

УДК 538.945

## Изучение вихревой структуры поликристаллических $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -соединений с помощью дифференциальной магнитной восприимчивости

В.В. Славкин, Э.А. Тищенко

*Выполнены измерения синфазной и квадратурной составляющих первой гармоники ЭДС-сигнала отклика поликристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в постоянном магнитном поле. Обнаружено отсутствие эффекта пиннинга вихрей Джозефсона в слабосвязанной среде в магнитных полях меньше  $H_{c2j}$ , где  $H_{c2j}$  – величина верхнего критического поля джозефсоновских слабых связей. Определенная начальная кривая намагниченности позволила описать нелинейную часть намагниченности, обусловленную слабыми связями керамики.*

PACS: 74.25.Op

*Ключевые слова:* джозефсоновские и абрикосовские вихри, гранулированный сверхпроводник, смешанное состояние, критические поля, диамагнитный отклик.

### Введение

Многообразие магнитных свойств поликристаллических (керамических) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в значительной степени обусловлено наличием в них гранулярной и слабосвязанной структуры, в которой сочетаются физические особенности джозефсоновской среды и магнитные свойства сверхпроводников второго рода. Это обстоятельство обуславливает их сложное поведение в магнитных полях и разнообразие магнитных характеристик. Исследование эффектов, связанных с проникновением магнитного потока в гранулярные ВТСП, представляет огромный интерес не только в физике ВТСП, но и в практическом применении [1–10].

Для описания магнитных свойств гранулярных ВТСП используются концепция критического состояния [11], модель крипа магнитного потока [12], модель сверхпроводящего стекла [13, 14], модель гипервихрей [15] и др. К сожалению, эти существенно различающиеся модели недостаточно адекватно описывают экспериментальные данные. Пока нет полной ясности относительно процессов перестройки микроскопической

картины и пиннинга вихрей при изменении внешнего магнитного поля.

Целью настоящей работы является изучение с помощью дифференциальной магнитной восприимчивости динамики проникновения и захвата магнитного потока в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -образцах в диапазоне постоянных магнитных полей  $0 \leq H \leq 2,2$  кЭ, охватывающем область полей  $H_{c1j}$ ,  $H_{c2j}$  и  $H_{c1g}$ .

### Образцы и методика эксперимента

Исследуемые поликристаллические образцы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ( $\text{YBaCuO}$ ) были приготовлены по обычной технологии твердофазного синтеза и имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c = 91$ – $92$  К.

В работе использовался компенсационный двухкатушечный метод измерения магнитной восприимчивости. Величина ЭДС-сигнала отклика  $\varepsilon(t)$  определяется изменением намагниченности сверхпроводника  $M$  [16, 17]:

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 N S \frac{dM}{dt}. \quad (1)$$

Здесь  $M = \frac{1}{V} \int_V \vec{M} d\vec{S} dz$  – намагниченность образца;  $\vec{S}$  –

ориентированное сечение образца;  $\vec{M}$  – вектор намагниченности образца в сечении  $\vec{S}$ ;  $N$  – число витков приемной катушки;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная;  $z$  – координата в направлении  $\vec{S}$ ;  $V$  – объем образца.

Величина амплитуды модуляции поля  $h$  была равна 0,005 Э, а частота модуляции – 2 кГц. В этом случае синфазная часть ЭДС первой гармоники сигнала отклика образца была пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости [10]:

---

Славкин Владимир Владимирович, доцент.

Саранский кооперативный институт (филиал) Российского университета кооперации. Россия, 430027, г. Саранск, ул. Транспортная, 17. Тел.: (8-342) 32-43-64. E-mail: SlavkinVV@mail.ru

Тищенко Эдуард Афанасьевич, ведущий научный сотрудник.

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН. Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2. Тел.: (8499) 137-28-06. E-mail: tishchenko@kapitza.ras.ru

---

Статья поступила в редакцию 20 января 2014 г.

