

Исследование динамики проникновения и захвата магнитного потока в поликристаллических $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ образцах

В.В. Славкин

*Саранский кооперативный институт (филиал) Российского университета кооперации
ул. Транспортная, 17, г. Саранск, 430027, Россия
E-mail: SlavkinVV@mail.ru*

Э.А. Тищенко

*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, г. Москва, 119334, Россия
E-mail: tishchenko@kapitza.ras.ru*

Статья поступила в редакцию 25 апреля 2013 г., после переработки 19 августа 2013 г.

В постоянном магнитном поле измерены синфазная и квадратурная составляющие первой гармоники сигнала отклика поликристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Синфазная составляющая первой гармоники сигнала отклика образца при амплитуде модуляции поля 0,005 Э пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости. Обнаружено отсутствие эффекта пиннинга вихрей Джозефсона в слабосвязанной среде в магнитных полях, меньших 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. Дана оценка размера джозефсоновского вихря и критических параметров H_p , H_{c2J} и H_{c1g} .

У постійному магнітному полі виміряно синфазну та квадратурну складові першої гармоніки сигналу відгуку полікристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Синфазна складова першої гармоніки сигналу відгуку зразка при амплітуді модуляції поля 0,005 Е пропорційна диференціальній магнітній сприйнятливості. Виявлено відсутність ефекту пінінга вихорів Джозефсона у слабозв'язаному середовищі в магнітних полях, менших за H_{c2J} , де H_{c2J} — величина верхнього критичного поля джозефсонівських слабких зв'язків. Визначена початкова крива намагніченості дозволила описати нелінійну частину намагніченості, яка обумовлена слабкими зв'язками керамики. Дано оцінку розміру джозефсонівського вихору та критичних параметрів H_p , H_{c2J} та H_{c1g} .

PACS: 74.25.Sv Критические токи;
74.25.Wx Вихревой пиннинг;
74.25.Na Магнитные свойства;
74.25.Op Смешанные состояния, критические поля.

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

1. 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].

В поликристаллических ВТСП в слабых полях, меньших первого критического поля самих гранул, наблюдается большое разнообразие необратимых и нелинейных явлений. Причину такой нелинейности связывают со слабыми связями, участвующими в установлении макроскопического когерентного состояния в ВТСП.

В основном при изучении электродинамики гранулярных ВТСП используют модели, учитывающие сосуществование двух взаимосвязанных подсистем: ВТСП гранулы с объемной сверхпроводимостью и слабой (двумерной) джозефсоновской средой. Эти модели можно охарактеризовать с помощью критических параметров: критический ток J_{cJ} , критическая температура T_{cJ} , нижнее и верхнее критические поля H_{c1J} и H_{c2J} , которые меньше внутригранулярных критических параметров J_{cg} , T_{cg} , H_{c1g} и H_{c2g} . Далее в статье нижний индекс J будет означать, что величина характеризует межгранулярную подсистему, а индекс g — характерные гранулы.

Внешнее магнитное поле вначале проникает в межгранулярную среду в виде гипервихрей или джозефсоновских вихрей [11,12], что находит объяснение в теории низкополевой электродинамики джозефсоновской среды [13,14]. В то же время для описания магнитных свойств гранулярных ВТСП используются концепция критического состояния [15], модель крипа магнитного потока [16], модель сверхпроводящего стекла [17,18], модель гипервихрей [11] и др. К сожалению, эти существенно различающиеся модели недостаточно адекватно описывают экспериментальные данные. До сих пор нет полной ясности относительно процессов перестройки микроскопической картины и пиннинга вихрей при изменении внешнего магнитного поля.

Цель настоящей работы — изучение с помощью дифференциальной магнитной восприимчивости процесса проникновения и захвата магнитного потока в поликристаллических $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ образцах в диапазоне магнитных полей $0 \text{ кЭ} \leq H_- \leq 2,2 \text{ кЭ}$, охватывающем область полей H_{c1J} , H_{c2J} и H_{c1g} .

2. Образцы и методика эксперимента

Исследуемые поликристаллические образцы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ($YBaCuO$) были приготовлены по обычной технологии твердофазного синтеза и имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = (91-92) \text{ К}$.

