Физика низких температур, 1996, т. 22, № 3, с. 277–281 УДК 537.6

Экспериментальные исследования низкополевой нелинейной восприимчивости эпитаксиальной YBCO пленки, нагруженной транспортным током

В. А. Хохлов, В. Ф. Дроботько

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:grishin@gam.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 10 июля 1995 г., после переработки 6 октября 1995 г.

Представлены предварительные результаты экспериментальных исследований температурной зависимости компонент восприимчивости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ и модуля ее третьей гармоники $|\chi_3|$ крупноблочной эпитаксиальной YBCO пленки, нагруженной постоянным транспортным током. Пленка содержала слабые связи как внутри блоков (малоугловые связи), так и между блоками (большеугловые связи). Присутствие транспортного тока приводит к смещению начала появления диамагнитного отклика в область низких температур, к увеличению крутизны высокотемпературного фронта кривых $\chi''(T)$ и $\chi'(T)$ и к уменьшению максимальных значений величин $\chi''_m(T)$ и $|\chi_3|$. Производная $d\chi''_m/dI_{tr}$ примерно в 2,5 раза меньше $d|\chi_3|/dI_{tr}$. Обсуждаются возможные причины наблюдаемого явления.

Показано попередні результати експериментальних досліджень температурної залежності компонент сприйнятливості $\chi'(T)$ і $\chi''(T)$ і модуля її третьої гармоніки $|\chi_3|$ крупноблочної епітаксіальної YBCO плівки, навантаженої постійним транспортним струмом. Плівка містить слабкі зв'язки як усередині блоків (малокутові зв'язки), так і між блоками (більшекутові зв'язки). Присутність транспортного струму приводить до зміщення початку появи діамагнітного відгуку в області низьких температур, до збільшення крутості високотемпературного фронту кривих $\chi''(T)$ і $\chi'(T)$ та до зменшення максимальних значень величин $\chi''_m(T)$ і $|\chi_3|$. Похідна $d\chi''_m/dI_{tr}$ приблизно в 2,5 рази менше $d|\chi_3|/dI_{tr}$. Обмірковуються можливі причини спостерігаємого явища.

Отличительной особенностью диамагнитного отклика в тонких ВТСП пленках от объемных поликристаллических образцов является наличие тонкой структуры на кривой температурной зависимости диссипативной части восприимчивости $\chi''(T)$. Вблизи температуры сверхпроводящего перехода $T/T_c \geq 0{,}95$ диамагнитный отклик в ВТСП пленках обусловлен токовыми контурами, которые отличаются друг от друга не только размерами, но и различными значениями плотности критического тока j_c и температуры T_c [1]. В этой области наблюдается изменение с температурой как критического тока в замкнутых контурах, так и их количества и размеров. При исследовании диамагнитного отклика пленок ВТСП такие изменения можно наблюдать при возбуждающих полях, не превышающих $H_{ac} \approx 0{,}1$–1 мЭ. В объемных образцах величина квадратурного сигнала $\chi''(T)$ определяется интегральным вкладом большого количества токовых контуров, разориентированных по углу α между нормалью к поверхности пленки и направлением поля H_{ac}. В тонких эпитаксиальных пленках такое интегрирование снимается, поскольку характерные размеры контуров превосходят или сравнимы с толщиной пленки, а ось $\bar{c}$ во всех кристаллитах практически перпендикулярна плоскости пленки. В области температур, в которой наблюдается нелинейный диамагнитный отклик, в основном все гранулы (для поликристаллической пленки) или кристаллиты (для эпитаксиальной пленки) находятся в сверхпроводящем состоянии, внешнее поле в гранулы почти не проникает, а критический ток в контурах обусловлен джозефсоновскими связями между кристаллитами и силой пиннинга вихрей. Слабые связи между кристаллитами могут различаться степенью насыщенности кислородом, типом контактов (S–N–S, S–I–S), сверхпроводящими сужениями и т.д. Поэтому токовые контуры, образованные различными слабыми связями, будут давать свой вклад в диамагнитный отклик, и на температурной зависимости диамагнитной восприимчивости $\chi''(T)$ появляется тонкая (многопиковая) структура, а на зависимости $\chi'(T)$ — скачки $\Delta\chi'(T)$ [1,3].

