

## Установка для исследования нелинейных магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников с помощью гармоник немагнитности

© В.В. Славкин,<sup>1</sup> Э.А. Тищенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Саранский кооперативный институт (филиал) Российского университета кооперации, 430027 Саранск, Россия

<sup>2</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия  
e-mail: SlavkinVV@mail.ru

(Поступило в Редакцию 27 декабря 2011 г.)

Установка для измерения синфазной и квадратурной составляющих высших гармоник эдс сигнала отклика высокотемпературного сверхпроводника позволяет исследовать нелинейные магнитные свойства сверхпроводников в переменных магнитных полях до 1 кОе и в постоянных магнитных полях до 10 Т в интервале температур 5–300 К. На данной установке выполнены измерения температурных зависимостей модуля, действительной и мнимой компонент первой, третьей гармоник намагнитности текстурированных поликристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в температурной области 77–220 К при разных значениях переменного и постоянного магнитных полей. Анализ полученных данных позволил определить наличие различных динамических режимов магнитного потока в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , доминирующих в разных температурных областях. Обнаружено, что нелинейность намагнитности  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (появление высших гармоник) наблюдается вплоть до температур  $T = 103–112$  К, значительно превосходящих температуру перехода в сверхпроводящее состояние этого соединения. Наблюдаемая особенность намагнитности  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  связывается с возникновением в этом соединении псевдощелевого состояния.

### Введение

Магнитные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) широко изучаются с целью понять механизмы, ответственные за проникновение в них магнитного потока, и расширить практическое применение этих материалов.

В керамических (гранулярных) ВТСП в слабых полях, в полях меньше первого критического поля самих гранул, интенсивно изучается большой класс необратимых и нелинейных явлений. Причину такой нелинейности связывают со слабыми связями, участвующими в установлении макроскопического когерентного состояния в ВТСП. Поэтому непосредственное изучение нелинейности отклика имеет важное значение для ясного понимания картины процессов, происходящих в слабой (джозефсоновской) среде при воздействии на них переменных и постоянных магнитных полей. Для описания этих свойств используют модель критического состояния [1], модель крипа магнитного потока [2], модель сверхпроводящего стекла [3,4], модель гипервихрей [5] и др. К сожалению, эти существенно различающиеся модели недостаточно адекватно описывают экспериментальные данные. Особенно ярко недостатки моделей проявляются при описании динамики магнитного потока в ВТСП и гармоник намагнитности.

В экспериментах по диамагнитному отклику ВТСП в основном измеряют температурную зависимость синфазной  $\chi'_1(T)$  (действительной) и квадратурной  $\chi''_1(T)$  (мнимой) частей восприимчивости образца при различ-

ных значениях переменного и постоянного магнитных полей. При исследовании влияния на магнитный отклик ВТСП термоактивированных процессов используют метод, основанный на комбинированном анализе зависимостей  $\chi'_1(T)$ ,  $\chi''_1(T)$ ,  $\chi'_3(T)$ ,  $\chi''_3(T)$ , позволяющий определить различные режимы вихревой динамики, доминирующие в различных температурных областях [6–8]. Измерение третьей гармоники квадратурного сигнала  $\chi''_3(T)$  связано с большей ее чувствительностью к особенностям гистерезисной петли при перемагничивании образца и динамическим режимам потока, управляющим магнитным откликом образца. Несмотря на все это, физическая интерпретация третьей гармоники магнитной восприимчивости остается предметом дискуссии. Сильные различия вида кривых  $\chi'_3(T)$  и  $\chi''_3(T)$ , измеренных во внешнем магнитном поле, также требуют объяснения. Детальное сравнение экспериментальных результатов  $\chi'_3(T)$ ,  $\chi''_3(T)$  и теоретических моделей не проведено, хотя именно в этих экспериментах показания разных моделей могут заметно различаться. Это отчасти обусловлено недостаточным набором экспериментальных данных в этой области, а также связано со сложностью техники подобных измерений и, кроме того, с большим разбросом результатов экспериментов на различных образцах, что зависит от их качества.

Одним из наиболее активно изучаемых свойств ВТСП является псевдощелевая структура, которая наблюдается в недопированных и оптимально допированных ВТСП при  $T_c < T < T^*$  ( $T_c$  — температура перехода в сверхпроводящую фазу, а  $T^*$  — псевдощелевое со-