В работе использован компенсационный двухкатушечный метод измерения магнитной восприимчивости [19,20]. Синусоидальный сигнал частотой ω с генератора подавался на входную катушку. Внутри нее были расположены две одинаковые встречно намотанные выходные катушки индуктивности, в одной из которых находился образец. Величина сигнала отклика $\varepsilon(t)$

определяется изменением намагниченности сверхпроводника M [19,20]:

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

Здесь $M = \frac{1}{V} \int \mathbf{M} d\mathbf{S} dz$ — намагниченность образца;

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

В экспериментах по исследованию первой гармоники сигнала отклика поликристаллов $YBaCuO$ в постоянном магнитном поле H_- величина амплитуды модуляции поля h была равна $0,005 \text{ Э}$, а частота модуляции — 2 кГц . В этом случае синфазная часть эдс первой гармоники сигнала отклика образца пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости [10]

$$\varepsilon'_1(t) \approx \mu_0 NS \omega h \chi_d(H_-) \sin(\omega t), \quad (2)$$

ω — частота переменного магнитного поля, $\chi_d(H_-)$ — дифференциальная магнитная восприимчивость образца в поле H_- , т.е. $\chi_d(H_-) = (dM/dH_-)$.

Выделение сигналов ε'_1 и ε''_1 осуществлено методом синфазного детектирования с помощью усилителя-преобразователя УПИ-2.

Зависимости $\varepsilon_1(H_-)$, $\varepsilon'_1(H_-)$ и $\varepsilon''_1(H_-)$ исследованы при $T = 77 \text{ К}$ в среде жидкого азота. Образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры жидкого азота, после чего включалось постоянное магнитное поле. Внешнее постоянное магнитное поле медленно изменялось от нуля до $+H_{\text{max}}$, уменьшалось до значения $-H_{\text{max}}$ и вновь увеличивалось. Магнитное поле Земли компенсировалось с помощью катушек Гельмгольца.

3. Экспериментальные результаты измерения дифференциальной магнитной восприимчивости поликристаллических $YBaCuO$ образцов

На рис. 1 представлены результаты измерений первой гармоники сигнала отклика как функции постоянного магнитного поля для различных максимальных значений внешнего магнитного поля H_{max} . Для сравнения зависимостей $\varepsilon_1(H_-)$ и $\varepsilon'_1(H_-)$ были исследованы и абсолютные величины эдс первой гармоники сигнала отклика образцов $YBaCuO$. Для примера на рис. 1(г) приведена кривая $\varepsilon_1(H_-)$. Анализ полученных данных для образцов $YBaCuO$ в постоянном магнитном поле показал следующее.

1. Необратимое поведение зависимостей $\varepsilon_1(H_-)$, $\varepsilon'_1(H_-)$ и $\varepsilon''_1(H_-)$ наблюдается лишь в том случае, когда максимальное приложенное постоянное магнитное поле H_{max} превышает некоторое значение $H_{\text{ит}}$, которое