Как правило, описание поведения нелинейной восприимчивости в гранулированных сверхпро-

© В. А. Хохлов, В. Ф. Дроботько, 1996

водниках проводят в рамках модификаций модели критического состояния [4–6] или в рамках нелинейной электродинамики джозефсоновской среды [7–9]. Однако эти модели при сверхслабых значениях H_{ac}, а следовательно, и температурах близких к T_c не пригодны. Попытку описать сигналы $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$, а также зависимость их гармоник от малой амплитуды возбуждающего поля H_{ac} и внешнего поля H в рамках модели критического состояния были предприняты Мацушитой [10]. Модель строилась в предположении, что при малых H_{ac} движение вихрей в потенциальной яме центра пиннинга будет обратимым. Однако и этот подход не дал количественного согласия с нашими экспериментами [11]. Нам известна только одна (возможно, даже единственная в литературе) работа [12], в которой проведены расчеты зависимостей $\chi'(T, I_{tr})$ и $\chi''(T, I_{tr})$ и их гармоник для пластины, помещенной в параллельное плоскости пластины возбуждающее поле H_{ac} и нагруженной транспортным током. Авторы этой работы в своих расчетах базировались на модели критического состояния, поэтому их результаты мало применимы для описания восприимчивости пленок, нагруженных транспортным током при T близких к T_c.

Диапазон температур $T \geq T_c$ при исследовании пленок ВТСП весьма интересен с физической точки зрения, так как именно здесь реализуется переход Костерлица—Тауллеса, переход сверхпроводника в сверхпроводящее состояние и т. д. В то же время, в литературе мало работ, посвященных изучению магнитных свойств тонких пленок, особенно нагруженных транспортным током, в указанной области температур. Возможно, это связано с недостаточной чувствительностью коммерческих χ-метров, так как исследование восприимчивости в этом диапазоне температур нужно проводить при амплитудах возбуждающего поля H_{ac} порядка единиц и долей миллиэрстеда.

Целью настоящей работы было представить новые экспериментальные данные поведения сигнала диссипативной части восприимчивости $\chi''(T)$ и модуля третьей гармоники $|\chi_3|$ крупноблочной эпитаксиальной пленки № 364, нагруженной постоянным транспортным током I_{tr}. Исследования проводились на частоте 10 кГц в полях 0,2–1 000 мЭ и I_{tr} = 0–60 мА.

Температурное поведение восприимчивости исследованной пленки как функции амплитуды возбуждающего поля H_{ac} подробно обсуждалось в [11]. Было показано, что только при $H_{ac} > 90$ мЭ поведение компонент восприимчивости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ можно описывать в рамках модели критического состояния. Напомним, что кривая диссипативных потерь $\chi''(T)$ при H_{ac} = 0,2 мЭ содержала пять максимумов, из которых два высокотемпературных максимума обусловлены откликом от блоков пленки, а три низкотемпературных — от всей пленки. Температура $T_{R=0}$, при которой сопротивление образца становится равным нулю, была на градус ниже температуры $T_{\chi\ onset}$, когда появляется сигнал диамагнитного отклика. На основании этих данных, а также результатов рентгеноструктурных и электронографических исследований и был сделан вывод о блочной структуре исследованной пленки [13].

На рис. 1 представлена динамика изменения формы кривой $\chi''(T)$, полученной при H_{ac} = = 10 мЭ при различных значениях транспортного тока, протекающего по пленке. Здесь сплошными линиями показаны зависимости $\chi''(T)$, полученные при повышении температуры образца от T = = 80 K, при которой включался транспортный ток, а точками — при понижении температуры от 95 K без включения I_{tr}. Скорости повышения и пони-