© Славкин В.В., Тищенко Э.А., 2014

$$\varepsilon_1'(t) \approx \mu_0 N S \omega h \chi_d(H_-) \sin(\omega t). \quad (2)$$

Здесь  $\omega$  – частота переменного магнитного поля,  $\chi_d(H_-)$  – дифференциальная магнитная восприимчивость образца в поле  $H_-$ , т.е.  $\chi_d(H_-) = (dM / dH_-)$ . Выделение сигналов  $\varepsilon_1'$  и  $\varepsilon_1''$  осуществлялось методом синфазного детектирования с помощью усилителя-преобразователя УПИ-2. Зависимости  $\varepsilon_1(H_-)$ ,  $\varepsilon_1'(H_-)$  и  $\varepsilon_1''(H_-)$  исследовались при  $T = 77$  К. Образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры жидкого азота, после чего включалось постоянное магнитное поле. Магнитное поле изменялось от нуля до  $+H_{max}$ , уменьшалось до значения  $-H_{max}$  и вновь увеличивалось. Магнитное поле Земли компенсировалось с помощью катушек Гельмгольца.

### Результаты измерения дифференциальной магнитной восприимчивости поликристаллических YBaCuO-образцов

Полученные результаты представлены на рис. 1. Для сравнения зависимостей  $\varepsilon_1(H_-)$  и  $\varepsilon_1'(H_-)$  были исследованы и абсолютные величины ЭДС первой гармоники сигнала отклика образцов YBaCuO. Анализ полученных данных показал:

1) необратимое поведение зависимостей  $\varepsilon_1(H_-)$ ,  $\varepsilon_1'(H_-)$  и  $\varepsilon_1''(H_-)$  наблюдается лишь в том случае, если максимально приложенное постоянное магнитное поле  $H_{max}$  превышает некоторое значение  $H_{irr}$ , которое совпадает с положением максимума на зависимости  $\varepsilon_1''(H_-)$ . При  $H_{max} < H_{irr}$  необратимости не наблюдается. Значение этого поля различно для разных образцов;

2) величина мнимой части  $\varepsilon_1''$  в среднем на порядок меньше соответствующей действительной части  $\varepsilon_1'$ ;

3) величина необратимости зависимостей  $\varepsilon_1(H_-)$ ,  $\varepsilon_1'(H_-)$  и  $\varepsilon_1''(H_-)$  зависит от значения  $H_{max}$ , до которого проводится циклирование;

4) характер полевого поведения и в постоянном магнитном поле практически одинаков. На всех образцах YBaCuO были получены качественно аналогичные результаты, при этом основная часть данных, приведенных в настоящей статье, относится к образцу № 1.

### Обсуждение результатов

Учитывая данные по дифференциальной магнитной восприимчивости образцов YBaCuO и результаты теоретических работ [18–20], для описания дифференциальной магнитной восприимчивости  $\chi_d^{in}(H_-)$  использовали выражение:

$$\chi_d^{in}(H_-) = A + \frac{B}{\operatorname{ch} \alpha \left( \frac{H_-}{H^*} \right)}. \quad (3)$$

Здесь  $A$ ,  $B$ ,  $\alpha$  и  $H^*$  – параметры, характеризующие образец. Из уравнения (3) была определена зависимость начальной намагниченности образцов от постоянного магнитного поля  $M_{in}(H_-)$ :

$$M_{in}(H_-) = AH_- + M_0 \operatorname{th} \left( \frac{H_-}{H^*} \right), \quad (4)$$

где  $M_0 = BH^*$ .

