

УДК 538.945

МАГНИТНО-ПОЛЕВЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАМАГНИЧИВАНИЯ СЛАБЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ ГРАНУЛЯРНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

А. И. Головашкин, Г. И. Кузнецов, Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин

Выполнены экспериментальные исследования синфазной составляющей первой гармоники сигнала отклика, пропорциональной дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d(H)$, в магнитных полях $H \leq 150$ Э и определены температурные зависимости амплитуд гармоник напряжений, пропорциональных амплитудам гармоник намагниченности, поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в слабых магнитных полях. Полученные результаты объяснены на основе модели критического состояния джозефсоновской среды с гипервихрями.

Интерес к магнитным свойствам гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) остается в центре внимания экспериментальных и теоретических исследований [1 – 4]. Это связано с тем, что в настоящее время нет полной ясности в микроскопической картине проникновения магнитного поля в гранулярные ВТСП, которые представляют собой случайную трехмерную сетку джозефсоновских контактов и в малых магнитных полях ($H < 10-30$ Э) имеют необычные свойства [5 – 8]. Для описания этих свойств используют различные модификации модели критического состояния [9], модель сверхпроводящего стекла [10, 11], джозефсоновских петель [5, 12, 13] и др. Упомянутые модели недостаточно адекватно описывают эксперимент. Особенно ярко недостатки моделей проявляются при описании гармоник намагниченности. Наконец, эти исследования важны и для применений сверхпроводников в различных отраслях [14, 15].

Эксперимент. В настоящей работе определялась дифференциальная магнитная восприимчивость поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ($YBCO$) при температуре $T \approx 78 K$, а также исследовались температурные зависимости амплитуд гармоник напряжения сигнала отклика, пропорциональных амплитудам гармоник намагниченности, которые возникают при помещении образцов $YBCO$ в переменное и постоянное магнитные поля.

Поликристаллы $YBCO$ представляли собой цилиндры диаметром 20 (образцы N 1 – 3) и 5 мм (образец N 4) и длиной 2 – 4 мм. Образцы имели различную плотность от 2.8 до 4.6 г/см³. Они были приготовлены по обычной технологии твердофазного синтеза и имели критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91 - 92 K$ с шириной перехода $\Delta T_c \approx 1.5 K$.

В работе использовался 2-х катушечный компенсационный метод измерения намагниченности [6, 7, 16]. Синусоидальный сигнал частотой ω с генератора ГЗ-118 (коэффициент гармоник 0.005%) подавался на входную катушку. Внутри неё были расположены две одинаковые встречно намотанные выходные катушки индуктивности, в одной из которых находился образец. Сигнал отклика с выходных катушек подавался на вход селективного вольтметра. Величина сигнала отклика, т.е. ЭДС, возникающая во вторичных катушках, ϵ описывается выражением:

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

Здесь $M = \frac{1}{S} \int \vec{M} d\vec{S}$ – намагниченность образца; S – сечение образца; N – число витков приемной катушки; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная. В экспериментах по измерению амплитуды первой гармоники сигнала отклика поликристаллов $YBCO$ в постоянном магнитном поле H_0 величина амплитуды модуляции поля h была равна 0.005 Э, а частота модуляции – 2 кГц. При таком значении h величина амплитуд высших гармоник была на уровне шумов, что позволяло их не учитывать. В этом случае синфазная часть ϵ' сигнала отклика (т.е. ЭДС, возникающей во вторичных катушках) для первой гармоники была пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости [17]:

$$\epsilon'_1(t) \approx \mu_0 N S \omega h \chi_d(H_0) \sin(\omega t), \quad (2)$$

где ω – частота переменного поля, $\chi_d(H_0)$ – дифференциальная магнитная восприимчивость образца в поле H_0 . Напряжение первой гармоники сигнала отклика образца

$\epsilon_1 = \{[(\epsilon'_1)^2 + (\epsilon''_1)^2]/2\}^{1/2}$ регистрировалось с помощью селективного вольтметра В6-9. Выделение синфазной ϵ'_1 и квадратурной (смещенной по фазе на $\pi/2$) ϵ''_1 составляющих первой гармоники осуществлялось методом синхронного детектирования усилителем-преобразователем УПИ-2.