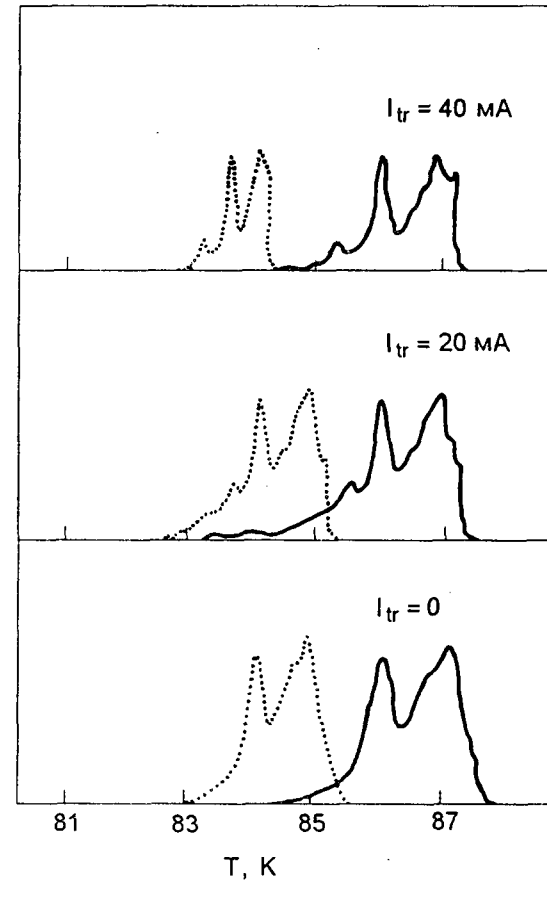

Рис. 1. Температурные зависимости $\chi''(T)$ при H_{ac} = 10 мЭ, измеренные при различных значениях транспортного тока I_{tr}. Режимы, показанные разными линиями, обсуждены в тексте.

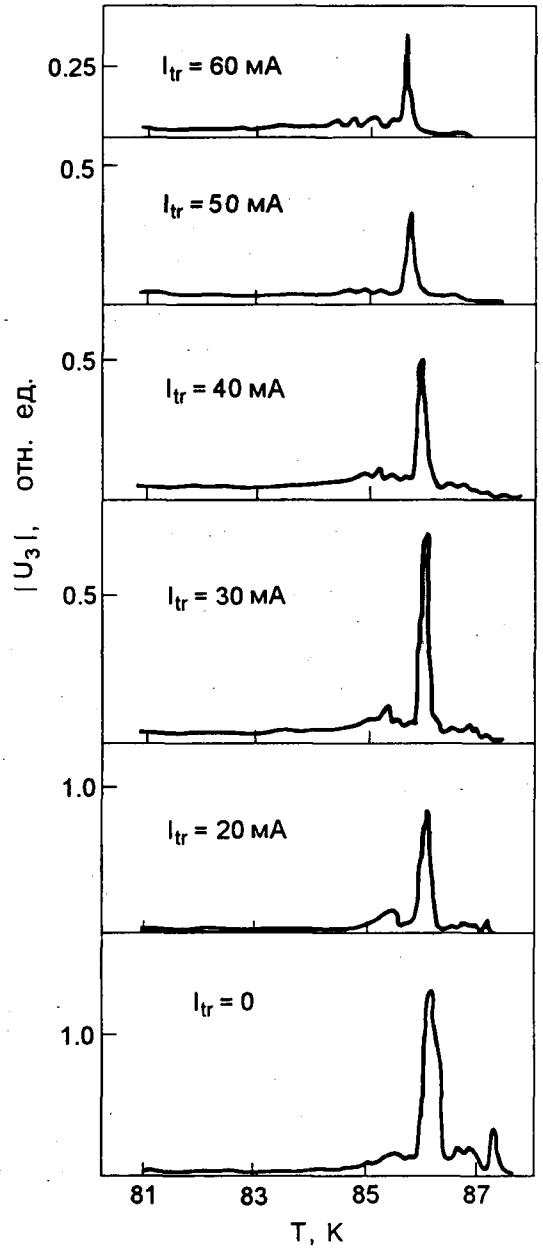

Рис. 2. Температурные зависимости модуля третьей гармоники $|\chi_3|$, измеренные при различных значениях транспортного тока I_{tr}.

жения температуры были одинаковыми и составляли ≈ 2 К/мин. Видно, что наблюдается температурный гистерезис, причем с увеличением транспортного тока этот гистерезис также увеличивается, а кривая диссипативных потерь сужается, т.е. сужается область нелинейного отклика. Величина максимумов на кривой $\chi''(T)$ при H_{ac} = 10 мЭ уменьшается с ростом I_{tr} по закону

$$\frac{\chi''_m}{\chi'(0)} = 0{,}07 - 6{,}3\cdot 10^{-4} I_{tr} ,$$

где I_{tr} измеряется в мА. Это уменьшение составляет ≈ 24% при I_{tr} = 40 мА. Различие кривых $\chi''(T)$ и их гистерезис связаны, возможно, с различными режимами охлаждения образца. В первом случае охлаждение происходило в режиме ZFC (в нулевом внешнем поле), во втором — в режиме FC (в неоднородном поле, созданном транспортным током). Обычно в режиме FC отклик мал [14,15]. В нашем случае амплитуды χ'' и χ' сохранялись для обоих режимов. По всей видимости, небольшой магнитный поток от транспортного тока (при I_{tr} = 40 мА на краях пленки $H \approx 0{,}3$ Э, что меньше поля земли) существенным образом не изменяет намагниченность образца. Из рис. 1 видно, что температура появления диамагнитного отклика $T_{\chi\ onset}$ с увеличением I_{tr} сдвигается в область низких температур. Максимумы на кривой $\chi''(T)$ обостряются гораздо резче и также сдвигаются в область низких T, но с различной «скоростью», что и приводит к четкому их разделению по шкале температур.

