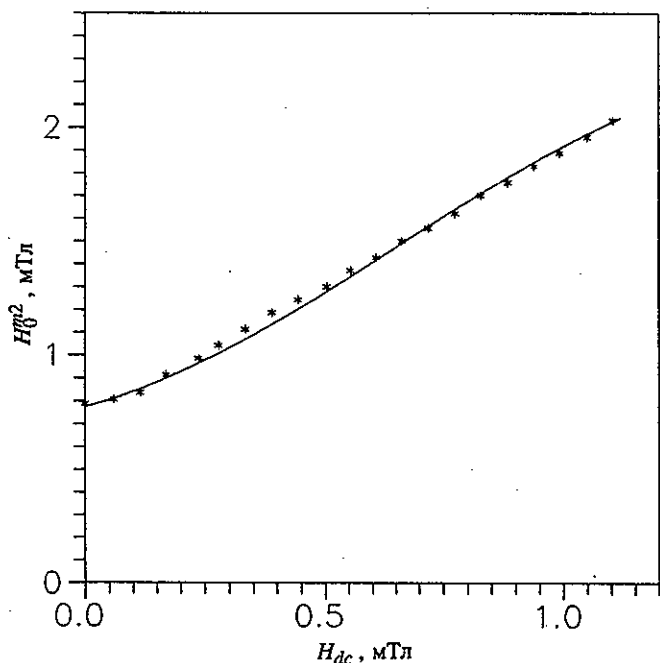


Рис.3. Зависимость поля  $H_o^{m2}$  от  $H_{dc}$ . Звездочки – экспериментальные данные работы [1]. Кривая – зависимость вычисленная с помощью процедуры нахождения максимума на кривой  $\chi''_1(H_o)$  рассчитанной в рамках ECSM для различных значений  $H_{dc}$

пик), но слегка сдвинут в сторону более слабого поля, что приводит к кажущемуся на эксперименте ослаблению зависимости  $H_o^{m2}$  от  $H_{dc}$  (см. экспериментальные точки на рис.3). Но в эксперименте наблюдается усиление такой зависимости при  $H_{dc} > 0.1$  мТл. Такое усиление объясняется увеличением эффективного поля  $H_{dc}^{eff}$  на границе между МГО и ГО за счет мейсснеровского состояния гранул [7]. При внешнем возрастающем поле  $H_{dc}$  на поверхности межгрануль-

ной области, погруженной в среду сверхпроводящих гранул, воздействует эффективное поле  $H_{dc}^{eff} = H_{dc} + \delta H_{dc}$ , где  $\delta H_{dc}$  соответствует полю, вытолкнувшемуся из гранул и направленному параллельно полю  $H_{dc}$ . Подобный эффект, естественно, имеет место и для переменного поля. Поскольку приращение поля  $\delta H_{dc}$  меняет свой знак для положительного и отрицательного полупериодов переменного поля, то для простоты мы пренебрегаем влиянием  $\delta H_{dc}$  на значение амплитуды измерительного поля  $H_o$ .

На рис. 3, наряду с экспериментальными данными поля  $H_o^{m2}$ , измеренными при  $T = 80$  К, показывается кривая  $H_o^{m2}(H_{dc})$ , вычисленная не по формуле (7), а с помощью процедуры нахождения максимума теоретических зависимостей  $\chi''_1(H_o)$ , рассчитанных в рамках РМКС с учетом экспериментального коэффициента концентрации поля для постоянного поля  $\gamma = 1.2$ . Хорошее совпадение между вычисленными и экспериментальными данными оправдывает причины упомянутых ослабления и усиления зависимости  $H_o^{m2}$  от  $H_{dc}$ .

