

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ НАМАГНИЧЕННОСТИ YBa₂Cu₃O_{7-x} МЕТОДОМ МОДУЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. И. Головашкин^{a*}, Н. Д. Кузьмичев^b, В. В. Славкин^c

^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^b Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
430000, Саранск, Россия

^c Саранский кооперативный институт Российского университета кооперации
430027, Саранск, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 2007 г.

Проведено экспериментальное исследование температурных зависимостей гармоник намагниченности монокристаллических образцов YBa₂Cu₃O_{7-x} при температурах 77–120 К. Обнаружено, что нелинейность намагниченности YBa₂Cu₃O_{7-x} (появление высших гармоник) наблюдается вплоть до температур $T = 103\text{--}112$ К, значительно превосходящих температуру перехода в сверхпроводящее состояние этого соединения. При этих же температурах начинается отклонение температурной зависимости сопротивления от линейной. Наблюдаемая особенность намагниченности YBa₂Cu₃O_{7-x} связывается с возникновением в этом соединении псевдощелевого состояния.

PACS: 74.25.Na, 74.25.Jb, 74.72.Bk

1. ВВЕДЕНИЕ

Для выяснения механизма высокотемпературной сверхпроводимости одной из ключевых проблем является проблема псевдощели. Природа псевдощелевого состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) активно обсуждается вплоть до настоящего времени [1–9]. Особенности физических свойств ВТСП, связанные с существованием псевдощели выше температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние, наблюдаются в различных экспериментах [3, 5, 7–9].

До сих пор не до конца ясно происхождение псевдощелевого состояния. Предложено уже 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 считается, что псевдощелевое состояние не связано напрямую со сверхпроводящим состоянием (и даже конкурирует с ним), а обусловлено либо наличием антиферромагнитных корреляций, либо другими динамическими флуктуациями или волнами зарядовой плотности [1, 3, 10].

В ВТСП-соединении YBa₂Cu₃O_{7-x} псевдощель ранее наблюдалась при измерениях оптической проводимости [11], в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [12], методами ЯМР и ЯКР [13], по отклонению температурной зависимости сопротивления от линейной [14–16]. В последнем случае наблюдается не сама щель, а температура ее возникновения.

В настоящей работе представлены результаты подробных экспериментальных исследований температурных зависимостей высших гармоник намагниченности монокристаллических образцов YBa₂Cu₃O_{7-x} (YBCO) при температурах T , превышающих T_c . На-

*E-mail: golov@sci.lebedev.ru

ми обнаружена нелинейность намагниченности (появление высших гармоник) исследованных образцов в той области температур, где другими методами наблюдают возникновение псевдощели. Нам не известны работы, в которых бы появление псевдощели измерялось методом модуляции магнитного поля (не считая наших работ [17–19], где приведены предварительные результаты).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ И ОБРАЗЦЫ

Нелинейность намагниченности исследовалась нами модуляционным методом [20]. В данной работе использовалась модуляция магнитного поля. Изменялись температурные зависимости первой, третьей и других высших гармоник намагниченности. Исследование нелинейности с помощью измерения гармоник является чувствительным методом. В статье экспериментальные данные представлены в основном для третьей гармоники. 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. Измерения выполнены в области температур $77\text{ К} < T < 120\text{ К}$.

В работе использовался двухкатушечный компенсационный метод измерения намагниченности [21, 22]. Синусоидальный сигнал частоты ω с генератора ГЗ-118 (коэффициент гармоник 0.005 %) подавался на входную (первичную) катушку. Внутри нее были расположены две одинаковые встречно намотанные выходные (вторичные) катушки индуктивности, в одной из которых находился образец. Сигнал отклика $\varepsilon(t)$ с выходных катушек подавался на вход селективного вольтметра. Величина сигнала отклика $\varepsilon(t)$, т.е. эдс, возникающая во вторичных катушках, определяется изменением намагниченности исследуемого образца M [22]:

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

Здесь

$$M = \frac{1}{V} \int_V \mathbf{M} d\mathbf{S} dz$$

— намагниченность образца, $\mathbf{S} = S\mathbf{n}$, S — сечение образца, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный перпендикулярно плоскости сечения образца по оси z , \mathbf{M} — вектор намагниченности образца, N — число

витков приемной катушки, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, V — объем образца. В случае нелинейной зависимости намагниченности от магнитного поля H (с учетом нечетной симметрии) $M(H) = \chi_0 H + \chi_1 H^3 + \chi_2 H^5 + \dots$. Максимальным нелинейным членом является, как правило, член $\chi_1 H^3$.