Исследуемый образец был достаточно уникален, так как содержал как малоугловые слабые связи между кристаллитами в блоках, так и большеугловые между блоками [13]. В этой связи несомненный интерес представляло изучение температурной зависимости модуля третьей гармоники $|\chi_3|$ сигнала ac — восприимчивости такого образца, особенно его изменение под действием транспортного тока.

Температурные зависимости $|\chi_3|$ при различных значениях постоянного транспортного тока I_{tr} показаны на рис. 2. При $I_{tr} = 0$ наблюдаются два сигнала $|\chi_3|$:

— высокотемпературный сигнал малой амплитуды, связанный с откликом от блоков пленки;

— низкотемпературный сигнал большой амплитуды, обусловленный индукционными токами, протекающими через всю пленку.

С увеличением I_{tr} до 20 мА ($j_{tr} \approx 70$ А/см^2) высокотемпературный сигнал $|\chi_3|$ исчезает. Низкотемпературный сигнал с повышением I_{tr} уменьшается по закону $|\chi_3| = 1{,}28 - 2\cdot 10^{-2} I_{tr}$. Зависимости амплитуд низкотемпературных частей сигнала χ''_m и $|\chi_3|$ от величины транспортного тока приведены на рис. 3. Для наглядности амплитуды χ''_m и $|\chi_3|$ при $I_{tr} = 0$ приведены к единице.

Анализ уравнений для $\chi''_m(T, I_{tr})$ из [12] показывает, что с ростом I_{tr} должны расти значения как χ'', так и $|\chi_3|$, что противоречит экспериментальным результатам. В то же время предсказания [12]

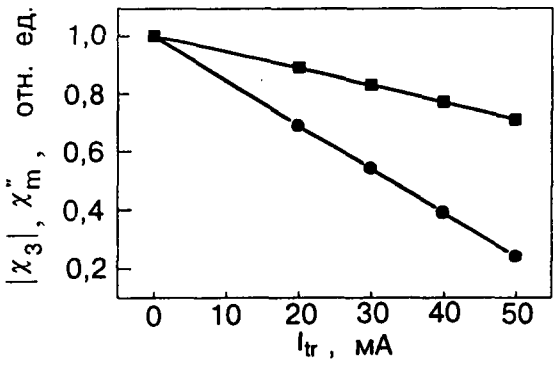

Рис. 3. Зависимости амплитуд χ''_m (■) и $|\chi_3|$ (●) от величины транспортного тока I_{tr}. Величины χ''_m и $|\chi_3|$ нормированы на единицу при $I_{tr} = 0$ и изменяются по законам: $\chi''_m = 1 - 5{,}72 I_{tr}$ (А), $|\chi_3| = 1 - 15{,}1 I_{tr}$ (А).

об «обострении» высокотемпературного фронта сигнала $\chi''(T, I_{tr})$ экспериментально подтверждаются (см. рис. 1). При температуре $T_{\chi\ \mathrm{onset}}$ величина j_{ci} токовых контуров с наиболее высоким значением T_{ci} начинает превышать j_{tr}, а температура T_m максимума χ'' связана с полем полного проникновения в пленку H_p. Производные $dT_{\chi\ \mathrm{onset}}/dI_{tr}$ и dT_m/dI_{tr} имеют разные значения, что и приводит к «обострению» высокотемпературного фронта $\chi''(T, I_{tr})$. Если предположить, что действие транспортного тока сводится только к перераспределению индукции внутри образца за счет поля I_{tr}, то и в модели слабосвязанных петель [16] с ростом $H(I_{tr})$ в спектре сигнала диамагнитной восприимчивости появляются четные гармоники, но падения амплитуды $|\chi_3|$ нет.