В отличие от поля  $H_o^{m2}$  поле  $H_o^{m1}$  зависит от фактора  $\beta$ . Согласно [2] в нулевом поле  $H_{dc}$  форма изотермической кривой  $\chi''_1(H_o)$  для образца с заданным полем полного проникновения  $H_p$  зависит только от величины  $\beta$ . По экспериментальной величине полуширины пика  $\chi''_1(H_o = H_o^{m0})$ , измеренной при  $T = 80$  К,  $H_{dc} = 0$  с  $H_p = 0.79$  мТл, определяем значение  $\beta = 1.55$ . С таким значением фактора  $\beta$  зависимость поля  $H_o^{m1}$  от  $H_{dc}$  вычисляется по формулам (4), а для сравнения с экспериментальными данными на рис. 4 показывается отношение  $H_o^{m1}/(H_o^{m0})^2 = H_o^{m1}/H_p^2$  как функция от поля  $H_{dc}$  (см. разрывную кривую на рис. 4). Из рис.4 видно, что если учесть эффект концентрации поля  $H_{dc}^{eff}$ , то лучшее совпадение вычисленных кривых с экспериментальными данными для всего диапазона  $H_{dc} = 0 \div 1.1$  мТл и температуры  $T = 78 \div 84$  К получается со значением  $\beta = 1.2$ , о чем свидетельствуют непрерывные кривые на рис. 4, вычисленные с  $\beta = 1.2$  и с экспериментальными значениями поля  $H_p = 0.95, 0.79, 0.63, 0.46$  мТл для  $T = 78, 80, 82$  и  $84$  К с соответствующим коэффициентом концентрации поля  $\gamma = 1.22, 1.2, 1.16, 1.14$ , который при повышении температуры уменьшается из-за ослабления мейсснеровского состояния гранул. Это означает, что для заданного интервала внешнего поля  $H_{ex} = H_{dc} + H_o^{m1} \sin \omega t$  фактор  $\beta$  слегка варьируется в интервале  $1.2 \div 1.55$ .

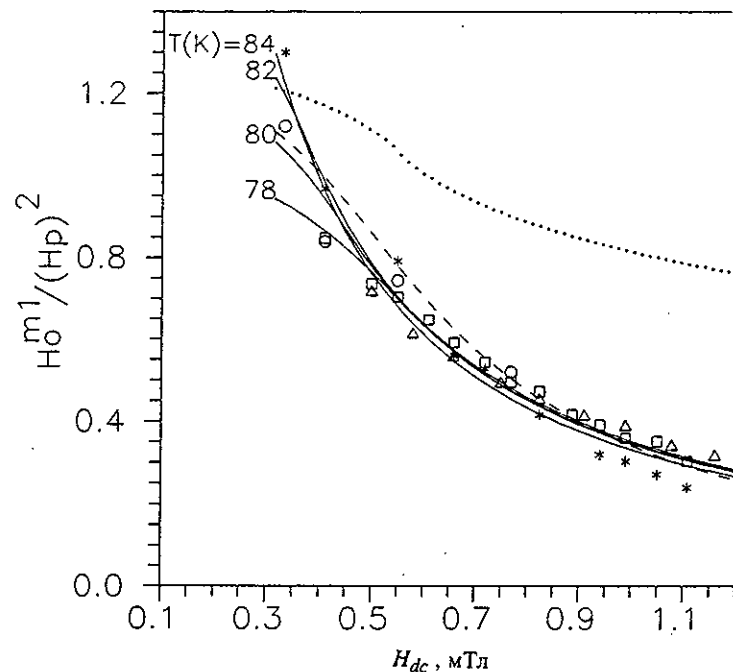


Рис.4. Зависимость отношения  $H_0^{m1}/H_p^2$  от  $H_{dc}$ . Экспериментальные данные работы [1] для  $T = 78$  (o),  $80$  (□),  $82$  (Δ) и  $84$  К (\*). Непрерывные кривые - вычисленные с фактором  $\beta = 1.2$  для четырех заданных температур с коэффициентом концентрации поля  $\gamma = 1.22, 1.2, 1.16, 1.14$  соответственно. Разрывная кривая - вычисленная для  $T = 80$  К с  $\beta = 1.55, \gamma = 1$ . Пунктирная кривая - вычисленная для  $T = 80$  К с фактором  $\beta = 0.35$  и  $\gamma = 1.2$

Полевая зависимость фактора  $\beta$  наблюдалась на практике [8,9], она естественно связана с природой центров пиннинга МГО-образца и их взаимодействием с магнитными вихрями.