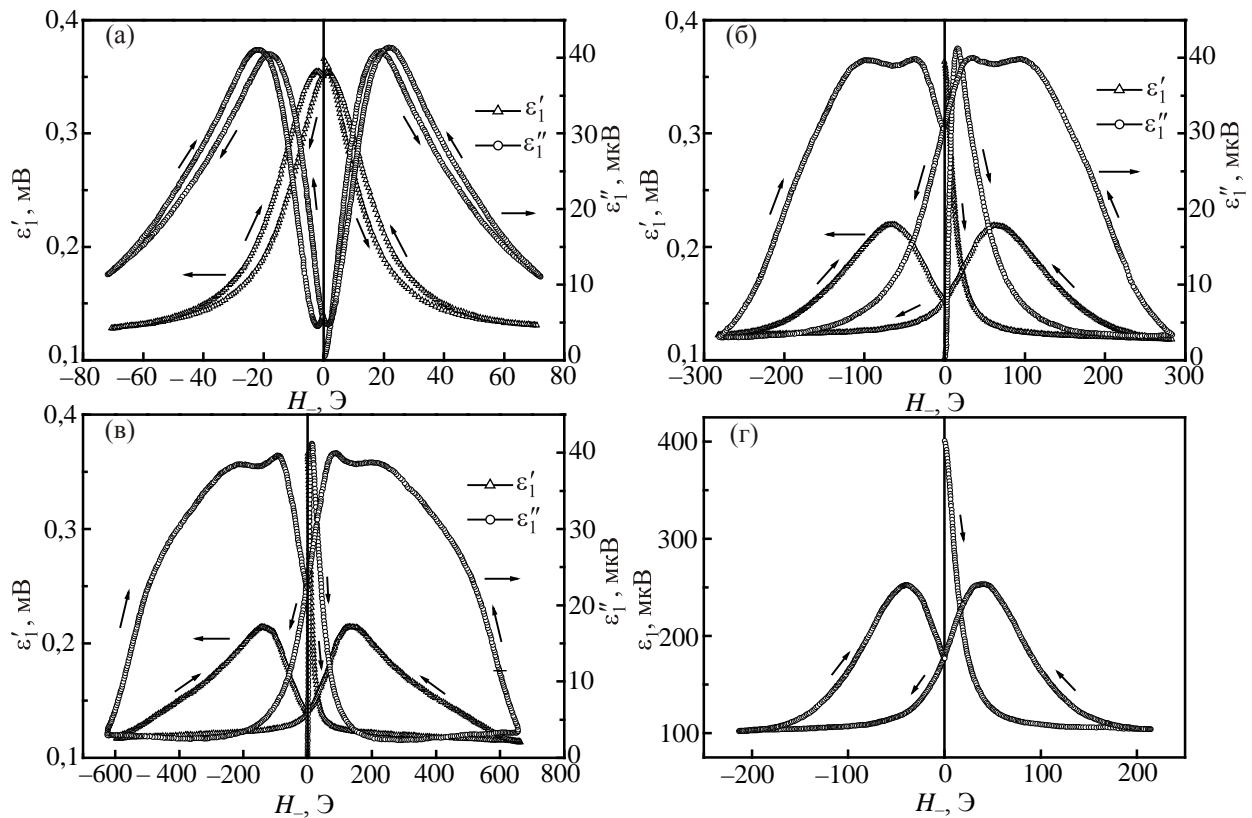


Рис. 1. Зависимость синфазной ε'_1 и квадратурной ε''_1 составляющих первой гармоники сигнала отклика образца № 1 от величины постоянного магнитного поля для $h = 0,005$ Э и $T = 77$ К. На рис. 1(г) — зависимость модуля сигнала отклика ε_1 от постоянного магнитного поля.

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 ε''_1 в среднем на порядок меньше соответствующей действительной части ε'_1 , а в магнитных полях до 10 Э еще меньше.

3. Величина необратимости на зависимостях $\varepsilon_1(H_-)$, $\varepsilon'_1(H_-)$ и $\varepsilon''_1(H_-)$ зависит от максимального значения постоянного магнитного поля H_{max} , до которого проводится циклирование.

4. Плотность образца влияет на величину необратимости, т.е. чем выше плотность, тем значительнее величина необратимости при одних и тех же значениях H_{max} .

5. Характер полевого поведения ε_1 и ε'_1 в постоянном магнитном поле практически одинаков (рис. 1(г)).

При изменении направления постоянного магнитного поля на противоположное наблюдаются симметричные гистерезисные зависимости $\varepsilon_1(H_-)$, $\varepsilon'_1(H_-)$ и $\varepsilon''_1(H_-)$ (рис. 1). Без компенсации магнитного поля Земли симметрия нарушается: происходит смещение на величину поля Земли. На всех образцах $YBaCuO$ были получены качественно аналогичные результаты, при этом основная часть данных, приведенных в настоящей статье, относится к образцу № 1.