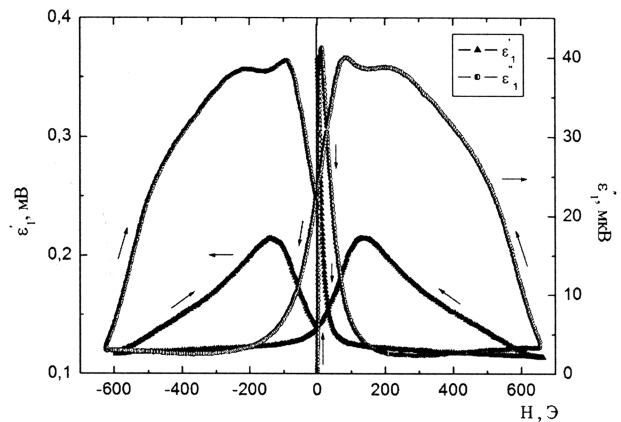


Рис. 1. Зависимость синфазной  $\varepsilon_1'$  и квадратурной  $\varepsilon_1''$  составляющих первой гармоники сигнала отклика образца № 1 от величины постоянного магнитного поля для  $h = 0,005$  Э и  $T = 77$  К.

Будем рассматривать поликристаллические образцы YBaCuO в виде набора сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями. При  $H_- > H_{c1J}$  магнитное поле проникает в межгранульную область по распределенным джозефсоновским переходам в виде вихрей. Критический ток  $i_c$  джозефсоновских контактов падает с ростом магнитного поля по закону  $i_c \sim 1/H$  [21]. Это приводит к резкому уменьшению диамагнитного отклика слабых связей в постоянном магнитном поле  $H \sim 30$  Э (рис. 1). Движение вихрей в образце приводит к диссипации в джозефсоновской среде и ведет к росту величины мнимой части  $\varepsilon_1''$ . При  $H_- = H_{irr}$  значение  $\varepsilon_1''$  достигает максимальной величины (рис. 1). Допустим, что  $H_{irr} = H_p$ , где  $H_p$  – величина магнитного поля, при котором фронт поля достиг центра образца, тогда  $\mu_0 H_p = \Phi_0 n$ . Из полученных данных определяем, что  $H_p = 18,5$  Э, затем получаем –  $N = 2,9 \cdot 10^8$ . Среднее расстояние между джозефсоновскими вихрями  $a \approx 1/\sqrt{n}$ , т.е. получаем  $a \approx$

1 мкм. Радиус вихря  $r_v = R/\sqrt{N} \approx 0,6$  мкм, т.е. диаметр вихря равен 1,2 мкм. Типичное значение  $\lambda_J$  для керамики YBaCuO порядка 1 мкм, следовательно, тогда джозефсоновский вихрь имеет размер 2 мкм, что согласуется с оценкой размера вихря, полученной из эксперимента.

Итак, при  $H_{irr} = H_p$  выполняется условие  $a \approx \lambda_J$ . Поэтому вихревая решетка представляет собой систему плотно сжатых протяженных цепочек джозефсоновских вихрей. В керамике YBaCuO существует разнообразие типов слабых связей [22]. При этом один из них образует протяженные джозефсоновские контакты, которые оказывают основное влияние на процесс проникновения вихрей Джозефсона в межгранулярную среду.

Результаты работы показывают на отсутствие пиннинга вихрей на слабых связях образцов YBaCuO при  $H_- < H_{irr} \sim 20$  Э.

В работах [23, 24] получена величина верхнего критического поля джозефсоновских слабых связей  $H_{c2J}$ ,