стояние) [9–11]. Несмотря на большие усилия экспериментаторов и теоретиков, природа этого состояния на сегодня выяснена не до конца. Основные трудности в этом вопросе связаны с необычными свойствами ВТСП в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. Предложено довольно много теоретических моделей псевдощели, которые грубо можно разделить на две группы. Модели одной группы основаны на идее, что псевдощель — это предвестник перехода системы в сверхпроводящее состояние. Псевдощель возникает при некоторой температуре  $T^*$ , превышающей температуру  $T_c$  перехода в сверхпроводящее состояние. При этом возникает спаривание дырок, но фазовая когерентность состояния отсутствует. При  $T_c$  появляется фазовая когерентность и образуется конденсат дырочных пар. В моделях второй группы предполагают, что псевдощелевое состояние не связано напрямую со сверхпроводящим состоянием, а обусловлено либо наличием антиферромагнитных корреляций, либо другими динамическими флуктуациями или волнами зарядовой плотности [12–14]. Для определения величины  $T^*$  используют как прямые (например, измерения фотоэмиссионных, туннельных спектров при различных температурах), так и косвенные методы, с помощью которых можно идентифицировать не саму псевдощель, а лишь свойства ее предполагаемых проявлений, особенностей на температурных зависимостях магнитных, транспортных и некоторых других свойств. Исследования нелинейности намагниченности ВТСП-соединений выше  $T^*$  позволяют определить температурный интервал возникновения псевдощелевого состояния, основанный на измерении гармоник намагниченности [15–17]. Изучение нелинейности в области температур  $T^*$  ( $T^* > T_c$ ) с помощью измерения гармоник является чувствительным методом. Выбор третьей гармоники при исследовании нелинейности связан с тем, что при работе в небольших магнитных полях целесообразно использовать нечетные гармоники, амплитуды которых значительно превосходят амплитуды четных гармоник. Амплитуда третьей гармоники при этом максимальна.

Целью настоящей работы является разработка экспериментальной установки для исследования действительной и мнимой составляющих высших гармоник эдс сигнала отклика ВТСП при разных значениях амплитуды и частоты переменного магнитного поля и напряженности приложенного постоянного магнитного поля при температурах выше и ниже температуры перехода в сверхпроводящую фазу.

## 1. Методика и техника эксперимента

В настоящей работе использовался компенсационный („2-катушечный“) метод измерения магнитной восприимчивости [18,19]. Величина сигнала отклика  $\varepsilon(t)$ , т.е. эдс, возникающая во вторичных катушках, определяется изменением намагниченности исследуемого образ-

ца  $M$  [18,19]:

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt}. \quad (1.0)$$

Здесь  $M = \frac{1}{V} \int \mathbf{M} dS dz$  — намагниченность образца,  $\mathbf{S}$  — ориентированное сечение образца,  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности образца в сечении  $\mathbf{S}$ ;  $N$  — число витков приемной катушки,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м — магнитная постоянная,  $z$  — координата в направлении  $\mathbf{S}$ ,  $V$  — объем образца. Рассмотрим случай однозначной (безгистерезисный случай), нелинейной зависимости функции  $M(H)$ . Допустим, что внешнее магнитное поле меняется по закону  $H = H_- + h \cos \omega t$ , тогда  $M(H) = M(H_- + h \cos \omega t)$  будет периодической функцией времени и ее можно разложить в ряд Фурье и в области сходимости в ряд Тейлора [20,21]. В результате получаем следующее выражение  $\varepsilon(t)$ , следуя выражению (1.0):

$$M(H + h \cos \omega t) = \frac{M'_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} M'_n \cos(n\omega t), \quad (1.1)$$

$$M'_n = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left[ \frac{h}{2} \right]^{2m+n} M^{(2m+n)}(H_-), \quad (1.2)$$

$$\varepsilon(t) = -2\mu_0 \beta NS \kappa \omega \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left[ n \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left( \frac{h}{2} \right)^{2m+n} \times M^{(2m+n)}(H_-) \right] \sin(n\omega t) \right\}, \quad (1.3)$$

где  $M^{(2m+n)}(H_-)$  — производная намагниченности  $(2m+n)$ -го порядка в точке  $H = H_-$ . Выражение (1.1) содержит только члены ряда с  $\cos(n\omega t)$ , т.е. синфазные (действительные) составляющие, квадратурные (мнимые) составляющие ряда, т.е. члены с  $\sin(n\omega t)$  отсутствуют. Из выражения (1.3) следует, что величины эдс гармоник сигнала отклика пропорциональны амплитудам гармоник намагниченности.

Рассмотрим гистерезисную (неоднозначную) функцию намагниченности  $M(H)$ . При разложении намагниченности  $M$  в ряд Фурье имеем

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 \beta NS \kappa \omega \sum_{n=1}^{\infty} \left[ n M'_n \sin(n\omega t) - n M''_n \cos(n\omega t) \right], \quad (1.4)$$

$$M'_n = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left( \frac{h}{2} \right)^{2m+n} M^{2m+n}(H_-), \quad (1.5)$$

$$M''_n = \frac{2}{\pi} \sum_p \left( \frac{h^p}{p!} \right) S(p, n) \Delta M^{(p)}(H_-), \quad (1.6)$$