Рис. 5 сравнивает экспериментальные данные зависимостей величин  $\chi''_{1m1}$  и  $\chi''_{1m2}$  от  $H_{dc}$  с кривыми, вычисленными в рамках РМКС и нормированными по экспериментальному значению  $\chi''_{1m1}$ , которое насыщается в поле  $H_{dc} \geq 1$  мТл независимо от фактора  $\beta$ . Кривая  $\chi''_{1m1}(H_{dc})$  (рис. 5, непрерывная кривая), вычисленная с  $\beta = 1.2$  и  $\gamma = 1.2$ , хорошо согласуется с экспериментальными данными, в то время как для зависимости  $\chi''_{1m2}(H_{dc})$  наблюдается расхождение.

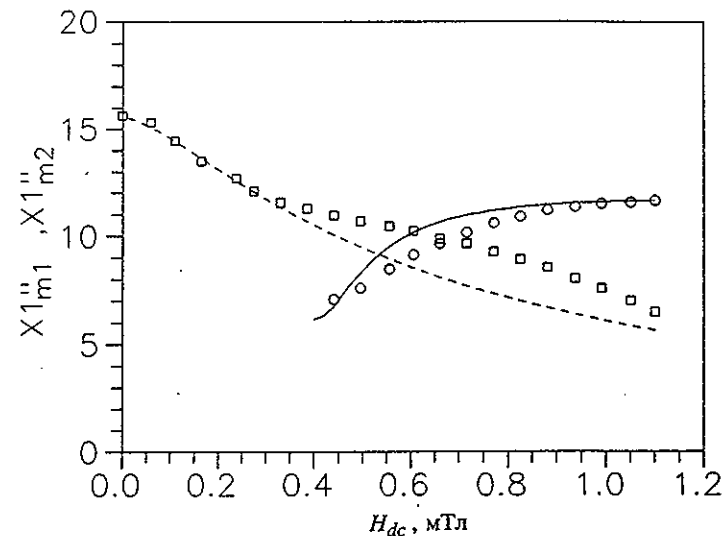


Рис.5. Сравнение зависимости от  $H_{dc}$  экспериментальных данных величин пиков  $\chi''_{1m1}$  (o),  $\chi''_{1m2}$  (□) керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , имеющей  $H_p = 0.79$  мТл, измеренных при  $80$  К с вычисленными кривыми для  $\chi''_{1m1}(H_{dc})$  с  $\beta = 1.2, \gamma = 1.2$  (непрерывная кривая) и для  $\chi''_{1m2}(H_{dc})$  с  $\beta = 0.35$  и  $\gamma = 1.2$  (разрывная кривая)

РМКС показывает, что на величину пика  $\chi''_1$  влияют фактор  $\beta$  и параметр  $\mu_{eff}$ . Поскольку воздействующее на данный образец поле меньше, чем первое критическое поле гранул, то, естественно,  $\mu_{eff}$  зависит очень слабо от поля. Поэтому наблюдаемое расхождение указывает о зависимости фактора  $\beta$  от амплитуды переменного поля, и оказывается, что для поля  $H_0^{m2}$  в среднем  $\beta = 0.35$  (рис. 5, разрывная кривая). Изменение кривизны зависимости  $\chi''_{1m2}(H_{dc})$  говорит о сложном характере зависимости фактора  $\beta$  от переменного поля.