которая составляет приблизительно 23–35 Э при  $T = 77$  К. Это значение согласуется с величиной  $H_{irr}$  настоящей работы. Поэтому можно полагать  $H_{irr} = H_{c2j}$ . В непрерывной цепи джозефсоновских вихрей при увеличении внешнего магнитного поля ( $H_- \geq H_{c2j}$ ) возникает слабое звено, связанное с критическим током джозефсоновского контакта, критический ток которого меньше тока, возбуждаемого внешним магнитным полем. В магнитных полях  $H_- > H_{c2j}$  происходит разрыв непрерывной цепи джозефсоновских вихрей, и слабые связи между гранулами начинают переходить в резистивное состояние, вследствие чего на зависимостях  $\varepsilon_1(H_-)$ ,  $\varepsilon'_1(H_-)$  и  $\varepsilon''_1(H_-)$  наблюдается необратимость (рис. 1). В полях  $H_- = 30\text{--}100$  Э основная часть джозефсоновских связей уже не переносит сверхпроводящего тока. При уменьшении постоянного магнитного поля ( $H_{max} > H_{c2j}$ ) в образце остается магнитный поток, обусловленный замкнутыми токовыми петлями в сетке слабых связей. В этом случае необратимость намагниченности полностью обусловлена диссипативными процессами, протекающими в джозефсоновской среде.

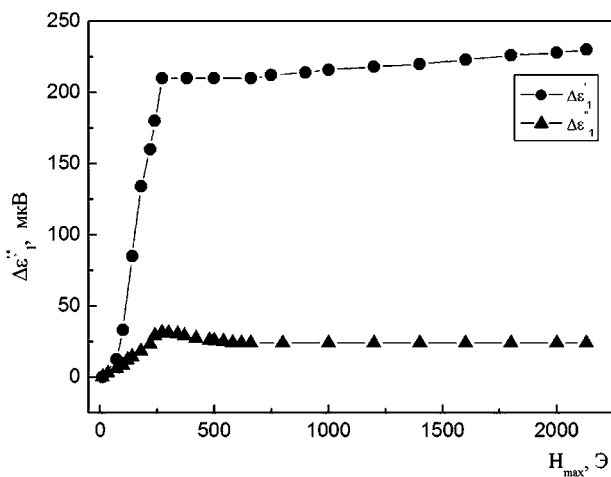


Рис. 2. Зависимость величин  $\Delta\varepsilon'_1$  и  $\Delta\varepsilon''_1$  от максимального значения напряженности постоянного магнитного поля  $H_{max}$  за цикл при  $H_- = 0$ .

На рис. 2 представлена величина необратимости  $\Delta\varepsilon'_1$  и  $\Delta\varepsilon''_1$  от  $H_{max}$  за цикл при  $H_- = 0$ . В области магнитных полей ( $100 \text{ Э} \leq H_- \leq 250 \text{ Э}$ ) наблюдается резкое увеличение значений  $\Delta\varepsilon'_1$  и  $\Delta\varepsilon''_1$ . В этих магнитных полях поле проникает в гранулы керамики. Процесс проникновения магнитного поля внутрь гранул керамики сопровождается диссипацией и захватом магнитного потока в виде вихрей Абрикосова. Величина необратимости  $\Delta\varepsilon'_1$  в основном обусловлена захватом магнитного потока в гранулах, а величина  $\Delta\varepsilon''_1$  является следствием релаксации магнитного момента гранул и диссипацией в них. Постоянное магнитное поле  $H_- \approx 100$  Э соответствует значению критического поля сверхпроводящих гранул ( $H_{c1g}$ ) образцов YBaCuO. Интервал магнитного поля, где происходит резкое увеличение величины  $\Delta\varepsilon'_1$  и  $\Delta\varepsilon''_1$ , зависит от анизотропии нижних критических полей гранул поликристаллов YBaCuO