для  $n = 2k$  индекс  $p = 2m + 1$ , а для  $n = 2k + 1$ ,  $p = 2m$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ),

$$S(p, n) = \sum_{j=0}^{n-1} \frac{p!(p+n-2j-2)!!}{(p-j)!(p+n)!!},$$

$n!! = 1 \times 3 \times 5 \times \dots \times k$  для нечетных  $k$  и  $n!! = 2 \times 4 \times \dots \times k$  для четных  $k$ ,  $\bar{M}(H_-) = (M^+(H_-) + M^-(H_-))/2$  — средняя намагниченность в точке  $H = H_-$ ,  $M^+$  — намагниченность образца в возрастающем поле,  $M^-$  — намагниченность в убывающем поле,  $\bar{M}^{(2m+n)}(H_-)$  — производная порядка  $2m+n$  от  $\bar{M}$  в точке  $H_-$ ,  $\Delta M^{(p)}(H_-)$  — производная порядка  $p$  от  $\Delta M$  в точке  $H_-$ .

Для случая малых амплитуд модуляции  $h$  вклад  $\varepsilon(t)$  будет определяться первым членом в разложении  $M'_n$  (1.5), т.е. членом  $M^{(1)}(H_-)$ . В итоге получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_1(t) &\approx -\mu_0\beta NS_K\omega h \left(\frac{dM}{dH}\right)_{H=H_-} \cos \omega t \\ &= -\mu_0\beta NS_K\omega h \chi'(H_-) \cos \omega t, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где  $\chi$  — дифференциальная (динамическая) магнитная восприимчивость образца  $\chi' = (dM/dH)$ . Из вышесказанного следует, что сигнал отклика сверхпроводника в случае очень малых амплитуд модуляции поля фактически пропорционален  $\chi'$ .

Блок-схема экспериментальной установки для измерения действительной и мнимой составляющих третьей гармоники эдс сигнала отклика ВТСП представлена на рис. 1. Исследуемый образец ВТСП помещался в специальную вставку. Вставка состояла из приемных катушек индуктивности 24, катушки возбуждения (соленоид) 20, электрической печи 21, кварцевой подложки, на которой крепился образец, и термодатчики 23. С помощью форвакуумного насоса внутри вставки создавался вакуум определенной степени. Стабильность температуры была не хуже 0.1 К. Для изменения температуры в интервале 5–300 К использовалась нагревательная печь 21. Скорость изменения температуры не превышала 0.2 К/мин. В зависимости от условий эксперимента вставка помещалась внутри гелиевого криостата или внутри сосуда Дьюара с азотом.

С генератора специальной формы 5 на приборы lock-in 1, 2 подавался опорный сигнал прямоугольной формы, т.е. приборы lock-in были настроены на частоту генератора 5, который являлся источником опорного сигнала. С данного генератора 5 также через делитель частоты 6 прямоугольный сигнал поступал на генератор синусоидальной формы 9, с частотой в 3 раза меньшей частоты опорного сигнала. С генератора 9 синусоидальный сигнал подавался на вход усилителя мощности 12, а затем усиленный сигнал через эталонный резистор питал соленоид 20, который создавал внешнее переменное магнитное поле. Амплитудное значение переменного поля определялось по напряжению на эталонном резисторе 16 с помощью вольтметра 15. Для сравнения и контроля формы опорного сигнала, идущего на приборы lock-in 1, 2, и синусоидального сигнала, подаваемого на усилитель мощности 12, использовался осциллограф 13.

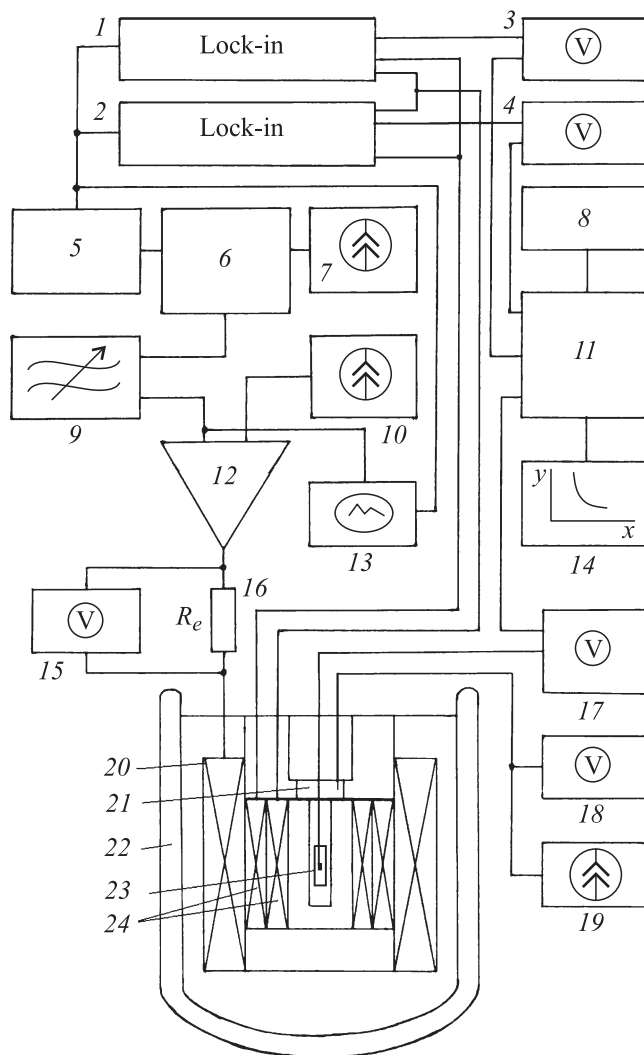


Рис. 1. Схема установки для измерения действительной и мнимой составляющих третьей гармоники эдс сигнала отклика образца ВТСП.