Исследовались амплитуды (напряжения) гармоник ε_n (n — целое число) сигнала отклика ε , возникающего на вторичных катушках с поликристаллом YBCO при воздействии на него переменного магнитного поля первичной катушки $H(t) = h \cos(\omega t)$, где h — амплитуда напряженности переменного магнитного поля, $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота поля. Величины ε_n пропорциональны амплитудам гармоник намагниченности M_n [23]:

$$\varepsilon_n = \mu_0 N S n \omega M_n / \sqrt{2},$$

где

$$M_n = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left(\frac{h}{2}\right)^{2m+n} \frac{d^{2m+n} M(0)}{dH^{2m+n}}. \quad (2)$$

Здесь n — номер гармоники, ε_n — напряжение n -й гармоники, $d^{2m+n} M(0)/dH^{2m+n}$ — производная порядка $2m+n$ по напряженности магнитного поля H от намагниченности $M(H)$, вычисленная для $H = 0$. Формула (2) справедлива в отсутствие гистерезиса в зависимости $M(H)$.

В экспериментах по исследованию температурных зависимостей высших гармоник ε_n измерялся модуль этих гармоник, равный

$$\varepsilon_n = [(\varepsilon'_n)^2 + (\varepsilon''_n)^2]^{1/2},$$

где ε'_n и ε''_n — соответственно синфазная и квадратурная составляющие n -й гармоники, $n = 1, 3, 5, \dots$. При измерениях температурных зависимостей гармоник намагниченности образцов YBCO система, состоящая из катушек с образцом и платиновым термометром, помещалась в массивную медную «бомбу». Измерения проводились в парах азота в режиме отогрева. Скорость изменения температуры была меньше 0.2 К/мин. Измерения проводились в нулевом постоянном магнитном поле (точнее, в поле Земли). Частоты f переменного магнитного поля имели значения в интервале 60–716 Гц, амплитуда поля h могла изменяться в интервале от 0 до 100 Э.

Измерения выполнялись на монокристаллических образцах, вырезанных из текстурированных поликристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Исследуемые образцы имели форму пластин. Они были вырезаны из плавленной текстурированной заготовки поликристалла

так, чтобы 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 четыре образца. Образцы имели размеры $16 \times 13 \times 8$ мм³ (образец № 1), $14 \times 10 \times 2$ мм³ (№ 2), $16 \times 8 \times 2.5$ мм³ (№ 3) и $3.8 \times 3.5 \times 3.6$ мм³ (№ 4). Критические температуры T_c и ширины переходов в сверхпроводящее состояние ΔT образцов слегка различались из-за несколько различных условий приготовления и составляли $T_c = 88\text{--}89$ К и $\Delta T = 0.5\text{--}1$ К. Плотность образцов составляла примерно 6 г/см³. Для дополнительной аттестации были выполнены измерения температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости исследуемых образцов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны результаты измерения температурной зависимости сопротивления $R(T)$ образца YBCO № 1 на переменном токе с частотой 1 кГц и силой 125 мА. Измерения выполнены четырехзондовым методом. На вставке к рис. 1 приведена температурная зависимость амплитуды первой гармоники $\varepsilon_1(T)$ (частота $f = 60$ Гц, амплитуда переменного магнитного поля $h = 1$ Э). Аналогичные результаты получены и для других образцов.

Полученные экспериментальные данные для температурных зависимостей амплитуд третьей гармоники $\varepsilon_3(T)$ для разных образцов приведены на рис. 2–5. Учитывая лишь первый член в правой части (2), получим для первой гармоники намагниченности

$$M_3 \approx \frac{h^3}{24} \frac{d^3 M}{d^3 H},$$

$$\varepsilon_3 \approx \frac{3\mu_0 N S \omega M_3}{\sqrt{2}} = \frac{3}{4} \frac{\mu_0 N S \omega h^3 \chi_1}{\sqrt{2}}.$$

На рис. 2 показаны температурные зависимости амплитуды третьей гармоники ε_3 образца № 1 в переменном магнитном поле вблизи T_c , при $T \leq T_c$ (рис. 2а) и при $T > T_c$ (рис. 2б, в). Измерения выполнены на частоте $f = 60$ Гц. Зависимости $\varepsilon_3(T)$ при $T > T_c$ получены для амплитуд переменного магнитного поля, равных $h = 21, 91$ Э. Из рис. 2 видно, что зависимость $\varepsilon_3(T)$ выше температуры T_c