[25]. При  $H_- \approx H_{c1g}$  начинается процесс проникновения абрикосовских вихрей в сверхпроводящие гранулы. Это приводит к перераспределению магнитного потока между гранулами и межгранулярной областью и сопровождается увеличением диссипации. При этом наблюдается максимум на зависимости  $\Delta\varepsilon''_1(H_{max})$  (рис. 2). При  $H_- > 250$  Э значения  $\Delta\varepsilon'_1$  и  $\Delta\varepsilon''_1$  практически не зависят от  $H_{max}$ . В уменьшающемся магнитном поле после достижения значения  $H = H_{max} > H_{c1g}$  в образце YBaCuO остается магнитный поток, связанный замкнутыми токовыми петлями в слабосвязанной межгранулярной среде и захваченный в гранулах благодаря пиннингу на внутригранулярных дефектах в виде вихрей Абрикосова. Максимум на зависимостях  $\varepsilon_1(H_-)$  и  $\varepsilon'_1(H_-)$  соответствует максимальному захвату магнитного потока образцом. При уменьшении магнитного поля ( $H_{max} > H_{c1g}$ ) на зависимости  $\varepsilon''_1(H_-)$  наблюдается минимум (рис. 1). Согласно работам [26–28] при проникновении абрикосовских вихрей в гранулы индуцированный магнитным полем поверхностный ток в гранулах будет определяться обратимой мейснеровской компонентой и компонентой поверхностного тока, обусловленной градиентом плотности абрикосовских вихрей. С изменением направления магнитного поля необратимая составляющая поверхностного тока в гранулах изменяет свое направление. Следовательно, величина поверхностного тока уменьшается, что приводит к уменьшению потерь.

Линейная часть в выражении (4) для начальной намагниченности отвечает за мейснеровское состояние гранул. Второй член в выражении (4) отвечает за величину намагниченности межгранулярной среды. С учетом вышесказанного имеем следующую зависимость намагниченности слабосвязанной среды от величины постоянного магнитного поля:

$$M_{in}(H_-) = -M_0 \operatorname{th}\left(\frac{H_-}{H^*}\right). \quad (5)$$

Кроме зависимости (4) начальную кривую намагниченности изучаемых образцов аппроксимировали и другими функциональными зависимостями. Но они хуже описывали полевое поведение высших гармоник намагниченности.

Для ЭДС-сигнала отклика сверхпроводника имеем то, что действительная часть амплитуды  $m$ -ой гармоники равна [10]:

$$\varepsilon'_m(H_-, h) = m\mu_0\omega NS \times \left\{ 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+m)!} \left(\frac{h}{2}\right)^{2n+m} M^{(2n+m)}(H_-) \right\}. \quad (6)$$

Используя формулу (6), для действительной части амплитуды первой гармоники на случай малых амплитуд модуляции постоянного магнитного поля (2) и с учетом определенной зависимости намагниченности образца от магнитного поля (4) и (5) имеем следующее выражение:

$$\varepsilon'_1(H_-, h) = -\mu_0\omega NS h \times \left( A + \frac{M_0}{H^*} \frac{1}{\operatorname{ch}^2(H_-/H^*)} \right). \quad (7)$$

Учитывая сумму первых семи членов ряда в формуле (6), получаем выражение для первой гармоники сигнала отклика. Аналогичным образом из (6) получаем выражения для расчета высших гармоник сигнала отклика образца. На рис. 3 представлена теоретическая кривая  $\varepsilon_3'(H_-, h)$  и экспериментальная зависимость величины третьей гармоники намагниченности образца № 1 от значения постоянного магнитного поля при амплитуде модуляции поля  $h = 11$  Э. Анализ экспериментальных зависимостей  $\varepsilon_n(H_-, h)$  позволяет более точно определить аналитический вид функции  $M_{in}(H_-)$ .

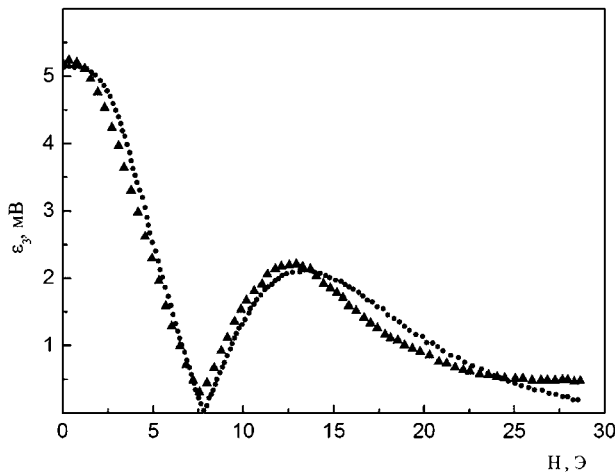


Рис. 3. Зависимость модуля третьей гармоники от величины постоянного магнитного поля при  $h = 11$  Э (образец № 1;  $\blacktriangle$  — экспериментальные данные;  $\bullet$  — теоретическая зависимость).