### 3.2. Температурные зависимости $\chi''_1(T)$ в наложенных полях $H_{dc} + H_{ac}$

Температуры  $T_{p1}$  и  $T_{p2}$ , соответствующие двум вышеупомянутым пикам  $\chi''_{1m1}, \chi''_{1m2}$ , определяются по формулам (4) и (7) через температурную зависимость поля  $H_p$ , которое для МГО вычисляется по

формуле (3). РМКС показывает, что в заданном поле  $H_{ex} = H_{dc} + H_{ac}$  форма кривой  $\chi_1''(T)$  определяется фактором  $q$ . С помощью экспериментального значения полуширины пика на кривой  $\chi_1''(T)$  определяется значение  $q = 3.1$ , что и дает (в системе СИ) значение  $\alpha_0 = 3.27 \cdot 10^{11}$  или  $1.86 \cdot 10^9$  для  $\beta = 1.2$  и  $0.35$  соответственно.

Рис. 6 показывает зависимости  $T_{p1}$  и  $T_{p2}$  от амплитуды переменного поля в диапазоне  $0 < H_o < 2$  мТл при  $H_{dc} = 0.55$  мТл, вычисленные для  $\beta = 1.2$  и  $0.35$  с коэффициентом концентрации поля  $H_{dc}^{eff}$   $\gamma = 1.2$ . Наряду с этими кривыми находятся и экспериментальные значения температуры пика, при которой возникает пик на кривой  $\chi_1''(T)$ , измеренной в керамике YBCO в таких полях. Видно, что в заданном поле  $H_{dc}$ , в зависимости от значения амплитуды  $H_o$  из-

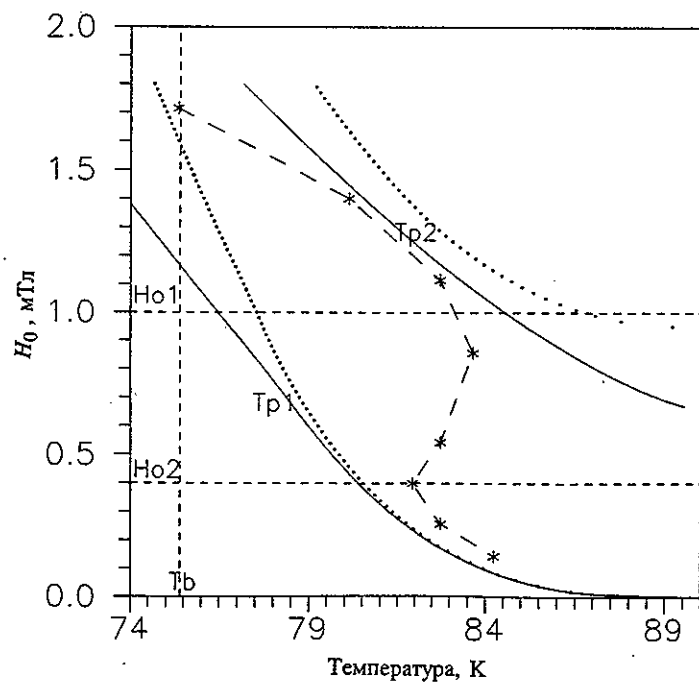


Рис.6. Зависимости температур пиков  $T_{p1}$  и  $T_{p2}$  от амплитуды измерительного переменного поля  $H_o$  при  $H_{dc} = 0.55$  мТл. Кривые, вычисленные с коэффициентом концентрации поля  $\gamma = 1.2$  для  $\beta = 1.2$  (непрерывные) и  $\beta = 0.35$  (пунктирные). Точки - экспериментальные данные работы [1].  $H_{o1}$  и  $H_{o2}$  - границы той области  $H_o$ , где наблюдается слияние двух пиков

мерительного поля. при нагреве охлаждаемого без поля образца с температуры  $T_b < T_c$  до  $T_c$  на кривой  $\chi_1''(T)$  может наблюдаться пик либо первого (если  $H_o < H_{o1}$ ), либо второго рода (если  $H_o > H_{o2}$ ), либо два пика, слитых в один широкий пик (при  $H_{o1} < H_o < H_{o2}$ ). Температура слитого пика примерно равна  $(T_{p1} + T_{p2})/2$ , что приводит к кажущемуся аномальному сдвигу (то есть повышению) температуры пика на кривой  $\chi_1''(T)$  при возрастании амплитуды измерительного поля  $H_o$ .