4. Обсуждение результатов

Учитывая полученные экспериментальные данные по дифференциальной магнитной восприимчивости образцов $YBaCuO$ и результаты теоретических работ [21–23], для описания дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d^{in}(H_-)$ использовали выражение

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

где A , B , α и H^* — параметры, характеризующие образец. Проводя оптимизацию зависимости (3) по параметрам A , B , α и H^* с полученными данными, определили значения этих параметров для каждого образца (табл. 1). Первый член формулы (3) описывает восприимчивость, связанную с намагниченностью гранул, а второй (нелинейная часть) — с намагниченностью межгранульной области. Из уравнения (3) была определена функциональная зависимость начальной намагниченности образцов от постоянного магнитного поля $M_{in}(H_-)$:

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

где $M_0 = BH^*$.

Таблица 1. Параметры поликристаллических образцов YBaCuO

№ образца	Параметры				H _{итт} , Э	ρ, г/см ³
	A	B	H*, Э	α		
1	0,10	0,305	9,7	1,9	19	4,34
2	0,32	0,35	24,5	1,9	82	3,80
3	0,018	0,15	17	2,3	23	2,81

Рассмотрим поликристаллические образцы YBaCuO в виде набора сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями. Средний размер гранул (кристаллитов) L , значение которых порядка 10 мкм, позволяет считать выполненным условие $L \gg \lambda_L$, где λ_L — лондоновская глубина проникновения поля в гранулы, составляющая величину порядка 10^{-5} см при $T = 77$ К.

При условии $H_- < H_{c1J}$ поле по закону $H_J = H_- \exp(-x/\lambda_J)$, где λ_J — джозефсоновская глубина проникновения, проникает в межгранулярные области, и джозефсоновские вихри не образуются. В настоящее время точной оценки величины H_{c1J} нет (см., например, [24–26]). При $H_- > H_{c1J}$ магнитное поле проникает в межгранулярную область по распределенным джозефсоновским переходам в виде вихрей. Проникающие джозефсоновские вихри за счет энергии взаимодействия притягиваются, образуя протяженные цепочки. Магнитное поле проникает по джозефсоновским переходам от края образца к его центру, пока «фронт» джозефсоновских вихрей не достигнет центра образца. Критический ток i_c джозефсоновских контактов падает с ростом магнитного поля по закону $i_c \sim 1/H$ [27]. Происходит подавление магнитным полем джозефсоновского тока слабых связей между гранулами. 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 ϵ_1'' . При $H_- = H_{итт}$ значение ϵ_1'' достигает максимальной величины (рис. 1). Допустим, $H_{итт} = H_p$, где H_p — величина магнитного поля, при котором фронт поля достиг центра образца, тогда $\mu_0 H_p = \Phi_0 n$. Здесь $n = N/S$ — плотность джозефсоновских вихрей, $S = \pi R^2$ — площадь образца, N — число вихрей, R — радиус образца, $\mu_0 = 1$. По данным определяем: $H_p = 18,5$ Э, получаем $N = 2,9 \cdot 10^8$. Среднее расстояние между джозефсоновскими вихрями $a \approx 1/\sqrt{n}$, получаем $a \approx 1$ мкм. Радиус вихря $r_v = R/\sqrt{N} \approx 0,6$ мкм, т.е. диаметр вихря равен 1,2 мкм. Вихрь вдоль джозефсоновского перехода имеет размер порядка $2\lambda_J$ [28]. Для керамики YBaCuO типичное значение λ_J порядка 1 мкм, тогда джозефсоновский вихрь имеет размер 2 мкм, что согласуется с оценкой размера вихря, полученной из эксперимента. Следовательно, при $H_{итт} = H_p$

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 [29]. При этом один из них образует протяженные джозефсоновские контакты, которые оказывают основное влияние на процесс проникновения вихрей Джозефсона в межгранулярную среду. Экспериментальные результаты работы (рис. 1 и табл. 1) показывают отсутствие пиннинга вихрей на слабых связях образцов YBaCuO при $H_- < H_{итт} \sim 20$ Э.