При исследовании гармоник эдс сигнала отклика ВТСП частота переменного магнитного поля выбиралась таким образом, чтобы влияние высших гармонических составляющих промышленного тока было наименьшим и минимальным с учетом соображений чувствительности. Частота приложенного переменного магнитного поля менялась от 40 до 1 кГц. Переменное магнитное поле, создаваемое соленоидом величиной до 1 кОе, во всех экспериментах было направлено вдоль длинной грани образца.

Сигнал с приемных катушек индуктивности 24 подавался на 2 прибора lock-in 1, 2, настроенных на частоту генератора опорного сигнала 5 и синхронизированных так, что один прибор lock-in 1 детектирует сигнал, синфазный с переменным магнитным полем, а второй прибор lock-in 2 — сигнал с фазой, смещенной на  $\pi/2$ , т.е. квадратурной. Установка позволяла проводить измерения действительной и мнимой

составляющих третьей гармоники эдс сигнала отклика сверхпроводника. Чувствительность применяемых приборов lock-in 1, 2 позволяла детектировать сигнал на уровне 10 nV. Фаза сигнала синхронизировалась с точностью до 0.2°. Чувствительность экспериментальной установки определяется чувствительностью приборов lock-in 1, 2 и величиной раскомпенсации приемных катушек индуктивности 24, которая определяется значением  $\Delta\epsilon = (N/l)(dI/dt)(S_1N_1 - S_2N_2)$ , где  $N, l$  — число витков и длина соленоида 20,  $I$  — ток соленоида,  $S_1, N_1$  и  $S_2, N_2$  — площадь и число витков приемных катушек индуктивности 24 соответственно. При определенном значении  $I$ , который создает переменное магнитное поле соленоида, величина  $\Delta\epsilon$  остается постоянной при измерении  $\epsilon_n^{',''}(T)$  для  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Поэтому значение  $\Delta\epsilon$  можно вычесть из полученных экспериментальных данных. Следовательно, чувствительность данной установки определяется в основном чувствительностью приборов lock-in 1, 2.

С приборов lock-in 1, 2 значения синфазной  $\epsilon_3'$  и квадратурной  $\epsilon_3''$  составляющих третьей гармоники эдс сигнала отклика образца поступали на вольтметры 3, 4, которые также регистрировали величины  $\epsilon_3'$  и  $\epsilon_3''$ . Сигналы с аналоговых выходов вольтметров 3, 4 и сигнал с термопары 23 подавались в многоканальный аналого-цифровой преобразователь, подключенный к компьютеру 11. Разработанное программное обеспечение позволяло проводить измерение синфазных  $\epsilon_n'$  и квадратурных  $\epsilon_n''$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) составляющих эдс сигнала отклика образца при разных значениях амплитуды и частоты переменного магнитного поля, температуры и напряженности приложенного постоянного магнитного поля с помощью данного АЦП, а также наблюдать получаемые результаты в режиме реального времени 14.

Следует заметить, что с помощью установки, представленной на рис. 1, можно также измерить модули эдс гармоник сигнала отклика сверхпроводника, т.е.  $|\epsilon_n|((\epsilon_n')^2 + (\epsilon_n'')^2)^{1/2}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ).

Для создания внешнего постоянного магнитного поля использовался соленоид 20. При этом в цепь возбуждающего соленоид переменного поля подключался разделительный конденсатор. Это позволяло получать постоянные магнитные поля напряженностью до 200 Oe в центре соленоида, где располагался исследуемый образец. Конструкция вышеописанной вставки позволяла помещать его внутрь сверхпроводящего магнита, что давало возможность проводить исследования в области внешних постоянных магнитных полей от 0 до 10 T.