Зависимости $\epsilon_1(H_0)$, $\epsilon'_1(H_0)$, $\epsilon''_1(H_0)$ исследовались при $T \approx 78 K$ в среде жидкого азота. Образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры жидкого азота, после чего включалось постоянное магнитное поле. Внешнее постоянное магнитное поле цикла намагничивания медленно изменялось от 0 до $H = \pm H_{max} = 1 - 1000 \text{ Э}$. Во всех случаях переменное, постоянное, либо медленно изменяющиеся поля были параллельны оси образца. Магнитное поле Земли компенсировалось с помощью системы катушек Гельмгольца.

При исследовании температурных зависимостей амплитуд гармоник $U_n(T)$ ($n = 1, 3, 5$) сигнала отклика ϵ (величина U_n пропорциональна амплитудам гармоник намагниченности M_n : $U_n = (1/\sqrt{2})\mu_0 N S n \omega M_n$) система, состоящая из катушек с образцом и платиновым термометром, помещалась в массивную медную "бомбу". Измерения проводились в парах азота в температурном интервале $78 K \leq T \leq 100 K$. Скорость изменения температуры была меньше $0.1 K/\text{мин}$. Измерения проводились в режиме охлаждения в нулевом поле (zero cooled field). Переменное магнитное поле имело частоту $f = 540 \text{ Гц}$ и амплитуду от 0 до 20 Э .

Проведенные исследования зависимостей синфазной ϵ'_1 и квадратурной ϵ''_1 составляющих первой гармоники ϵ_1 от H_0 показали, что при возрастании магнитного поля от 0 до 30 Э наблюдается резкое уменьшение значения ϵ'_1 (рис. 1). Максимальное значение величины ϵ''_1 в среднем в 10 и более раз меньше ϵ'_1 , поэтому в первом приближении можно считать $\epsilon \approx \epsilon_1 \approx \epsilon'_1$. Необратимое поведение (гистерезис) наблюдается лишь в том случае, если максимальное достигнутое поле H_{max} превышает поле необратимости H_{irr} . На рис. 1 это показано для образца N 2. В меньших полях гистерезиса нет.

Температурные зависимости напряжений гармоник для разных значений амплитуд h переменного магнитного поля приведены на рис. 2. Зависимость напряжения третьей гармоники $U_3(T)$ при $h = 1.2 \text{ Э}$ (рис. 2) имеет резко выраженный максимум вблизи T_c . Выше T_c третья и более высокие гармоники практически не наблюдаются. При увеличении значения h величина U_3 растет, при этом максимум на зависимости $U_3(T)$ смещается в сторону низких температур. Дальнейший рост h приводит к подавлению максимума на зависимости $U_3(T)$ и при $h \sim 10 \text{ Э}$ максимум практически не наблюдается. Зависимость напряжения пятой гармоники $U_5(T)$ при $1 \text{ Э} < h < 7 \text{ Э}$ ведет