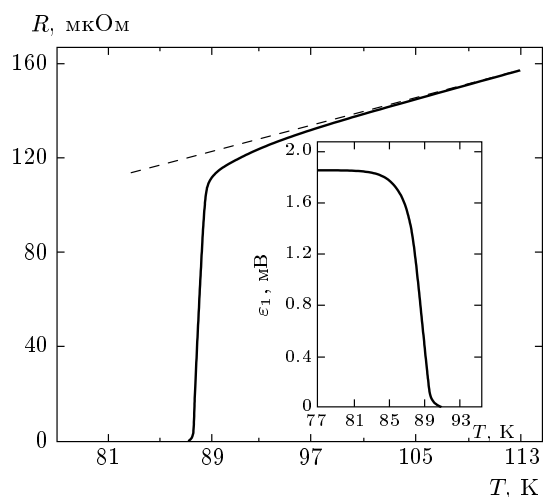


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ монокристаллического образца YBCO № 1 на переменном токе с амплитудой 125 мА (частота 1 кГц), полученная четырехзондовым методом. Показано отклонение $R(T)$ от линейной зависимости (штриховая линия). На вставке приведена температурная зависимость амплитуды первой гармоники $\varepsilon_1(T)$ (частота $f = 60$ Гц, амплитуда переменного магнитного поля $h = 1$ Э)

в интервале температур до $T \approx 104$ К отлична от нуля и имеет особенность (при достаточно большой амплитуде поля $h = 91$ Э). Специально введенная малая раскомпенсация выходного сигнала показала, что восприимчивость в области нелинейности имеет диамагнитный характер. Амплитуда третьей гармоники в области $T \leq T_c$ существенно превышает амплитуду этой же гармоники в «псевдощелевой» области температур. Так, отношение амплитуд третьей гармоники при температурах 78 К и 94 К равно $\varepsilon_3(78 \text{ К})/\varepsilon_3(94 \text{ К}) \approx 1200$. Исследования показали, что нелинейность намагниченности исследуемых образцов выше T_c начинает четко наблюдаться (заметно превосходить уровень шума) при $h \geq 80$ Э. Таким образом, нелинейность намагниченности данного образца YBCO наблюдается до температур $T \approx 104$ К. В этой области температур наблюдаются также и следующие нечетные гармоники с уменьшающейся амплитудой. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что нелинейность намагниченности выше T_c наблюдается там же, где возникает отклонение сопротивления от линейной зависимости от температуры.

На рис. 3–5 приведены результаты измерений температурных зависимостей $\varepsilon_3(T)$ для образцов № 2–№ 4. Условия измерений (частота и амплитуда переменного магнитного поля) указаны в подписях