### Заключение

Исследование синфазной и квадратурной составляющих первой гармоники ЭДС-сигнала отклика поликристаллических образцов YBaCuO является эффективным методом изучения динамики проникновения и захвата магнитного поля в межгранулярную область и сверхпроводящие гранулы. Полученные данные указывают на отсутствие эффекта пиннинга джозефсоновских вихрей в системе слабых связей в магнитных полях до  $H_{c2r}$ . Величина  $H_{c2r}$  совпадает с полевым положением максимума на зависимости  $\varepsilon_1''(H)$ . Это объясняется завершением процесса проникновения магнитного поля в область слабых связей. Полученная зависимость  $M_{in}(H)$  позволила описать нелинейную часть намагниченности изучаемых

образцов. Это дает возможность более строгой проверки применимости используемой модели для исследования физических процессов, происходящих в слабосвязанной среде при воздействии на них переменных и постоянных магнитных полей. В работе также определены критические параметры  $H_p$ ,  $H_{c2j}$  и  $H_{c1g}$ .

### Литература

- Blatter G., Feigel'man M.V., Feshkenbein V.B., et al. // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125.
- Милошенко В.Е., Шушлебин И.М., Калядин О.В. // ФТТ. 2006. Т. 48. С. 403.
- Мейлихов Е.З., Шапиро В.Г. // СФХТ. 1991. Т. 4. С. 1437.
- Игнатьев В.К. // ФНТ. 2000. Т. 26. С. 340.
- Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 11.
- Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 65.
- Краснюк И.Б., Таранец Р.М. // ЖТФ. 2008. Т. 78. С. 83.
- Сухарева Т.В., Финкель В.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. С. 68.
- Волошин И.Ф., Фишер Л.М., Ямпольский В.А. // ФНТ. 2010. Т. 36. С. 50.
- Kuzmichev N.D., Slavkin V.V. // Physica C. 1994. V. 235-240. P. 2875.
- Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31.
- Anderson P.W. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 309.
- Ebner C., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1987. V. 31. P. 165.
- Morgenstern I., Muller K.A., Bednordz J.C. // Physica C. 1988. V. 15. P. 59.
- Сонин Э.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 415.
- Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С., и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. С. 233.
- Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С., и др. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 1374.
- Daumling M., Larbalestier D.C. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. P. 9350.
- Sun J., Scharen M., Bourne, et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 5275.
- Conner L.M., Malozemoff A.P. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 402.
- Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения. — М.: Москва, 1984.
- Деревенко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А. // ФТТ. 2006. Т. 48. С. 1374.
- Ростами Х.Р., Манторов В.В., Омельченко В.И. // ФНТ. 1996. Т. 22. С. 736.
- Сухарева Т.В., Финкель В.А. // ФТТ. 2011. Т. 53. С. 858.
- Мейлихов Е.З., Шапиро В.Г. // СФХТ. 1991. Т. 4. С. 1437.
- Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. // ФНТ. 1992. Т. 18. С. 826.
- D'yachenko A.I. // Physica C. 1993. V. 1-2. P. 167.
- D'yachenko A.I., Stankowski J. // ФНТ. 1996. Т. 22. С. 635.