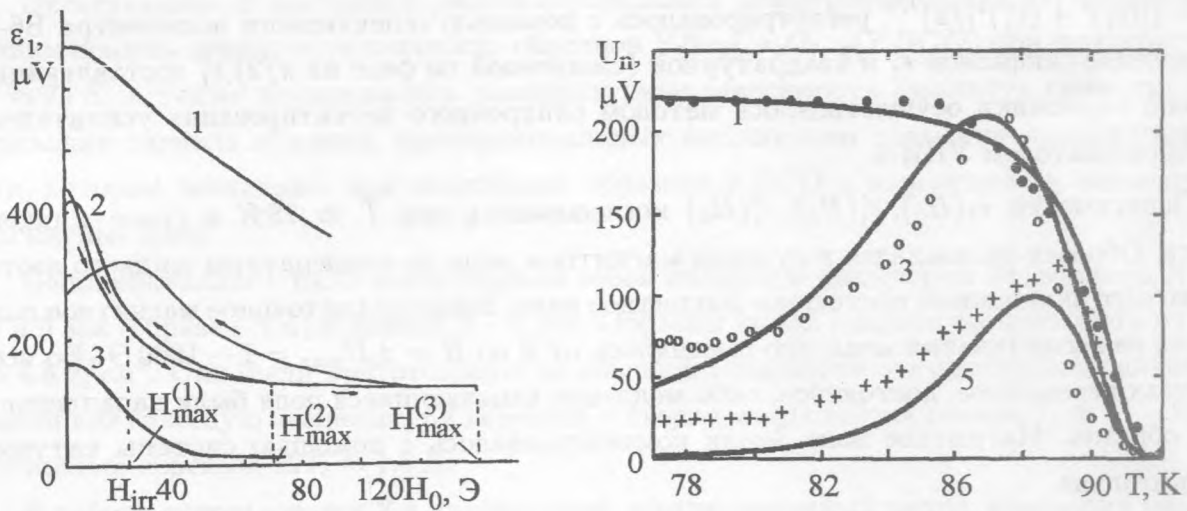


Рис. 1. Зависимости синфазной (действительной) части первой гармоники напряжения ϵ_1' (величина ϵ_1' пропорциональна χ_d) от величины постоянного магнитного поля для трех образцов YBCO (номера образцов указаны на рисунке) для $h = 0.005$ Э и $T \approx 78$ К. Пунктирными линиями указаны максимальные значения полей H_{max} (три значения), до которых проводились измерения ϵ_1' для образца N 2.

Рис. 2. Температурные зависимости напряжений гармоник U_n (величины U_n пропорциональны M_n) поликристаллов YBCO для $h = 1.2$ Э (3-я и 5-я гармоники для образца N 4) и для $h = 0.005$ Э (1-я гармоника для образца N 3). Сплошные линии соответствуют теоретическим зависимостям модели критического состояния джозефсоновской среды с гипервихрями, точки – экспериментальные результаты. Цифрами отмечены номера гармоник.

себя аналогично третьей гармонике (рис. 2). Подробные экспериментальные данные для $U_n(T)$ ($n = 3, 5, 7, 9$) при $1 \text{ Э} < h < 200 \text{ Э}$ приведены в работе [16].

Обсуждение. Опираясь на полученные данные для $\epsilon_1(H_0)$ и результаты работ [7, 13, 17 – 21], для описания начальной кривой дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d^{in}(H)$ можно использовать выражение:

$$-\chi_d^{in}(H) = A + \frac{B}{ch^\alpha(H/H_p)}. \quad (3)$$

Параметры $A, B < 1$, значение α в среднем равно 2, значения H_p и H_{irr} приведены в табл. 1. Первый член формулы (3) описывает восприимчивость, связанную с намагни-

ченностью гранул, а второй (нелинейная часть) – с намагниченностью межгранулярной области.

Т а б л и ц а 1

Номер образца	$H_p, \text{Э}$	$H_{irr}, \text{Э}$
1	24.5	82
2	9.7	19
3	17	23

Нелинейные магнитные свойства поликристаллов при отсутствии гистерезиса наблюдаются в малых полях до $H \sim 20 \text{ Э}$. Для объяснения найденных в работе закономерностей воспользуемся концепцией критического состояния [22, 23]. Оценка размера (диаметра) вихрей показывает, что он превосходит размеры гранул поликристалла, что соответствует модели гипервихрей [24].

Нелинейная часть уравнения (3) является решением уравнения критического состояния [22] с радиальной зависимостью градиента магнитного поля [20, 21]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{H_p}{r \left[2 - \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right]} \quad (4)$$

Здесь R – радиус образца, $H_p \propto j_c$, где j_c – критическая плотность тока.

