

02,05

Нелинейные свойства многофазных высокотемпературных сверхпроводников системы Bi–Sr–Ca–Cu–O в области температур сверхпроводящего перехода

© И.М. Голев¹, А.В. Сергеев², О.В. Калядин²

¹ Военный учебно-научный центр военно-воздушных сил
„Военно-воздушная академия им. профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина“,
Воронеж, Россия

² Воронежский государственный технический университет,
Воронеж, Россия

E-mail: imgolev@gmail.com

(Поступила в Редакцию 11 апреля 2016 г.
В окончательной редакции 8 июня 2016 г.)

Экспериментально исследованы нелинейные характеристики сверхпроводников системы Bi–Sr–Ca–Cu–O в области температур сверхпроводящего перехода при воздействии гармонического переменного магнитного поля. Для многофазных сверхпроводников, имеющих в своем объеме области с отличными значениями критической температуры, впервые обнаружен эффект возникновения нечетных гармоник в сигнале отклика. Представлен механизм генерации гармоник в сверхпроводнике, находящемся в резистивном состоянии, связанный со свитч-эффектом — перераспределением плотности вихревого тока между его локальными областями.

DOI: 10.21883/FTT.2017.01.43944.129

1. Введение

Исследование нелинейных характеристик высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является предметом повышенного интереса. Получаемые результаты служат источником дополнительной информации о физических свойствах ВТСП, имеющих сложную реальную кристаллическую структуру, включающую области с различным химическим составом, гранулы и межгранульную среду [1–4].

Интерес представляют исследования нелинейных свойств комплексной магнитной проницаемости и комплексной электрической проводимости при воздействии малого по амплитуде переменного магнитного поля. В том случае, когда частота внешнего магнитного поля ниже частоты распаривания куперовских пар (10^{11} Hz) или частоты проявления инерциальных свойств электронов (10^7 Hz), нелинейные явления обусловлены динамикой вихрей магнитного потока.

Различают воздействия на сверхпроводник двух внешних факторов: постоянного магнитного поля и температуры. В первом случае рассматривается воздействие на сверхпроводник суперпозиции внешнего постоянного магнитного поля B_0 и переменного магнитного поля $B_z \ll B_0$ [1,2]. При значениях постоянного поля B_0 , превышающих первое критическое поле сверхпроводника, в его объеме последовательно формируется ансамбль вихрей, а затем и вихревая решетка. Индуцируемые в объеме сверхпроводника переменным полем B_z токи j_{ind} вызывают депиннинг вихрей магнитного потока и их вязкое движение. Все это приводит к появлению электрического сопротивления переменному току

(эффективного сопротивления) ρ_e сверхпроводника и соответственно диссипации энергии переменного поля. Величина сопротивления ρ_e оказывается зависящей от плотности индуцируемых токов, что и обуславливает нелинейные свойства ВТСП. Количественно величину нелинейности оценивают, измеряя гармонические составляющие напряжения отклика на измерительной катушке индуктивности.

В случае воздействия суперпозиции B_0 и B_z появляются гармонические составляющие тока с частотами $(2n+1)\omega$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Измеряя величину индукции постоянного поля B_0 , можно управлять значением ρ_n от нуля до значения удельного сопротивления в ВТСП в нормальном состоянии ρ_n . При этом наблюдаются максимумы на полевых зависимостях диссипации энергии $Q(B_0)$ переменного магнитного поля в объеме сверхпроводника и амплитуд нечетных гармоник $U_{(2n+1)}(B_0)$. Еще одним внешним фактором, изменяющим эффективное электрическое сопротивление сверхпроводников, может быть такой термодинамический параметр, как температура. При изменении ее величины от температуры начала сверхпроводящего перехода T_n до его окончания T_k , так же как и при воздействии постоянного поля, происходит изменение ρ_e от величины сопротивления в нормальном состоянии до нуля. На зависимостях $Q(T)$ и $U_{(2n+1)}(T)$ также наблюдаются максимумы. Результаты таких исследований изложены в [3,5–9]. Отметим, что в указанных работах максимумы диссипации энергии обнаружены в области температур, где электрическое сопротивление сверхпроводника по поточному току равно нулю.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований нелинейных свойств ке-

рамических ВТСП системы Bi–Sr–Ca–Cu–O при их переходе из нормального в сверхпроводящее состояние (n – s -переход), когда объем сверхпроводника обладает электрическим сопротивлением по постоянному току.