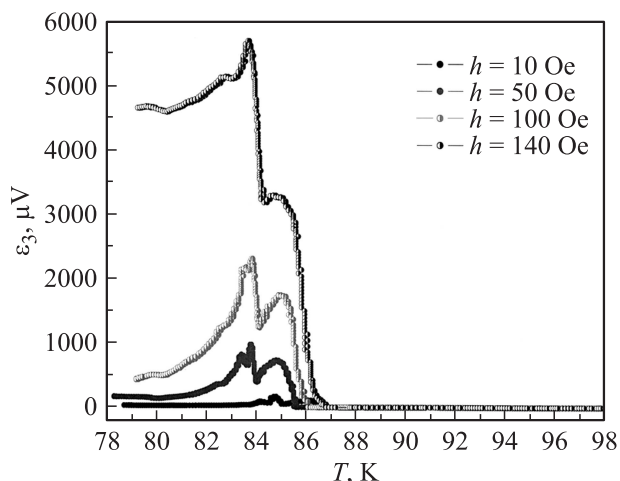
Измерения выполнялись на монокристаллических образцах из текстурированных поликристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  (YBCO). Исследуемые образцы имели форму пластинок. Они были вырезаны из плавленной текстурированной заготовки поликристалла так, что ось  $c$  была направлена перпендикулярно плоскости пластины. Заготовки синтезировались с помощью затравки, которая устанавливалась сверху при высокой температуре. Выбор

совершенного монокристаллического участка поликристалла осуществлялся при помощи оптического микроскопа в поляризованном свете и при помощи картографии замороженного магнитного потока. Монокристаллический участок вырезался алмазной фрезой. Были приготовлены и исследованы 4 образца. Образцы имели размеры  $16 \times 13 \times 8$  (1),  $14 \times 10 \times 2$  (2),  $16 \times 8 \times 2.5$  (3) и  $3.8 \times 3.5 \times 3.6$  mm (4),  $T_c = 88-89$  K и ширину перехода в сверхпроводящее состояние  $\Delta T \approx 1$  K. Плотность образцов составляла примерно  $6 \text{ g/cm}^3$ . Для дополнительной аттестации были выполнены измерения температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости исследуемых образцов. Измерения проводились в режиме ZFC. Направление переменного и постоянного магнитных полей было перпендикулярно плоскости **ab**. Измерения выполнены в области температур  $77 \text{ K} < T < 220 \text{ K}$ . Для каждого измерения фаза устанавливалась так, что мнимая часть гармоники обращалась в нуль при наименьшем переменном поле ( $h = 0.5 \text{ Oe}$ ) и температуре  $T \ll T_c$ . Также проверялось, что та же фаза получается при  $T > T_c$ . В экспериментах по исследованию температурных зависимостей высших гармоник  $\epsilon_n$  кроме синфазной и квадратурной составляющих измерялся модуль этих гармоник.

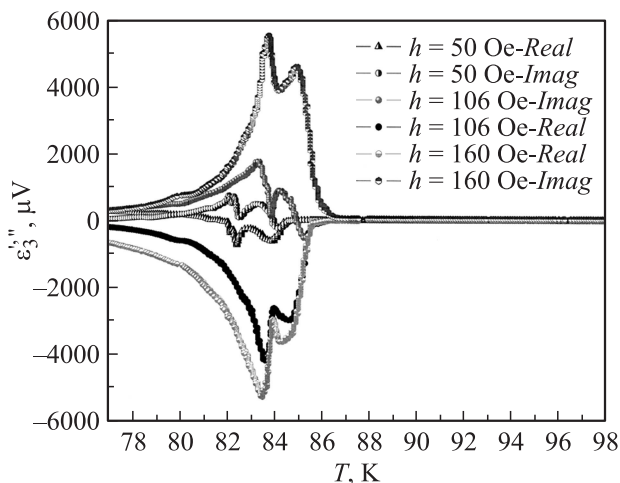
## 2. Результаты и их обсуждение

В настоящей работе экспериментальные данные приведены для третьей гармоники. Все первые гармоники (не приведены здесь) обладают некоторыми общими свойствами. При увеличении амплитуды переменного магнитного поля наблюдается изменение ширины перехода  $\epsilon_1'(T)$ . В это же время у соответствующей мнимой части увеличивается ширина пика и температура положения максимума пика на кривой  $\epsilon_1''(T)$  сдвигается в область более низких температур. Полученные данные для температурных зависимостей амплитуд третьей гармоники приведены на рис. 2–4. На рис. 2 представлена зависимость модуля третьей гармоники намагниченности поликристалла YBCO от температуры для разных амплитуд переменного магнитного поля и фиксированной частоты  $\nu_3 = 720 \text{ Hz}$ . Из приведенных данных видно, что увеличение значения переменного магнитного поля вызывает изменение величины, ширины и температуры пиков максимумов и минимумов на зависимостях  $\epsilon_3(T)$ ,  $\epsilon_3'(T)$  и  $\epsilon_3''(T)$ . Присутствие постоянного магнитного поля напряженностью до 30 Oe приводит к таким же результатам, что и увеличение переменного магнитного поля.