# Study of the vortex structure of polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ compounds using the differential magnetic susceptibility

V. V. Slavkin<sup>1</sup> and E. A. Tishchenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Saransk Co-operative Institute (branch) of Russian University of Co-operation  
17 Transportnaya str., Saransk, 430027, Russia,  
E-mail: SlavkinVV@mail.ru

<sup>2</sup>P.L. Kapitza-Institute for Physical Problems of RAS  
2 Kosigin str., Moscow, 119334, Russia,  
E-mail: tishchenko@kapitza.ras.ru

Received January 20, 2014

*There have been experimental studies in-phase and quadrature components of the first harmonic response of polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  in constant magnetic field. The absence of pinning effect of Josephson vortices in a loosely coupled environment in magnetic fields less  $H_{c2j}$  where  $H_{c2j}$  is the value of the upper critical field of Josephson weak links is observed. Some initial curve of magnetization allowed to describe non-linear part of the magnetization due to weak ties of ceramics.*

PACS: 74.25.Op

**Keywords:** Josephson's and Abrikosov's vortices, granular superconductor, mixed state, critical fields, diamagnetic response.

## References

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Feshchenbein, et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
2. V. E. Miloshenko, I. M. Shulebin, and O. V. Kolyadin, Phys. Solid State **48**, 403 (2006).
3. E. Z. Meilikhov and V. G. Shapiro, Sverkhprovodimost': Fizika, Khimiya, Tekhnika **4**, 1437 (1991).
4. V. K. Ignat'ev, Low Temperature Physics **26**, 340 (2000).
5. N. D. Kuz'michev and V. V. Slavkin, Tech. Phys. Lett. **18**, 11 (1992).
6. A. I. Golovashkin, N. D. Kuz'michev, and V. V. Slavkin, Tech. Phys. **78**, 65 (2008).
7. I. B. Krasnyuk and R. M. Taranets, Tech. Phys. **78**, 83 (2008).
8. T. V. Sukhareva and V. A. Finkel', Tech. Phys. **80**, 68 (2010).
9. I. F. Voloshin, L. M. Fisher, and B. A. Yampolsky, Low Temperature Physics **36**, 50 (2010).
10. N. D. Kuz'michev, and V. V. Slavkin, Physica C. **235-240**, 2875 (1994).
11. C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
12. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
13. C. Ebner and D. Stroud, Phys. Rev. B. **31**, 165 (1987).
14. I. Morgenstern, K. A. Muller, and J. C. Bednordz, Physica C. **15**, 59 (1988).
15. E. V. Sonin, Tech. Phys. Lett. **47**, 415 (1988).
16. A. I. Golovashlin, N. D. Kuz'michev, I. S. Levchenko, et al., Phys. Solid State **31**, 233 (1989).
17. A. I. Golovashlin, N. D. Kuz'michev, I. S. Levchenko, et al., Phys. Solid State **32**, 1374 (1990).
18. M. Daumling and D. C. Larbalestier, Phys. Rev. B. **40**, 9350 (1989).
19. J. Sun, M. Scharen, et al., Phys. Rev. B. **44**, 5275 (1991).
20. L. M. Conner and A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B. **43**, 402 (1991).
21. A. Barone and J. Paterno, *Physics and Application of the Josephson Effect* (Wiley, New York, 1982; Mir, Moscow, 1984).
22. V. V. Derevenko, T. V. Sukhareva, and V. A. Finkel', Phys. Solid State **48**, 1374 (2006).
23. Kh. R. Ristami, V. V. Mantorov, and V. P. Omel'chenko, Low Temperature Physics **22**, 736 (1996).
24. T. V. Sukhareva and V. A. Finkel', Phys. Solid State **53**, 858 (2011).
25. E. Z. Meilikhov and V. G. Shapiro, Sverkhprovodimost': Fizika, Khimiya, Tekhnika **4**, 1437 (1991).
26. A. I. D'yachenko and Chebanenko, Low Temperature Physics **18**, 826 (1992).
27. A. I. D'yachenko, Physica C. **1-2**, 167 (1993).
28. A. I. D'yachenko and J. Stankowski, Low Temperature Physics **22**, 635 (1996).