2. Методика эксперимента

Проводились измерения спектрального состава сигнала отклика с измерительной катушки, размещенной на образце сверхпроводника в виде цилиндра. ВТСП подвергались воздействию переменного магнитного поля с амплитудой B_z (10^{-4} – 10^{-2} Т) и частотой f_0 (10^2 – 10^4 Hz), вектор магнитной индукции которого направлен вдоль основной оси симметрии цилиндра.

Для исследований были выбраны образцы Bi-ВТСП с малыми критическими токами $j_c \approx 10^4$ – 10^5 А/м² (при $T = 77$ К). Особенностью изучаемых сверхпроводников было наличие двух сверхпроводящих фаз: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi-2223, 80% объема) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (Bi-2212, 15% объема). Диапазон температур перехода образцов из нормального в сверхпроводящее состояние $T = 108$ – 100 К.

3. Результаты и их обсуждение

Впервые было обнаружено, что в области температур сверхпроводящего перехода имеют место максимумы напряжений нечетных гармоник (третьей, пятой и девятой) в сигнале отклика ВТСП состава Bi–Sr–Ca–Cu–O (рис. 1).

Как видно, при температурах $\Delta T = 103$ – 100 К электрическое сопротивление образца по постоянному току отлично от нуля, наблюдается первый максимум третьей гармоники. С понижением температуры, когда заканчивается переход в сверхпроводящее состояние и сопротивление по постоянному току становится равным

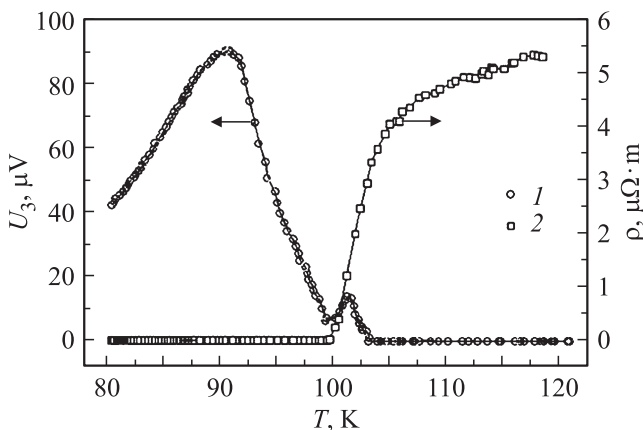


Рис. 1. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники $U_3(T)$ (1) и удельного электрического сопротивления по постоянному току $\rho(T)$ (2) для керамики Bi–Sr–Ca–Cu–O при $B_z = 0.7$ мТ, $f_0 = 10^3$ Hz.

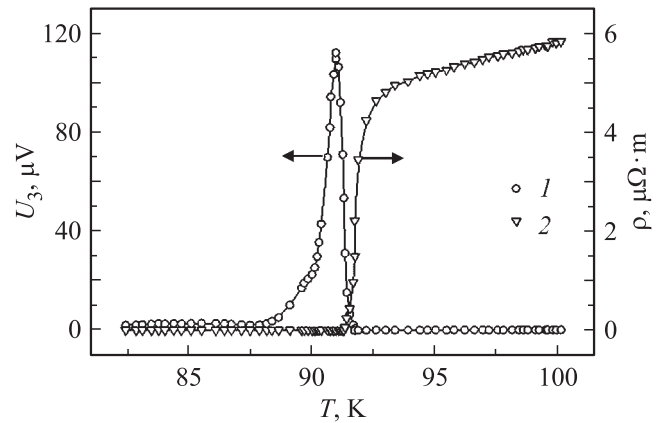


Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники $U_3(T)$ (1) и удельного электрического сопротивления по постоянному току $\rho(T)$ (2) для керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $B_z = 0.5$ мТ, $f_0 = 10^3$ Hz.

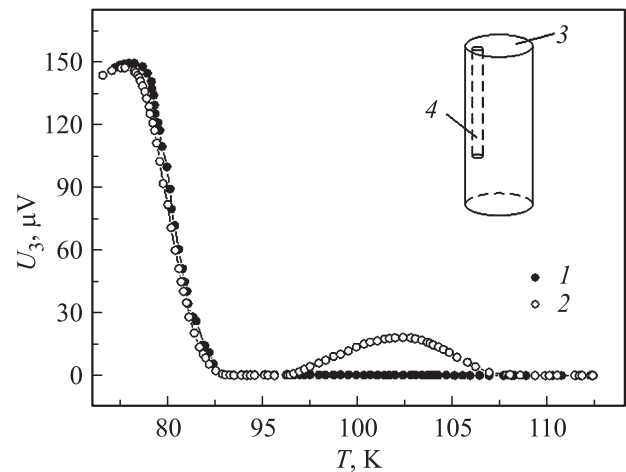


Рис. 3. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники $U_3(T)$ модельного образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ без включения Bi-сверхпроводника (1) и со вставкой Bi-сверхпроводника (2). На вставке — модельный образец: 3 — матрица из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (диаметр 4 мм, длина 7 мм); 4 — фрагмент $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в объеме матрицы (диаметр 0.95 мм, длина 4 мм, 3% от объема матрицы).