#### IV. Заключение

На основе анализа экспериментальных данных работы [1] в рамках расширенной модели критического состояния [2] мы моделируем полевые и температурные зависимости мнимой части  $\alpha c$ -восприимчивости  $\chi_1''$ , измеренные в наложенных полях  $H_{dc} + H_{ac}$ , на рис. 7

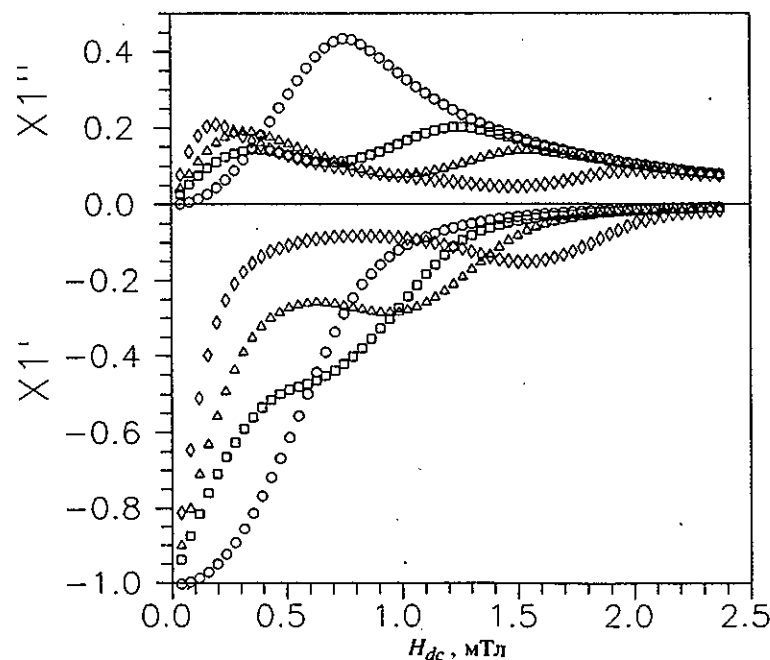


Рис.7. Появление двух пиков на кривой  $\chi_1''(H_o)$  при различных полях  $H_{dc}$ . Показываются также соответствующие кривые реальной части  $\chi_1'(H_o)$ . Кривые вычисленные в рамках РМКС с параметрами  $\beta = 1.2$ ,  $H_p = 0.79$  мТл,  $\gamma = 1.2$  для  $H_{dc} = 0$  (о),  $0.44$  (□),  $0.66$  (△) и  $1.1$  мТл (◇)