В работах [30,31] экспериментально получена величина верхнего критического поля джозефсоновских слабых связей H_{c2J} , которая составляет приблизительно 23–35 Э при $T = 77$ Э. Это значение согласуется с величиной $H_{итт}$ настоящей работы. Поэтому можно полагать $H_{итт} = H_{c2J}$. 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 $\epsilon_1(H_-)$, $\epsilon_1'(H_-)$ и $\epsilon_1''(H_-)$ наблюдается необратимость (рис. 1). В полях $H_- \sim 30$ –100 Э основная часть джозефсоновских связей уже не переносит сверхпроводящий ток. При уменьшении постоянного магнитного поля ($H_{max} > H_{c2J}$) в образце остается магнитный поток, обусловленный замкнутыми токовыми петлями в сетке слабых связей. Петля гистерезиса намагниченности наблюдается при $H_- > H_{c2J}$, в противном случае имеем обратимый процесс намагничивания образца. В этом случае необратимость намагниченности полностью обусловлена диссипативными процессами, протекающими в джозефсоновской среде. Причиной возникновения необратимости намагничивания может быть также взаимодействие вихря с краем длинного контакта ($L \gg \lambda_L$) между гранулами, которое приводит к возникновению своеобразного потенциального барьера, который вихрю необходимо преодолеть при входе в контакт (или выходе из него) [27].

На рис. 2 представлена величина необратимости $\Delta\epsilon_1'$ и $\Delta\epsilon_1''$ от максимального значения постоянного магнитного поля H_{max} за цикл при $H_- = 0$. В области магнитных полей $100 \text{ Э} \leq H_- \leq 250 \text{ Э}$ наблюдается резкое увеличение значений $\Delta\epsilon_1'$ и $\Delta\epsilon_1''$. 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 $\Delta\epsilon_1'$ в основном обусловлена захватом магнитного потока в гранулах, а величина $\Delta\epsilon_1''$ — релаксацией магнитного момента гранул и диссипацией в них.

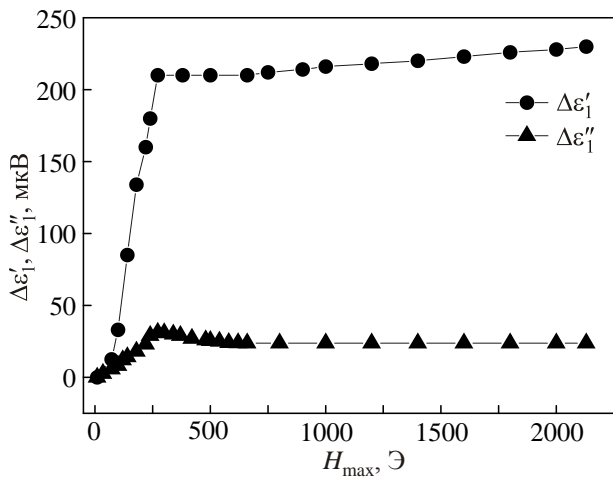


Рис. 2. Зависимость величин $\Delta\varepsilon'_1$ и $\Delta\varepsilon''_1$ от максимального значения напряженности постоянного магнитного поля H_{\max} за цикл при $H_- = 0$.

Постоянное магнитное поле $H_- \approx 100$ Э соответствует значению критического поля сверхпроводящих гранул (H_{c1g}) образцов $YBaCuO$. Интервал магнитных полей, в котором происходит резкое увеличение величин $\Delta\varepsilon'_1$ и $\Delta\varepsilon''_1$, зависит от анизотропии нижних критических полей гранул поликристаллов $YBaCuO$ [3]. 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} , а образец представляет собой систему почти изолированных гранул, намагниченных одинаково.

В уменьшающемся магнитном поле после достижения значения $H_- = H_{\max} > H_{c1g}$ в поликристаллическом образце $YBaCuO$ остается магнитный поток, связанный замкнутыми токовыми петлями в слабосвязанной межгранулярной среде и захваченный в гранулах вследствие пиннинга на внутригранулярных дефектах в виде вихрей Абрикосова. Максимумы на зависимостях $\varepsilon_1(H_-)$ и $\varepsilon'_1(H_-)$ соответствуют максимальному захвату магнитного потока образцом. Полевое положение и величина максимума зависят от H_{\max} , до которого проводится циклирование (рис. 3). При уменьшении магнитного поля ($H_{\max} > H_{c1g}$) на зависимости $\varepsilon''_1(H_-)$ наблюдается минимум, положение которого зависит от значения H_{\max} (рис. 1(б),(в)). Согласно работам [32–34], 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. При изменении направления магнитного поля необратимая составляющая поверхностного