нулю, реализуется второй пик на температурной зависимости $U_3(T)$, особенности которого довольно подробно изучены (см., например, [3,4]).

Для выявления природы максимума нелинейных свойств в области температур n – s -перехода были проведены уточняющие экспериментальные исследования.

1. Измерены аналогичные зависимости $U_3(T)$ для образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, полученных по технологии МТГ (Melt–Texture–Growth), являющихся однофазными (не имеющих сверхпроводящей межгранулярной среды). В этом случае на температурной зависимости напряжения третьей гармоники $U_3(T)$ отсутствует максимум расположенный в области температур, где сверхпроводник обладает электрическим сопротивлением (рис. 2).

2. Был изготовлен модельный образец из однофазного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в виде цилиндра (см. вставку на рис. 3) с температурами $n-s$ -перехода $\Delta T = 93-91$ К, в объеме которого размещался фрагмент сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с $\Delta T = 110-100$ К.

В области температур $\Delta T = 108-95$ К иттриевый сверхпроводник находился в нормальном состоянии, на температурной зависимости напряжения третьей гармоники наблюдался максимум, который в данном случае, очевидно, связан с нелинейными свойствами Вi-керамики (кривая 2 на рис. 3). Это свидетельствует о том, что для многофазных ВТСП возможен максимум на зависимости $U_3(T)$, когда в целом образец находится в нормальном состоянии, но имеет сверхпроводящие кластеры.

3. Проведены исследования влияния амплитуды внешнего переменного магнитного поля B_z на нелинейные свойства ВТСП системы Вi-Sr-Ca-Cu-O в диапазоне температур $\Delta T = 108-97$ К (рис. 4, кривые 1-4). Оказалось, что величина максимума температурной зависимости амплитуды третьей гармоники $U_{3\text{max}}$ пропорциональна квадрату амплитуды переменного магнитного поля B_z^2 (см. вставку на рис. 4)

$$U_{3\text{max}} \propto B_z^2. \quad (1)$$

Это свидетельствует о том, что генерация третьей гармоники связана с диссипацией энергии переменного магнитного поля Q (джоулевы потери), величина которой на единицу объема сверхпроводника за период будет пропорциональна U_3 [10,11]

$$Q \propto B_z^2 \mu'' \propto U_3, \quad (2)$$

где μ'' — мнимая часть комплексной магнитной проницаемости сверхпроводника.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволяют предположить, что при $n-s$ -пере-

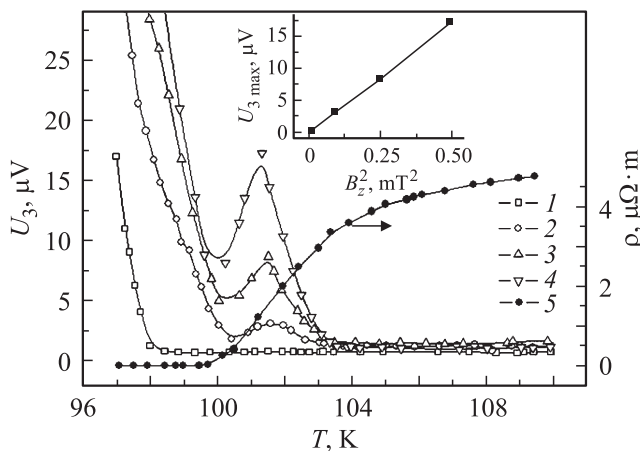


Рис. 4. Температурные зависимости амплитуды третьей гармоники $U_3(T)$ при 0.1 (1), 0.3 (2), 0.5 (3) и 0.7 мТ (4), $f_0 = 10^3$ Hz и удельного электрического сопротивления по постоянному току $\rho(T)$ (5) для керамики Вi-Sr-Ca-Cu-O.