Магнитное поле проникает в поликристалл $YBCO$ при $H > H_{c1J} \sim 0.001 - 0.1 \text{ Э}$ в виде гипервихрей. Здесь $H_{c1J} \approx \lambda_J \cdot j_{cJ}$, λ_J – джозефсоновская глубина проникновения [20, 25], $j_{cJ} \sim 0.1 - 10 \text{ А/см}^2$ – джозефсоновский критический ток. Гипервихри являются малоподвижными (сильный пиннинг) образованиями [24]. Проникающий в образец магнитный поток, согласно концепции критического состояния, создает экранирующий джозефсоновский макроток, текущий в области проникновения гипервихрей. Уравнение критического состояния для случая бесконечно длинного цилиндра имеет вид [20, 21]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{e\hbar}{2mi} \cdot (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = \frac{e\hbar n_S^J}{mr} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} \quad (5)$$

Здесь $\Psi = \sqrt{n_S^J} \exp(i\theta)$ – параметр порядка когерентного состояния поликристалла (джозефсоновская среда), \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, m – масса электрона, i – мнимая единица, n_S^J – эффективная концентрация носителей сверхтока джозефсоновской среды, r – текущий радиус цилиндрической системы координат,

$\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Правая часть уравнения (5) является плотностью джозефсоновского критического тока. Уравнение (5) справедливо для любых типов слабых связей (как $S-I-S$, так и $S-N-S$, а также и для других типов контактов). В поликристаллах $YBCO$ имеются контакты между гранулами разных типов. С ростом магнитного поля величина θ растет $\sim H$, а плотность критического тока Джозефсона убывает $\sim 1/H$. Поэтому $\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Знак $\partial\theta/\partial\varphi$ определяется направлением вектора \vec{H} .

Уравнение (4), за исключением множителя $1/[2 - r^3/R^3]$, совпадает с уравнением (5). Указанный множитель ведёт к незначительному расхождению кривых намагниченности в начальной области намагничивания и обусловлен эффектом выталкивания экранирующего сверхтока к периферии цилиндрического образца. Уравнение (5) эффекта выталкивания не учитывает. Используя значение $H_p \sim 10 - 20 \text{ Э}$ (см. табл. 1) и формулу для $H_p = (2e\hbar/m)n_S^J$, полученную из уравнения (5), найдем эффективную концентрацию носителей сверхтока n_S^J , создающих экранирующий ток в поликристалле $YBCO$: $n_S^J \sim (2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. По литературным данным концентрация носителей сверхтока в гранулах поликристалла и в монокристалле $YBCO$ на два порядка выше [26]. Величину H_p можно оценить независимо от данных табл. 1, используя выражение Амбегаокара-Баратова для критического джозефсоновского тока в случае $S-I-S$ контактов [25] вблизи T_c , по формуле:

$$H_p(T) = \frac{\Delta^2(T)}{4\pi e \rho_n k T_c} \propto n_s(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta.$$

Здесь $\Delta(T)$ – ширина сверхпроводящей щели в $YBCO$ [25], ρ_n – удельное сопротивление поликристалла. Величина $\beta = 1.5 - 2.5$. Оценки дают значение $H_p \sim 5 - 30 \text{ Э}$, что согласуется с данными табл. 1.

На рис. 2 приведены теоретические кривые, рассчитанные на основе модели критического состояния джозефсоновской среды с гипервихрями, и экспериментальные данные для температурных зависимостей амплитуд гармоник напряжения, пропорциональных гармоникам намагниченности. Как видно из рисунка температурные зависимости $U_n(T)$ хорошо согласуются с моделью критического состояния джозефсоновской среды с гипервихрями [20, 21].

Отсутствие гистерезиса в намагниченности поликристалла $YBCO$ в полях $H < H_{irr} \sim 10 - 30 \text{ Э}$ объясняется в данной модели свойством гипервихрей, в отличие от вихрей Абрикосова, трансформировать свои размеры с изменением магнитного поля (аналогично вихрям Джозефсона [25]). В итоге с ростом магнитного поля их количество

увеличится, и они будут сжиматься, превращаясь в вихри Джозефсона между гранулами и в вихри Абрикосова внутри гранул. Данный процесс сопровождается увеличением экранирующего сверхтока в области проникновения вихрей. Это явление описывается уравнением (5). При достижении некоторого поля $H = H_J$ средний размер гипервихрей становится сравнимым со средним расстоянием между гранулами поликристалла, при этом все гипервихри трансформируются в вихри Джозефсона.