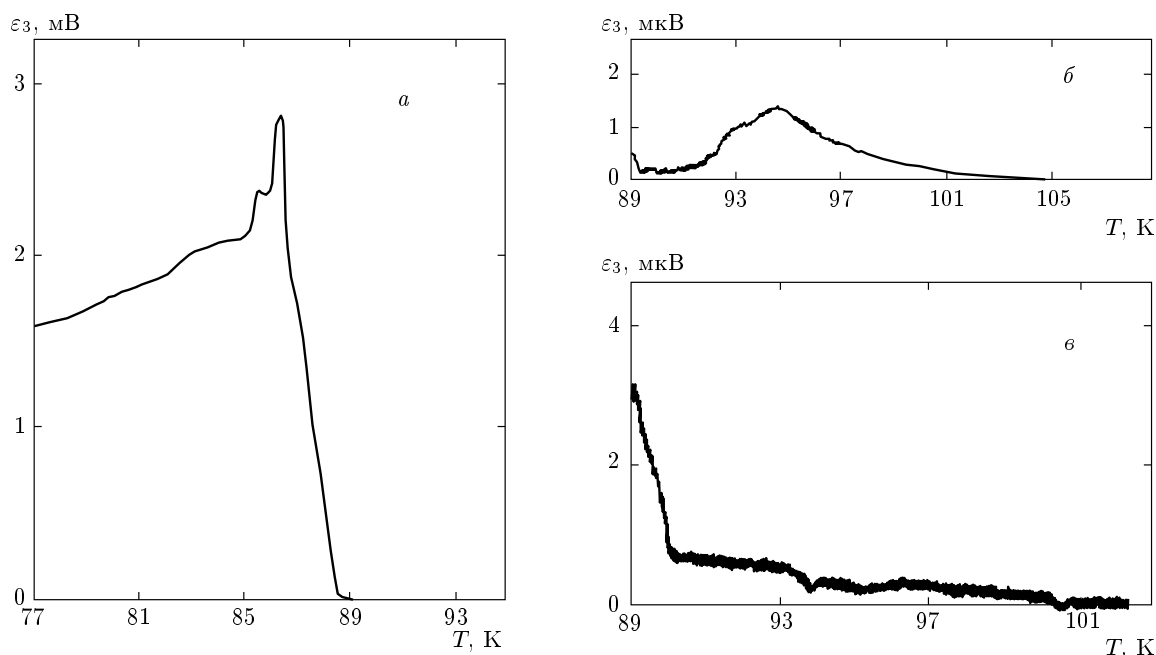


Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники ϵ_3 образца № 1 в переменном магнитном поле с частотой $f = 60$ Гц: вблизи T_c при $T \leq T_c$, $h = 91$ Э (а); при $T > T_c$, $h = 91$ (б), 21 (в) Э

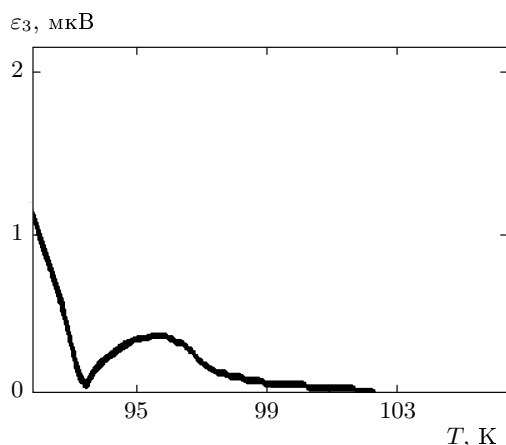


Рис. 3. Температурная зависимость амплитуды третьей гармоники ϵ_3 образца № 2 в переменном магнитном поле с частотой $f = 60$ Гц ($h = 87$ Э)

к рисункам. При амплитуде переменного магнитного поля $h = 1$ Э (рис. 5б) при $T > T_c$ проявляется только шумовой сигнал. Экспериментальные данные для образца № 4 (рис. 5) получены на установке Института физических проблем им. П. Л. Капицы.

Наконец, измерения, выполненные нами на керамическом (не текстурированном) образце YBCO, имеющем $T_c \approx 92$ К и плотность $\rho \approx 4.2$ г/см², в пре-

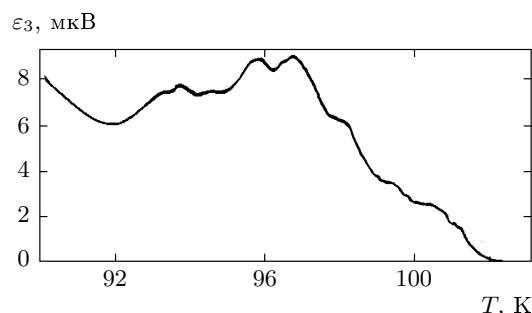


Рис. 4. Температурная зависимость амплитуды третьей гармоники ϵ_3 образца № 3 в переменном магнитном поле с частотой $f = 120$ Гц ($h = 20$ Э)

делах ошибки измерений и в интервале использованных амплитуд переменного магнитного поля не обнаружили нелинейности выше T_c . Отметим, что авторы работы [11] также не обнаружили (оптическим методом) псевдощели при $T > T_c$ в ВТСП-образцах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с $x = 0.05$ (с максимальным значением T_c).

Какие-либо литературные данные об исследовании гармоник намагниченности выше T_c высококачественных массивных образцов YBCO нам не известны.