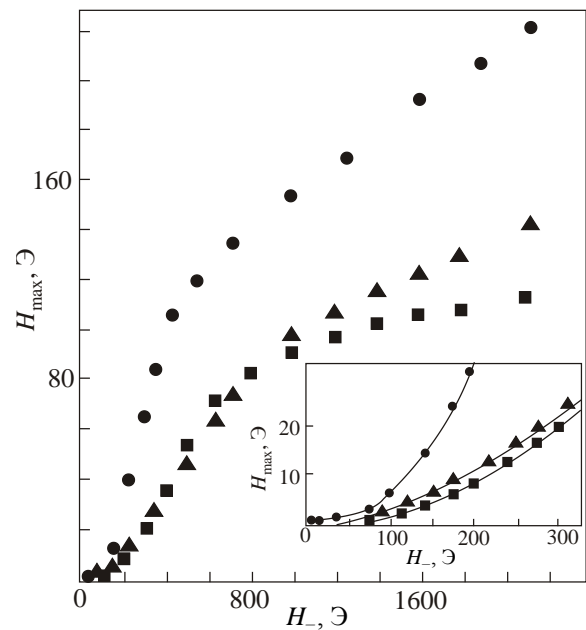


Рис. 3. Зависимость положения максимума на кривой $\varepsilon'_1(H_-)$ от максимального значения постоянного магнитного поля за цикл: (●) — данные для образца № 1; (■) — для образца № 2; (▲) — для образца № 3.

тока в гранулах изменяет свое направление. Следовательно, величина поверхностного тока уменьшается, что приводит к уменьшению потерь. При дальнейшем уменьшении внешнего магнитного поля ($H_- = 30-50$ Э) на кривой $\varepsilon''_1(H_-)$ наблюдается второй максимум (рис. 1(б),(в)). Захваченный гранулами магнитный поток взаимодействует с магнитным полем межгранулярной области, что ведет к увеличению диссипации в системе слабых связей и появлению максимума на зависимости $\varepsilon''_1(H_-)$.

Ширина петли гистерезиса $\Delta M = M^+ - M^-$ при $H_- = 0$ пропорциональна величине захваченного образцом магнитного потока. На рис. 4 представлена за-

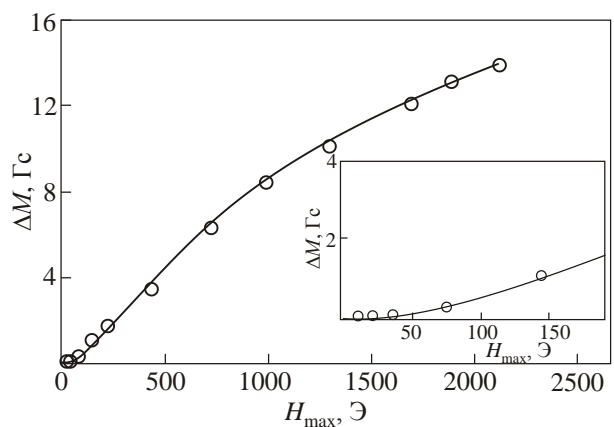


Рис. 4. Зависимость ширины гистерезисной петли намагниченности ΔM от величины максимального постоянного магнитного поля за цикл H_{\max} при $H_- = 0$ для образца № 1.

висимость ширины гистерезисной петли намагниченности ΔM от величины максимального магнитного поля за цикл H_{\max} при $H_- = 0$ для образца № 1. На рис. 4 видно (вставка), что в малых магнитных полях (меньше $H_{\text{ит}}$) захвата магнитного потока сверхпроводником практически не происходит. На рис. 5 приведена типичная петля гистерезиса намагниченности образца № 1.