Авторы работы [17] в рамках теории критического состояния в низкополевой электродинамике случайной джозефсоновской среды получили выражения для гармоник χ''_k и χ'_k в зависимости от T, H_{ac} и H для двух асимптотических случаев: слабого поля (более низкие температуры) и тонкого образца ($T \to T_c$). Эксперименты проводились на объемном цилиндрическом образце YBCO. При $H_{ac} = 0{,}25$ Э амплитуда $|\chi_3|$ для них также возрастала с ростом поля. В то же время при $H_{ac} < 0{,}06$ Э (см. рис. 8 в [17]) наблюдается диапазон слабых постоянных магнитных полей (меньших 0,8 Э), где зафиксировано падение амплитуды $|\chi_3|$ с ростом поля примерно на 50%. К сожалению, этот факт совершенно не обсуждается в работе.

Процесс исчезновения или значительного снижения амплитуды модуля третьей гармоники нелинейной восприимчивости указывает на линеаризацию режима намагничивания. В рамках модели критического состояния это означает резкое увеличение основного параметра теории

$$h = \frac{cH_{ac}}{4\pi d j_c(T)},$$

где d — толщина пластины. К увеличению h может привести только значительное уменьшение плотности критического тока за счет транспортного тока. В модели слабосвязанных петель [16] мощность гармоник сигнала χ и связанная с ней их амплитуда пропорциональны j_c^2, т.е. для уменьшения $|\chi_3|$ и в этой модели требуется снижение j_c с увеличением I_{tr}. Плотность критического тока в гранулированных сверхпроводниках определяется как критическим током наиболее слабого джозефсоновского контакта между гранулами или кристаллитами и количеством таких контактов, так и силой пиннинга вихрей [18].

Действие транспортного тока на пленку, помещенную в поле H_{ac}, может привести к снижению плотности критического тока за счет постоянного поля транспортного тока. Ток $I_{tr} = 50$ мА создает поле $\pm H_{ac}$ на краях пленки $\approx 0{,}35$ Э. Известно [15], что при таких значениях поля $j_c(T, H) \approx \approx j_c(T, 0)$, т.е. поле тока не может привести к значительному снижению амплитуд $|\chi_3|$ и χ''_m. Именно такое влияние I_{tr} на χ'_{n+1} и χ''_{n+1} рассматривалось в работе [12]. Связь между амплитудами гармоник сигналов χ' и χ'', зависящих от j_c, как без I_{tr}, так и с I_{tr} [12] осуществляется через постоянные, а не функционально зависимые коэффициенты. Отсюда следует, что, как бы ни изменялся критический ток j_c, «скорости» изменения амплитуд гармоник должны быть примерно одинаковыми. Эксперимент же дает изменение отношения $\Delta|\chi_3|/\Delta\chi''_m$ при увеличении транспортного тока I_{tr} от 0 до 50 мА примерно в восемь раз.

При приближении температуры образца к T_c размер шунтирующих критические связи контуров увеличивается, в результате чего зависимость $j_c(H)$ становится экспоненциальной [19]. Транспортный ток способствует разрыву части токовых контуров, когда $j_{tr} = j_{ci}$, при этом экспоненциальная зависимость $j_c(H)$ появится при более низких температурах, чем без транспортного тока. Кроме того, в рассматриваемом диапазоне температур сильны флуктуационные процессы, связанные с «включением» и «выключением» шунтирующих контуров. Это обстоятельство приводит к дополнительным потерям энергии возбуждающего поля, а

следовательно, и к увеличению χ_m''. В сочетании с уменьшением j_c под действием транспортного тока за счет снижения количества сверхпроводящих слабых связей и тока контуров $j = j_c - j_{tr}$ (при $j_c > j_{tr}$) флуктуационные процессы, вероятно, и приводят к сильному различию в зависимостях $|\chi_m''|(I_{tr})$ и $|\chi_3|(I_{tr})$.

Градиентное поле тока может привести к изменению профиля потенциальных ям центров пиннинга так, что режим сильного крипа потока, существующий в рассматриваемой области температур, перейдет в режим вязкого течения потока. Это приведет к линейному режиму намагничивания. Напомним, что измерения зависимостей $\chi''(T, I_{tr})$ и $|\chi_3|(T, I_{tr})$ проводились при $H_{ac} = 10$ мЭ, т.е. вблизи области, где в этой пленке наблюдался линейный режим (см. зависимость $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ в [11]).

Основные результаты работы:

1. В крупноблочной эпитаксиальной пленке YBCO, так же, как в поликристаллических и мелкокристаллических пленках YBCO, постоянный транспортный ток смещает температуру появления диамагнитного отклика $T_{\chi\ onset}$ в область низких температур, «раздвигая» отклик от отдельных типов токовых контуров пленки по шкале T. Высокотемпературный фронт зависимости $\chi''(T)$ обостряется с ростом величины I_{tr}, как было отмечено в [12].