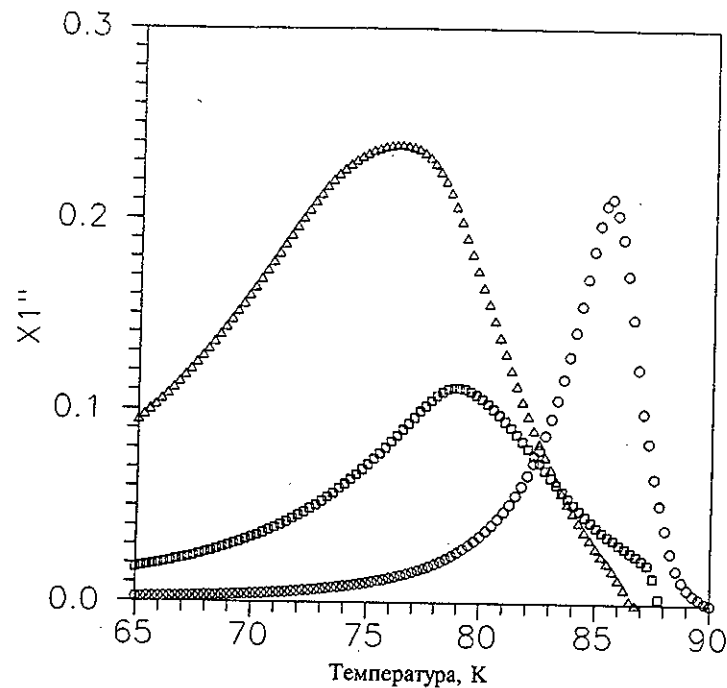


Рис.8. Вычисленные температурные зависимости  $\chi_1''(T)$  в поле  $H_{dc} = 0.55$  мТл с  $\beta = 1.2$ ,  $q = 3.1$  и  $\gamma = 1.2$  для различных амплитуд  $H_0 = 0.05$  (о),  $0.8$  (□) и  $1.7$  мТл ( $\Delta$ ). При  $H_0 = 0.8$  мТл наблюдается слияние двух пиков, которое приводит к расширению тотального пика на кривой  $\chi_1''(T)$

и 8 (см. для сравнения рис. 3 и 9 в работе [1]). Особенностью таких зависимостей является возникновение двух пиков на этих кривых, которые могут сливаться в один широкий тотальный пик, что приводит к аномальному поведению пика на кривой  $\chi_1''$ , измеренной как функция амплитуды переменного поля  $H_0$  и температуры  $T$  в присутствии внешнего постоянного поля  $H_{dc}$ . Можно сделать следующие выводы.

Модель критического состояния с обобщенным выражением для плотности критического тока  $J_c = \alpha_0(1 - T/T_c)^q / |B|^\beta$  (РМКС) адекватно описывает полевые и температурные зависимости  $ac$ -восприимчивости МГО ВТСП-образцов, у которой способность пиннинга магнитных вихрей сильно зависит от процесса изготовления образцов.

Двухпиковый эффект, наблюдаемый в керамиках  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и представленный в работе С. Джолсмели и К. Фоссхам [1], является следствием сильной полевой зависимости плотности критического тока межгранульной области ВТСП-образца. Этот эффект количественно описан в рамках РМКС с учетом влияния мейсснеровского состояния гранульной области.

Параллельно поиску нового состава с более высоким значением  $T_c$  проводится работа по снижению степени отклонения от стехиометрии МГО, чтобы тем самым улучшить сверхпроводящие свойства МГО и изготовить квазимонолитные ВТСП-керамики, у которых параметры достигают теоретических пределов для данного класса соединения. При таких исследованиях мощным инструментом являются измерение динамической восприимчивости в зависимости от  $T$  и наложенных полей  $H_{dc} + H_{ac}$  и обработка полученных результатов в рамках упомянутой РМКС.

Автор выражает благодарность О.Ю Токаревой за корректировку текста.



## Список литературы

- [1]. S. Gjolmesli, K. Fossheim.  
Physica C, 1994, v. 220, p. 33
- [2]. Н. В. Вьюнг.  
Сообщение ОИЯИ, P17-95-229, Дубна, 1995  
Направлена в журнал Supercond. Sci. Technol.
- [3]. К.Н. Muller.  
Physica C, 1989, v. 159, p. 717
- [4]. Youngtae Kim, Q. Harry Lam, C.D. Jeffries.  
Phys. Rev. B, 1991, v. 43, N13, p. 11404
- [5]. M. Forsthuber, F. Ludwig, G. Hilscher.  
Physica C, 1991, v. 177, p. 401
- [6]. John R. Clem  
Physica C, 1988, v. 133-135, p. 50
- [7]. A.I. Dyachenko  
Physica C, 1993, v. 213, p. 167
- [8]. S.F. Wahid, N.K. Jaggi  
Physica C, 1990, v. 170, p. 395
- [9]. S.K. Ghatak, A. Mitra, D. Sen  
Phys. Rev. B, 1992, v.45, N2, p. 951

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 июля 1995 года.