Выражение (4), полученное для намагниченности из дифференциальной магнитной восприимчивости керамики YBaCuO, учитывает полную намагниченность образца, которая состоит в основном из намагниченности межгранульной среды и отдельных сверхпроводящих гранул. При исследовании влияния внешнего магнитного поля на слабосвязанную среду нужно учитывать фоновый линейный диамагнетизм, связанный с тем, что в магнитных полях, меньших H_{c1g} , магнитный поток выталкивается из гранул, и созданный таким образом магнитный момент прямо пропорционален внешнему магнитному полю. Линейная часть в выражении (4) для начальной намагниченности отвечает за мейсснеровское состояние гранул. Второй член в выражении (4) отвечает за величину намагниченности межгранульной среды. С учетом сказанного выше, имеем следующую зависимость намагниченности слабосвязанной среды от величины постоянного магнитного поля:

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

Для описания намагниченности используют разного вида зависимости $M_{\text{in}}(H_-)$. Они в основном согласуются с экспериментальными данными, но эти зависимости плохо описывают гармоники намагниченности ВТСП. Кроме зависимости (4), начальную кривую намагниченности исследуемых образцов аппроксимиро-

вали и другими функциональными зависимостями, которые удовлетворительно согласовывались с зависимостью $M_{\text{in}}(H_-)$. Однако они хуже описывали полевое поведение высших гармоник намагниченности.

Для сигнала отклика сверхпроводника имеем [10], что действительная часть амплитуды m -й гармоники равна

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

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

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

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. 6 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 $M_{\text{in}}(H_-)$.

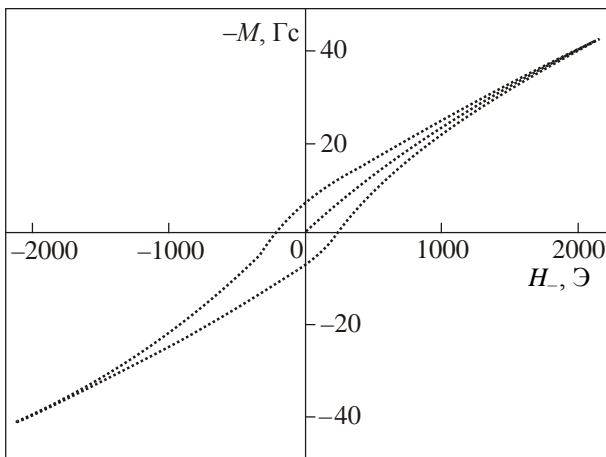


Рис. 5. Петля гистерезиса намагниченности поликристалла YBaCuO при $T = 77$ К и $H_{\max} = 2150$ Э для образца № 1.

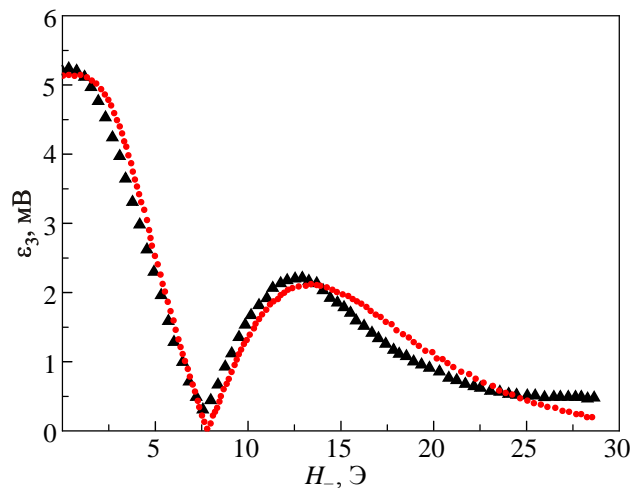


Рис. 6. Зависимость модуля третьей гармоники от величины постоянного магнитного поля при $h = 11$ Э (образец № 1; (▲) — экспериментальные данные; (●) — теоретическая зависимость).