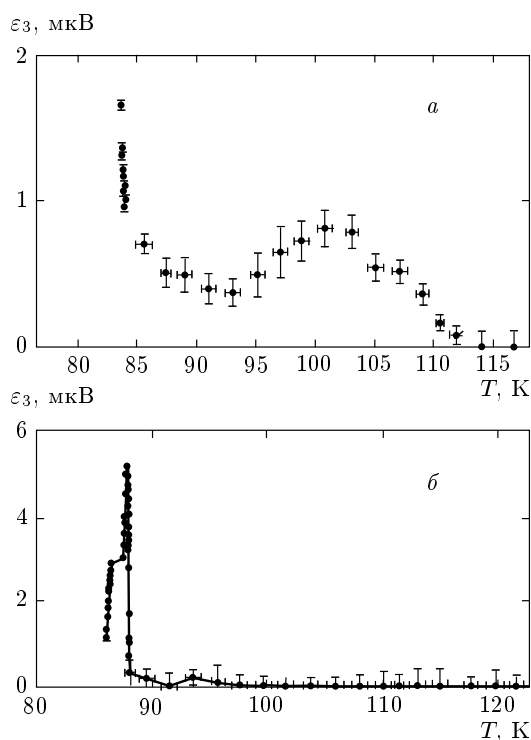


Рис. 5. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники ε_3 образца № 4 в переменном магнитном поле с частотой $f = 716$ Гц, $h = 89$ (а), 1 (б) Э

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Необходимо отметить несколько моментов.

1. Нелинейность намагниченности при $T > T_c$ (появление третьей и следующих нечетных гармоник с уменьшающейся амплитудой) наблюдалась во всех исследованных монокристаллических образцах YBCO. Температура возникновения нелинейности в этих образцах YBCO составляет $T^* = 103\text{--}112$ К (для разных образцов с несколько различающимися величинами T_c). Эти температуры, найденные в нашей работе, совпадают с температурами появления псевдощели, полученными другими методами в работах [14–16]. Наши предварительные данные для одного текстурированного поликристалла YBCO впервые были опубликованы в работе [18]. Нелинейность в области температур $T_c < T < T^*$ является довольно слабой, как это следует из сравнения амплитуд высших гармоник в этой области и вблизи T_c . Поэтому качество образцов для наблюдения эффекта нелинейности при температурах, превышающих T_c , должно быть достаточно высоким.

Хотя величины критических температур T_c для исследованных нами образцов YBCO отличались друг от друга довольно мало, можно говорить о несомненной тенденции поведения температуры T^* (температуры появления нелинейности намагниченности). Величина T^* была ниже для образцов с более высокими значениями T_c (т. е. более близкими к оптимальному составу). Эта тенденция согласуется с поведением температуры появления псевдощели, наблюдаемой другими методами в других ВТСП. Отметим, что авторы работы [24] методом ЯМР обнаружили магнитную аномалию в образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.63}$ с $T_c = 62$ К при температуре $T^* = 150$ К. Максимальная величина T^* , найденная нами для образцов с $T_c = 88\text{--}89$ К, равна 112 К. Однако наших данных пока недостаточно для четкого вывода о корреляции T^* и T_c в ВТСП YBCO вблизи перехода в сверхпроводящее состояние, поэтому требуются дополнительные исследования этой зависимости.

2. В рамках существующих моделей магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников полученные результаты объяснить затруднительно. В работе [25] сделана оценка (для слаболегированных образцов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$) диамагнетизма мелкодисперсных областей «локализованной» сверхпроводимости выше T_c , имеющих форму пересекающихся кластеров. Показано, что диамагнитный вклад таких областей в магнитную восприимчивость является весьма малым ($\sim 10^{-6}$) по сравнению со случаем идеального диамагнетизма. Наблюдаемые нами эффекты в области $T_c < T < T^*$ на несколько порядков величины больше. Правда, оценка 10^{-6} в работе [25] получена для недолегированных образцов. Составы наших образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 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.

3. 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 [26] впервые наблюдали магнитный гистерезис при $T > T_c$ в области существования псевдощели. В работах [27, 28] 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 [28] нашли связь такого гистерезиса с незатухающими токами в этой области температур. В работе [29] 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 [8, 30]. В настоящей работе в этой области температур нелинейность намагниченности для образцов YBCO наблюдалась наиболее прямым методом по появлению высших гармоник намагниченности.