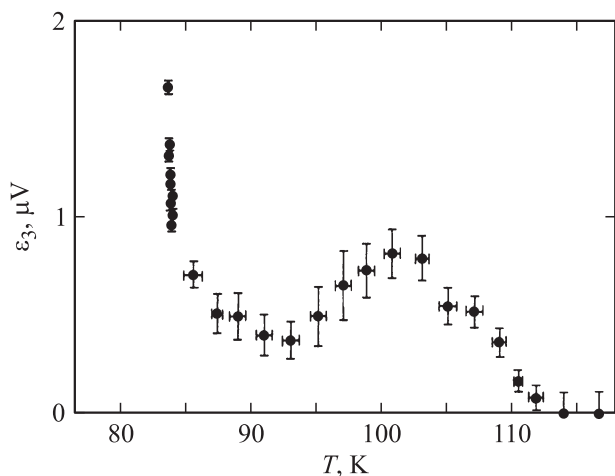
Модифицированные модели критического состояния [22–24] не могут объяснить вариации величин и положения пиков на зависимостях  $\epsilon_1''(T)$ ,  $\epsilon_3(T)$ , а также значительные изменения вида действительной и мнимой частей третьей гармоники намагниченности YBCO, которые появляются в экспериментах при изменении величины переменного и постоянного магнитного поля.



**Рис. 2.** Температурная зависимость модуля третьей гармоники  $\varepsilon_3$  образца № 4 для разных амплитуд переменного магнитного поля с частотой  $\nu_3 = 720$  Hz.



**Рис. 3.** Температурная зависимость действительной  $\varepsilon'_3(T)$ , мнимой  $\varepsilon''_3(T)$  частей третьей гармоники образца № 4 для разных амплитуд переменного магнитного поля с частотой  $\nu_3 = 720$  Hz.



**Рис. 4.** Температурная зависимость модуля третьей гармоники  $\varepsilon_3$  образца № 4 в переменном магнитном поле  $h = 80$  Oe с частотой  $\nu_3 = 720$  Hz.

Анализ третьей гармоники намагниченности YBCO показывает, что кривые  $\varepsilon_3(T)$ ,  $\varepsilon'_3(T)$  и  $\varepsilon''_3(T)$  сильно зависят от амплитуды переменного магнитного поля. Полученные данные могут быть изучены с помощью численного моделирования [25] диффузионных процессов при использовании модели коллективного пиннинга [26,27]. Комбинированный анализ полученных экспериментальных данных с результатами [25] позволил определить связь между видом кривых  $\varepsilon'_1(T)$ ,  $\varepsilon''_1(T)$ ,  $\varepsilon'_3(T)$ ,  $\varepsilon''_3(T)$  и режимами динамики магнитного потока. Магнитное поведение образцов YBCO можно разделить на три области: 1) область, где доминирует режим крип потока (ниже 83 K); 2) промежуточная область ( $84\text{ K} < T < 85.5\text{ K}$ ), где трудно различить вклады критического состояния и течения потока в отклик гармоник намагниченности; 3) область, где доминирует TAFF-режим ( $85.5\text{ K} < T < 86\text{ K}$ ). Присутствие разных областей наблюдалось не во всех произведенных измерениях  $\varepsilon'_3(T)$ , поскольку они зависят от экспериментальных параметров  $h$ ,  $H$  и  $\nu$ , определяющих динамический режим, управляющий магнитным откликом образца на переменное магнитное поле. Анализ действительной и мнимой компонент третьей гармоники намагниченности является более строгим критерием для выбора пиннинг-модели относительно первой гармоники намагниченности.

Нелинейность намагниченности при  $T > T_c$  (появление третьей гармоники) наблюдалась во всех исследованных образцах YBCO. Температура возникновения нелинейности в образцах YBCO составляет  $T^* = 103\text{--}112\text{ K}$  (для различных образцов с несколько различающимися величинами  $T_c$ ). Эти температуры, найденные в настоящей работе, совпадают с температурами появления псевдощели, полученными другими методами в работах [28,29]. Нелинейность в области температур  $T_c < T < T^*$  является довольно слабой (рис. 4), как это следует из сравнения амплитуд высших гармоник в этой области и вблизи  $T_c$ . Исследования показали, что нелинейность намагниченности исследуемых образцов выше  $T_c$  начинает четко наблюдаться (заметно превосходить уровень шума) при  $h \geq 80$  Oe, а также наблюдается там же, где возникает отклонение линейной зависимости сопротивления от температуры. Измерения, выполненные на керамическом (не текстурированном) образце YBCO, имеющем  $T_c \approx 92\text{ K}$  и  $\rho \approx 4.2\text{ g/cm}^2$ , в пределах ошибки измерений и в интервале использованных амплитуд переменного магнитного поля не обнаружили нелинейности выше  $T_c$ . Авторы работы [30] также не обнаружили (оптическим методом) псевдощели при  $T > T_c$  в ВТСП-образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с  $x = 0.05$  (с максимальным значением  $T_c$ ).