2. Обнаружено слабое уменьшение амплитуды $|\chi_m''|$ и сильное уменьшение $|\chi_3|$ с увеличением постоянного транспортного тока, протекающего по пленке. Особенно значительное влияние I_{tr} на $|\chi_3|$ наблюдается в сигнале от блоков пленки, в которой кристаллиты объединены малоугловыми слабыми связями. Здесь глубина потенциальных ям центров пиннинга меньше, чем для большеугловых и сильно протяженных потенциальных ям, расположенных в межблоковом пространстве. Сильное уменьшение $\Delta|\chi_m''|/\Delta|\chi_3|$ с увеличением I_{tr} невозможно объяснить с точки зрения существующих теорий. Для этого необходимо, вероятно, привлечение иной модели. Требуются дополнительные исследования зависимостей $\chi''(T, I_{tr})$ и $|\chi_3|(T, I_{tr})$ пленок ВТСП при различных значениях возбуждающего поля H_{ac} (в областях $H_{ac} > H_1^*$, $H_1^* < H_{ac} < H_2^*$ (см. рис. 3 в [11])) и внешнего магнитного поля H.

1. А. М. Гришин, В. Ф. Дроботько, Д. Г. Емельяненков, Ю. Н. Инкин, И. В. Никонец, В. А. Хохлов, *ФНТ* **16**, 1524 (1990).
2. А. М. Гришин, В. Ф. Дроботько, В. А. Хохлов, *СФХТ* **5**, 649 (1992).
3. R. B. Flippen, T. R. Askew, and M. S. Osofky, *Physica* **C201**, 391 (1992).
4. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
5. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strned, *Phys. Rev.* **131**, 2486 (1963).
6. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1994).
7. T. Ishida and H. Mazaki, *J. Appl. Phys.* **52**, 6798 (1981).
8. C. Ebner and D. Stroud, *Phys. Rev.* **B31**, 105 (1985).
9. А. В. Демин, В. А. Хлус, *ФНТ* **18**, 1197 (1992).
10. T. Matsushita, E. S. Otabe, and B. Ni, *Physica* **C182**, 95 (1991).
11. В. А. Хохлов, В. Ф. Дроботько, *ФНТ* **21**, 200 (1995).
12. А. Н. Ульянов, А. М. Гришин, *ФНТ* **20**, 416 (1994).
13. В. Ф. Дроботько, В. А. Хохлов, В. Г. Прохоров, *СФХТ* **7**, 1005 (1994).
14. S. I. Hatta, Y. Ichikava, H. Adachi, and K. Wasa, *Jpn. Appl. Phys.* **18**, L794 (1989).
15. А. А. Жуков, В. В. Мощалков, В. Д. Кузнецов, В. В. Метлушко, Г. Т. Карапетров, Е. В. Печень, И. В. Тимашев, *ЖЭТФ* **100**, 605 (1991).
16. Ting-Kang Xia and D. Stroud, *Phys. Rev.* **B39**, 4792 (1989).
17. С. Л. Гинзбург, Г. Ю. Логвинова, И. Д. Лузянин, В. П. Хавронин, Я. Геррманн, Б. Липпольд, Х. Борнер, Х. Шмидель, *ЖЭТФ* **100**, 532 (1991).
18. Е. З. Мейлихов, *УФН* **163**, N3, 27 (1993).
19. С. А. Виткалов, *ЖЭТФ* **103**, 1305 (1993).

Experimental investigations on a low-field nonlinear susceptibility of transport current-carrying epitaxial YBCO film

V. A. Khokhlov and V. F. Drobot'ko

The preliminary results of experimental investigation of a temperature dependence of the susceptibility $\chi'(T)$ and $\chi''(T)$ and modulus of its 3rd harmonic $|\chi_3|$ are given for a bulk epitaxial d.c.-carrying YBCO film. There were the weak bonds not only inside the blocks (small-angle bonds) but also between them (large-angle bonds). The presence of the transport current leads to a shift of the diamagnet response to a low-temperature region, increasing steeply sloping curves $\chi''(T)$ and $\chi'(T)$ in the high-temperature region and decreasing maximum values of χ_m'' and $|\chi_3|$. The derivative $d\chi_m''/dI_{tr}$ is less than $d|\chi_3|/dI_{tr}$ by a factor of 2.5. The mechanisms are considered which may be responsible for the phenomenon observed.