До сих пор имеются как сторонники объяснения псевдощели как предвестника сверхпроводящего состояния, так и сторонники сценария с «диэлектрическими» флуктуациями различных типов. Большое количество экспериментальных данных согласуется с концепцией псевдощели как предвестника сверхпроводимости (см. обзоры [7–9] и ссылки там). В этом подходе псевдощель имеет сверхпроводящую природу, т. е. источником ее являются флуктуации «сверхпроводящих» пар. Однако ряд экспериментов, в частности, измерения температурных зависимостей плотности электронных состояний, ARPES, туннельная спектроскопия и другие удовлетворительно описываются в рамках моделей псевдощели, основанных на «диэлектрических» (магнитных) флуктуациях или на волнах зарядовой плотности с d -симметрией параметра порядка [1, 3, 31–33]. В этом сценарии псевдощель в первом приближении не связана со сверхпроводимостью. В принципе, можно рассматривать модель, в которой в кристалле ВТСП по разным направлениям импульсного пространства возникают щели обоих типов [34]. В любом случае в области «псевдощелевых» температур $T < T^*$ в образце возникает состояние с частичной когерентностью (зависящей от температуры). И магнитное поле должно влиять на это состояние, что и наблюдается в эксперименте.

По аналогии с ростом длины когерентности в

сверхпроводнике с приближением к T_c при $T \leq T_c$ вследствие уменьшения энергетической щели следует ожидать увеличения соответствующей корреляционной длины при подходе к температуре закрытия псевдощели. Этому соответствует усиление макроскопических когерентных эффектов, аналогов эффекта Джозефсона («усиление» джозефсоновских свойств при $T \leq T_c$). Такое усиление когерентных эффектов ближнего порядка в области температуры закрытия псевдощели должно характеризоваться ростом нелинейных свойств ВТСП. Это и приводит к нелинейному отклику образца на магнитное возмущение и регистрируется методом модуляции магнитного поля. Именно с температурной зависимостью длины когерентности связано наличие наблюдаемых нами максимумов на кривых $\varepsilon_3(T)$ (и других высших гармоник).

4. 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 [29, 35, 36], который может быть связан с возбуждениями в виде вихрей [1, 36, 37]. Вихревые элементарные возбуждения приводят к потере фазовой когерентности. В отсутствие фазовой когерентности выше T_c циркулярные орбитальные токи могут приводить [29, 38] к значительному диамагнетизму (нелинейному эффекту Мейснера). При этом вполне естественно, что в 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 [33, 39].

Для полноты обсуждения необходимо упомянуть еще один возможный механизм нелинейности намаг-

ниченности ВТСП выше T_c . Это незатухающие на длине свободного пробега персистентные токи [40]. Интерференция таких токов приводит к известным мезоскопическим осцилляциям сопротивления. Из-за периодической зависимости от поля эти токи могут давать вклад в нелинейный магнитный отклик. Это явление может объяснить максимумы, наблюдаемые на температурных зависимостях высших гармоник. Конечно, для наблюдения этого эффекта длина свободного пробега в образце должна быть достаточно велика. Однако и здесь появление «сверхпроводящих» пар должно усиливать эффект.

5. Состояние ВТСП-системы при $T_c < T < T^*$ является необычным нормальным состоянием с псевдощелью. Фазовый переход из сверхпроводящего в такое «нормальное» состояние не является переходом типа БКШ и должен сопровождаться целым рядом аномалий. И действительно, в этой области температур для поликристаллических, рентгеновски однофазных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ наблюдалось аномальное нелинейное поведение скорости ультразвука [41, 42], упругих модулей и внутреннего трения [43, 44]. Дальнейшее исследование этого фазового перехода и состояния образцов ВТСП-систем в области $T < T^*$ методом гармоник намагниченности позволит получить новые данные о природе и самого перехода, и псевдощелевого состояния.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что в работе предложен новый метод определения температуры возникновения псевдощелевого состояния T^* в ВТСП-соединениях, основанный на измерении высших гармоник намагниченности. Полученные этим методом значения температуры T^* в монокристаллических образцах ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ совпали с температурой начала нелинейности сопротивления в них и данными других методик. Нам представляется несомненным, что модуляционная методика окажется полезным инструментом исследования природы нелинейности намагниченности в области псевдощелевого состояния ВТСП-соединений.