В рамках существующих моделей магнитных свойств ВТСП полученные результаты объяснить затруднительно. В работе [31] сделана оценка (для слабодопированных образцов  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ ) диамагнетизма мелкодисперсных областей „локализованной“ сверхпроводимости выше  $T_c$ , имеющих форму пересекающихся кластеров,

является весьма малым ( $\sim 10^{-6}$ ) по сравнению с идеальным диамагнетизмом. Наблюдаемые нами эффекты в области  $T_c < T < T^*$  на несколько порядков величины больше. Правда, оценка  $10^{-6}$  в работе [31] получена для недопированных образцов. Составы наших образцов YBCO близки к уровню оптимального легирования. В этом случае можно ожидать заметного увеличения диамагнитного вклада в магнитную восприимчивость из-за образования замкнутых контуров пересекающихся кластеров. Однако соответствующие оценки такого вклада отсутствуют. Кроме того, учитывая, что температура  $T^*$  существенно превосходит  $T_c$ , нельзя ожидать больших сверхпроводящих токов и большой нелинейности намагниченности в этом интервале температур. Нам кажется, что с помощью такой модели трудно объяснить наши эксперименты. По нашему мнению, эти данные можно объяснить именно возникновением псевдощелевой структуры ВТСП, которая должна приводить к нелинейности как сопротивления, так и намагниченности. Показательно, что нелинейность намагниченности в наших образцах возникает при той же температуре  $T^*$ , что и нелинейность сопротивления. Выше  $T^*$  нелинейность намагниченности в пределах ошибки измерений отсутствует.

Нелинейность намагниченности при температурах, превышающих  $T_c$ , в ВТСП-соединениях наблюдалась ранее по магнитному гистерезису. В ВТСП  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  авторы работы [32] впервые наблюдали магнитный гистерезис при  $T > T_c$  в области существования псевдощели. В работах [33,34] на массивных кристаллах  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в области  $T_c < T < T^*$  обнаружен гистерезис температурной зависимости намагниченности в слабых магнитных полях. При этом авторы работы [34] нашли связь этого гистерезиса с незатухающими токами в этой области температур. В работе [35] в кристалле  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  наблюдался диамагнитный отклик при  $T > T_c$ . Считается, что в области флуктуационной сверхпроводимости выше  $T_c$  имеется фазовая когерентность на коротких расстояниях и могут существовать вихри [10,36]. В настоящей работе в этой области температур нелинейность намагниченности для образцов YBCO наблюдалась наиболее прямым методом по появлению высших гармоник намагниченности.

В модели „некогерентных“ пар считается, что при некоторой температуре  $T^* > T_c$  образуется состояние с некогерентными или частично когерентными электронными парами. Когерентность в объеме образца и, следовательно, „настоящее“ сверхпроводящее состояние устанавливаются при  $T_c$ . Наличие „сверхпроводящих“ пар при  $T_c < T < T^*$  должно отражаться на температурной зависимости намагниченности образца в этом интервале температур. Намагниченность будет нелинейной из-за влияния магнитного поля на фазовую когерентность, образование и взаимодействие таких пар. В „псевдощелевой“ области температур наблюдаются диамагнитные флуктуации и аномально большой эффект Нернста [35,37–39]. При этом величина эффекта сравнима с

той, что наблюдается в сверхпроводящем состоянии, где она обусловлена движением вихрей. Полученные результаты дали авторам работы [39] основание для предположения о существовании вихрей в области температур выше  $T_c$ . Вихревые элементарные возбуждения приводят к потере фазовой когерентности. В отсутствие фазовой когерентности выше  $T_c$  циркулярные орбитальные токи могут приводить [35,40] к значительному диамагнетизму (нелинейному эффекту Мейснера). При этом вполне естественно, что на эксперименте при  $T < T^*$  должны наблюдаться гармоники намагниченности.

В модели „диэлектрической“ псевдощели, возникающей в ВТСП-типа YBCO из-за антиферромагнитных флуктуаций, намагниченность при  $T < T^*$  также должна быть нелинейной. Однако зависимости эффекта от магнитного поля в этих двух подходах должны различаться. Поэтому логично использовать для исследования псевдощелевого состояния магнитные методы. Чувствительность к магнитному полю является критическим тестом для физической природы псевдощели [41,42].

Другим механизмом нелинейности намагниченности ВТСП выше  $T_c$  может быть нелинейный магнитный отклик незатухающих на длине свободного пробега носителей заряда персистентных токов [43,44].

## Заключение

В заключение отметим, что разработанная экспериментальная установка позволила исследовать модуль, синфазную и квадратурную составляющие первой и третьей гармоник эдс сигнала отклика текстурированных образцов YBCO. Результаты проведенных исследований показали, что измерение синфазной и квадратурной составляющих высших гармоник эдс сигнала отклика ВТСП является чувствительным и информативным методом исследования природы нелинейности намагниченности ВТСП при температуре ниже  $T_c$  и в области псевдощелевого состояния ВТСП-соединений.