При уменьшении поля от $H_{max} < H_J$ гипервихри будут увеличиваться в размерах и, выходя из образца, уменьшаться в количестве, что сопровождается затуханием экранирующего сверхтока. Это явление также будет описываться уравнением (5). Таким образом, процессы намагничивания образца при росте и уменьшении внешнего поля H будут обратимыми для $H < H_J$ (отсутствие гистерезиса намагниченности). Если уменьшать поле от $H_{max} > H_J$, то будет наблюдаться гистерезис. Это связано с тем, что для преобразования вихря Джозефсона в гипервихрь первому необходимо преодолеть потенциальный барьер, аналогичный краевому. В гранулах останутся запиннигованные вихри Абрикосова. В результате в образце останется “замороженный” магнитный поток, приводящий к гистерезису. Таким образом, поле H_J является полем необратимости H_{irr} , т.е. $H_{irr} = H_J$. В полях $H > 30 - 100$ Э при $T = 78$ К для поликристаллов $YBCO$, кроме вихрей Джозефсона между гранулами, в гранулах поликристалла вблизи острых краев образуются вихри Абрикосова.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 04-02-16455) и Минобрнауки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Хирный В. Ф., Козловский А. А. УФН, **174**, 3 (2004).
- [2] Гинзбург С. Л., Савицкая Н. Н. ЖЭТФ, **117**, 227 (2000).
- [3] Аржавитин В. М., Ефимова Н. Н и др. ФТТ, **42**, 1361 (2000).
- [4] Зеликман М. А. ФТТ, **42**, 1768 (2000).
- [5] Jeffries C. D., Lam Q. H., et al. Phys. Rev., **В 37**, 9840 (1988).
- [6] Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Левченко И. С. и др. ФТТ, **31**, 4, 233 (1989).
- [7] Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Левченко И. С. и др. ФТТ, **32**, 1374 (1990).
- [8] Ростами Х. Р., Суханов А. А., Манторов В. В. ФНТ, **22**, 58 (1996).
- [9] Bean C. P. Phys. Rev. Lett., **8**, 250 (1962).
- [10] Ebner C. and Stroud D. Phys. Rev., **В 31**, 168 (1985).

- [11] Clem J. R. *Physica C*, **153-155**, 50 (1988).
- [12] Кузьмичев Н. Д. *Письма в ЖТФ*, **17**, 56 (1991).
- [13] Jeffries C. D., Lam Q. H., et al. *Phys. Rev.*, **B 39**, 11, 526 (1989).
- [14] Кузьмичев Н. Д., Славкин В. В., Васютин М. А. и др. Патент N 1827653 (1993).
- [15] Chaloupka H., Hein M., and Muller G. *SPIE*, **2156**, 36 (1994).
- [16] Кузьмичев Н. Д., Славкин В. В. Деп. в ВИНТИ, N 4832-B91 (1991).
- [17] Кузьмичев Н. Д. *ЖТФ*, **64**, 63 (1994).
- [18] Sonner L. W. and Malozemoff A. P. *Phys. Rev.*, **B 43**, 402 (1991).
- [19] Fisher M. P. A. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 2, 1415 (1989).
- [20] Кузьмичев Н. Д. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 291 (2001).
- [21] Кузьмичев Н. Д. *ФТТ*, **43**, 1934 (2001).
- [22] Bean C. P. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 31 (1964).
- [23] Anderson P. W. and Kim Y. B. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 39 (1964).
- [24] Сонин Э. Б. *Письма в ЖЭТФ*, **47**, 415 (1988).
- [25] Солимар Л. *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*. М., Мир, 1974.
- [26] Головашкин А. И. *Краткие сообщения по физике, специальный выпуск* (1991).

Поступила в редакцию 30 марта 2005 г.