Авторы выражают благодарность А. В. Калинову и В. В. Александрову (ВЭИ) за предоставление образцов, Э. А. Тищенко (ИФП им. П. Л. Капицы) за помощь в работе и полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00097), Министерства образования и науки и РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **174**, 457 (2004).
2. S. Chakravarty et al., Nature **428**, 53 (2004).
3. М. Р. Трунин, УФН **175**, 1017 (2005).
4. Н.-Н. Wen, L. Shan, X.-G. Wen et al., Phys. Rev. B **72**, 134507 (2005).
5. D. N. Basov and T. Timusk, Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
6. M. Mayr, G. Alvarez, A. Moreo, and E. Dagotto, Phys. Rev. B **73**, 014509 (2006).
7. Y. Wang, L. Li, and N. P. Ong, Phys. Rev. B **73**, 024510 (2006).
8. P. A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, Rev. Mod. Phys. **78**, 17 (2006).
9. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, and C. Berthod, Rev. Mod. Phys. **79**, 353 (2007).
10. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
11. C. C. Homes, T. Timusk, R. Liang et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1645 (1993).
12. J. Rossat-Mignod, L. P. Regnault, P. Bourges et al., Phys. B: Cond. Mat. **186–188**, 1 (1993).
13. W. W. Warren, R. E. Walstedt, G. F. Brennert et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 1193 (1989).
14. А. И. Головашкин, О. М. Иваненко, К. В. Мицен, Н. Е. Храменков, Препринт ФИАН № 298 (1987).
15. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **70**, 3995 (1993).
16. Д. Д. Прокофьев, М. П. Волков, Ю. А. Бойков, ФТТ **45**, 1168 (2003).
17. Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин, А. И. Головашкин, Научная сессия МИФИ-2006. Сб. научн. трудов **4**, 124 (2006).
18. А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин, Кр. сообщ. по физике, ФИАН № 9, 19 (2006).
19. Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин, ФТТ **49**, 1549 (2007).
20. М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин и др., Прикл. физ. № 2, 51 (1995).
21. А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, И. С. Левченко и др., ФТТ **31**, 233 (1989).

22. А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, И. С. Левченко и др., ФТТ **32**, 1374 (1990).
23. Н. Д. Кузьмичев, ЖТФ **64**, 63 (1994).
24. М. Takigawa, A. P. Ruyes, P. C. Hammel et al., Phys. Rev. B **43**, 247 (1991).
25. А. В. Митин, Г. М. Кузьмичева, В. В. Мурашов, Е. П. Хлыбов, ЖЭТФ **107**, 1943 (1995).
26. С. Panagopoulos, M. Majoros, T. Nishizaki, and H. Iwasaki, Phys. Rev. Lett. **96**, 047002 (2006).
27. С. Panagopoulos, M. Majoros, and A. P. Petrović, Phys. Rev. B **69**, 144508 (2004).
28. M. Majoros et al., Phys. Rev. **72**, 024528 (2005).
29. Y. Wang, L. Li, M. J. Naughton et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 247002 (2005).
30. S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin et al., Rev. Mod. Phys. **75**, 1201 (2003).
31. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
32. M. R. Norman and C. Pépin, Rep. Progr. Phys. **66**, 1547 (2003).
33. V. M. Krasnov, A. E. Kovalev, A. Yurgens, and D. Winkler, Phys. Rev. Lett. **86**, 2657 (2001).
34. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, А. П. Русаков, ЖЭТФ **123**, 1188 (2003).
35. Z. A. Xu et al., Nature **406**, 486 (2000).
36. Y. Wang et al., Science **299**, 86 (2003).
37. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).
38. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, М. Ю. Смирнов, ЖЭТФ **128**, 525 (2005).
39. P. Pieri, G. C. Strinati, and D. Moroni, Phys. Rev. Lett. **89**, 127003 (2002).
40. А. И. Головашкин, А. М. Цховребов, Н. Д. Кузьмичев, В. В. Славкин, в сб. *Труды Второй междунар. конф. «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'06*, Звенигород, ФИАН, Москва (2006), с. 170.
41. А. И. Головашкин, В. А. Данилов, О. М. Иваненко и др., Препринт ФИАН № 305 (1987).
42. А. И. Головашкин, О. М. Иваненко, К. В. Мицен и др., в сб. *Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости (Информационные материалы)*, Уральское отделение АН СССР, Ин-т физики металлов, Свердловск (1987), ч. II, с. 180.
43. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, О. М. Иваненко и др., в сб. *Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости (Информационные материалы)*, Уральское отделение АН СССР, Ин-т физики металлов, Свердловск (1987), ч. II, с. 182.
44. Н. В. Аншукова, А. И. Головашкин, О. М. Иваненко и др., Письма в ЖЭТФ **46**, 373 (1987).