## Список литературы

- [1] Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1964. Vol. 36. P. 31.
- [2] Anderson P.W. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 9. P. 309.
- [3] Ebner C., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 31. P. 165.
- [4] Morgenstern I., Muller K.A., Bednordz J.C. // Physica C. 1988. Vol. 15. P. 59.
- [5] Сонин Э. В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 415.
- [6] Polichetti M., Adesso M.G., Pace S. // Physica A. 2004. Vol. 339. P. 119.
- [7] Schindler K., Ziese M., Esguinazi P. et al. // Physica C. 2005. Vol. 417. P. 141.
- [8] Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В., Тищенко Э.А. // Машиностроение: наука, техника, образование: Сб. науч. тр. 7-й Всерос. науч.-практ. конф. 2009. Рузаевский институт машиностроения (филиал) Морд. гос. ун-та. С. 137.
- [9] Bacov D.N., Timusk T. // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 721.

- [10] Lee P.A., Nagaosa N., Wen X.-G. // *Rev. Mod. Phys.* 2006. Vol. 78. P. 17.
- [11] Fischer O., Kugler M., Maggio-Aprile I., Berthod. // *Rev. Mod. Phys.* 2007. Vol. 79. P. 353.
- [12] Белявский В.И., Конаев Ю.В. // *УФН.* 2004. Т. 174. С. 457.
- [13] Трунин М.П. // *УФН.* 2005. Т. 175. С. 1017.
- [14] Садовский М.В. // *УФН.* 2001. Т. 171. С. 539.
- [15] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // *ЖЭТФ.* 2008. Т. 134. Вып. 4(10). С. 679.
- [16] Славкин В.В., Тищенко Э.А. // *ФММ.* 2009. Т. 107. № 4. С. 1.
- [17] Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // *ФТТ.* 2007. Т. 49. С. 1549.
- [18] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // *ФТТ.* 1989. Т. 31. С. 233.
- [19] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Левченко И.С. и др. // *ФТТ.* 1990. Т. 32. С. 1374.
- [20] Кузьмичев Н. Д. // *ЖТФ.* 1994. Т. 64. Вып. 12. С. 63.
- [21] Kuz'michev N.D., Slavkin V.V. // *Physica C.* 1994. Vol. 235–240. P. 2875.
- [22] Ishida T., Goldfarb R.B. // *Phys. Rev. B.* 1990. Vol. 41. P. 8937.
- [23] Fabbriatore P., Farinon S., Gemme G. et al. // *Phys. Rev. B.* 1994. Vol. 50. P. 3189.
- [24] Ge Y., Ding S.Y., Ding Q. et al. // *Physica C.* 1997. Vol. 292. P. 59.
- [25] Gioacchino D.Di., Celani F., Tripodi P. et al. // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59. P. 11539.
- [26] Griessen R., Hai-hu Wen, van Dalen J.J. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72. P. 1910.
- [27] Blatter G., Feigelman M.V., Geshkenbein V.B. et al. // *Rev. Mod. Phys.* 1994. Vol. 66. P. 1125.
- [28] Ito T., Takenaka K., Uchida S. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 70. P. 3995.
- [29] Прокофьев Д.Д., Волков М.П., Бойков Ю.А. // *ФТТ.* 2003. Т. 45. С. 1168.
- [30] Homes C.C., Timusk T., Liang R. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 1645.
- [31] Митин А.В., Кузьмичева Г.М., Мурашов В.В. и др. // *ЖЭТФ.* 1995. Т. 107. С. 1943.
- [32] Panagopoulos C., Majoros M., Nishizaki T., Iwasaki H. // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 047 002.
- [33] Panagopoulos C., Majoros M., Nishizaki T., Petrovic A.P. // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69. P. 144 508.
- [34] Majoros M. et al. // *Phys. Rev.* 2005. Vol. 72. P. 024 528.
- [35] Wang Y., Li L., Naughton J. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95. P. 247 002.
- [36] Kivelson S.A., Bindloss I.P., Fradkin E. et al. // *Rev. Mod. Phys.* 2003. Vol. 75. P. 1201.
- [37] Xu Z.A. et al. // *Nature.* 2000. Vol. 406. P. 486.
- [38] Wang Y. et al. // *Science.* 2003. Vol. 299. P. 86.
- [39] Wang Y., Li L., Ong N.P. // *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 73. P. 024 510.
- [40] Белявский В.И., Конаев Ю.В., Смирнов М.Ю. // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 128. С. 525.
- [41] Krasnov V.M., Kovalev A.E., Yurgens A., Winkler D. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 2657.
- [42] Pieri P., Strinati G.C., Moroni D. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 89. P. 127 003.
- [43] Головашкин А.И., Жерихин А.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. // *ЖЭТФ.* 2004. Т. 126. С. 415.
- [44] Головашкин А.И., Цховребов А.М., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // Сб. тр. Второй Междунар. конф. ФПС-06. ФИАН, М., 2006. С. 170.