5. Заключение

Исследование синфазной и квадратурной составляющих первой гармоники сигнала отклика поликристаллических образцов YBaCuO — эффективный метод изучения процесса 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_{c2J} . Величина H_{c2J} совпадает с полевым положением максимума на зависимости $\varepsilon_1'(H_-)$. Это объясняется завершением процесса проникновения магнитного поля в область слабых связей. При исследовании зависимостей $\varepsilon_1'(H_-)$ и $\varepsilon_1''(H_-)$ экспериментально обнаружена область обратимой и необратимой намагниченности слабосвязанной среды образцов. Полученная в работе 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} .

- G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Feshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- В.Е. Милошенко, И.М. Шушлебин, О.В. Калядин, *ФТТ* **48**, 403 (2006).
- Е.З. Мейлихов, В.Г. Шапиро, *СФХТ* **4**, 1437 (1991).
- В.К. Игнатъев, И.В. Негинский, *ФНТ* **26**, 340 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 247 (2000)].
- Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, *Письма ЖТФ* **18**, 11 (1992).
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, *ЖТФ* **78**, 65 (2008).
- И.Б. Краснюк, Р.М. Таранец, *ЖТФ* **78**, 83 (2008).
- Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, *ЖТФ* **80**, 68 (2010).
- И.Ф. Волошин, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *ФНТ* **36**, 50 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 39 (2010)].
- N.D. Kuz'michev and V.V. Slavkin, *Physica C* **235–240**, 2875 (1994).
- Э.В. Сонин, *Письма ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
- Л. Солимар, *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*, Мир, Москва (1974).
- О.В. Геращенко, *Письма ЖЭТФ* **86**, 539 (2007).
- С.Л. Гинзбург, *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994).
- C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
- P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
- C. Ebner and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **31**, 165 (1987).
- I. Morgenstern, K.A. Muller, and J.C. Bednordz, *Physica C* **15**, 59 (1988).
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин, *ФТТ* **31**, 233 (1989).
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин, *ФТТ* **32**, 1374 (1990).
- M. Daumling and D.C. Larbalestier, *Phys. Rev. B* **40**, 9350 (1989).
- J. Sun, M. Scharen, L. Bourne, and J. Schrieffer, *Phys. Rev. B* **44**, 5275 (1991).
- L.M. Conner and A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **43**, 402 (1991).
- J.R. Clem, *Physica C* **153–155**, 50 (1988).
- Э.Б. Сонин, А.К. Таганцев, *ЖЭТФ* **95**, 994 (1989).
- Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, *ФТТ* **54**, 427 (2012).
- А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона: физика и применения*, Мир, Москва (1984).
- Ю.М. Ципенюк, *Физические основы сверхпроводимости*, МФТИ, Москва (2003).
- В.В. Деревенко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
- Х.Р. Ростами, В.В. Манторов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **22**, 736 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 565 (1996)].
- Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, *ФТТ* **53**, 858 (2011).
- А.И. Дьяченко, В.В. Чабаненко, *ФНТ* **18**, 826 (1992) [*Low Temp. Phys.* **18**, 581 (1992)].
- A.I. D'yachenko, *Physica C* **1–2**, 167 (1993).
- A.I. D'yachenko and J. Stankowski, *Fiz. Nizk. Temp.* **22**, 635 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 485 (1996)].

The dynamics of penetration and trapping of magnetic flux in polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ specimens

V.V. Slavkin and E.A. Tishchenko

The in-phase and quadrature components of the first harmonic response of polycrystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ are measured in a constant magnetic field. For a small field modulation amplitude of 0.005 Oe the in-phase component of the first harmonic response of the sample, is proportional to the differential magnetic susceptibility. It is found that there is no pinning effect of Josephson vortices in a weakly coupled medium in magnetic fields lower than H_{c2J} where H_{c2J} is the value of the upper critical field of Josephson weak links. Some initial curve of magnetization makes it possible to describe a nonlinear part of the magnetization due to weak bonds of ceramics. The dimension of Josephson vortex and critical parameters H_p , H_{c2J} and H_{c1g} are evaluated.

PACS: 74.25.Sv Critical currents;
74.25.Wx Vortex pinning;
74.25.Ha Magnetic properties;
74.25.Op Mixed states, critical fields.

Keywords: Josephsons and Abrikosovs vortices, the granular superconductor, the mixed states, the dynamics, critical fields, the diamagnetic response.