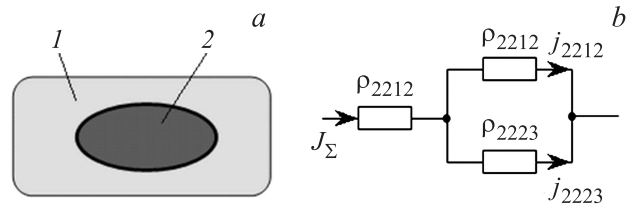


Рис. 5. а) Двухфазный сверхпроводник: 1 — матрица, фаза Вi-2212 с удельным сопротивлением ρ_{2212} ; 2 — кластер, фаза Вi-2223 с удельным сопротивлением ρ_{2223} . б) Элементы двухфазной структуры.

ходе в объеме образца одновременно существуют сверхпроводящие области (кластеры) и матрица, обладающая электрическим сопротивлением. Возникающий при воздействии переменного магнитного поля индукционный ток с плотностью j_{ind} протекает в объеме образца через области, находящиеся как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. При $j_{\text{ind}} > j_{2223}^c$, где j_{2223}^c — плотность критического тока сверхпроводящих кластеров, в объеме последних возникают генерации гармоник [4].

В наших экспериментах при $\Delta T = 105-100$ К в объеме исследуемого образца кластеры фазы Вi-2223 являются сверхпроводящими, а окружающая их фаза Вi-2212 имеет довольно большое сопротивление по постоянному току $\sim 0.5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ (рис. 5, а).

Оценим локальные плотности токов, протекающих в объеме двухфазного сверхпроводника при разных температурах. Предположим, что электрические удельные сопротивления являются линейными и плотность протекающего в объеме матрицы тока не меняется за счет скин-эффекта. Тогда общая плотность протекающего тока $j_{\Sigma}(T)$ (рис. 5, б) запишется в виде

$$j_{\Sigma}(T) = \frac{\varepsilon(T)(\rho_{2212}(T) + \rho_{2223}(T))}{\rho_{2212}(T)(\rho_{2212}(T) + 2\rho_{2223}(T))}, \quad (3)$$

где $\varepsilon(T)$ — эдс самоиндукции, возникающая в рассматриваемом элементе образца при воздействии переменного магнитного поля B_z с частотой f , $\rho_{2212}(T)$ — удельное электрическое сопротивление матрицы, $\rho_{2223}(T)$ — удельное электрическое сопротивление кластеров.

Тогда плотности токов, протекающих через объемы разных фаз, равны

$$j_{2212}(T) = \frac{\varepsilon(T)\rho_{2223}(T)}{\rho_{2212}(T)(\rho_{2212}(T) + 2\rho_{2223}(T))}, \quad (4)$$

$$j_{2223}(T) = \frac{\varepsilon(T)}{\rho_{2212}(T) + 2\rho_{2223}(T)}. \quad (5)$$

Рассмотрим процесс перехода Вi-ВТСП из нормального в сверхпроводящее состояние и проведем анализ температурных зависимостей плотностей токов. При охлаждении в случае

$$\rho_{2212} = \rho_{2223} = \rho_e \quad (6)$$

плотности токов также равны

$$j_{2212} = j_{2223} = \frac{\varepsilon}{3\rho_e}. \quad (7)$$

В области температур $\Delta T = 105\text{--}100\text{ К}$ фаза Bi-2223 находится в сверхпроводящем состоянии, и выполняются условия

$$\rho_{2212} \gg \rho_{2223}, \quad (8)$$

$$j_{2223} = \frac{\varepsilon}{\rho_{2212}}, \quad (9)$$

а величина $j_{2212} = 0$, т. е. происходит перераспределение плотности тока из матрицы в объем кластеров. С понижением температуры удельное сопротивление матрицы уменьшается, возрастает величина плотности тока в объеме фаз Bi-2223 . Превышение амплитудой плотности индукционного тока j_{2212} величины плотности критического тока j_{2223}^c приводит к появлению в области фазы Bi-2223 в какой-то момент времени резистивного состояния. В этом объеме ВТСП возникают импульсы напряжения, представляющие собой фрагменты синусоиды, и как результат появляются гармонические составляющие. Поскольку вольт-амперные характеристики ВТСП в этом случае описываются нечетными функциями, в сигнале отклика присутствуют нечетные гармоники [12].

С понижением температуры образца вновь начинает выполняться условие (7) и происходит обратное перераспределение тока из включений в матрицу, т. е. наблюдается свитч-эффект. Это приводит к уменьшению тока j_{2223} , а соответственно и амплитуды третьей гармоники. Таким образом, при охлаждении образца происходит последовательное переключение токов из матрицы в кластеры и обратно, т. е. процесс увеличения, а затем уменьшения тока в сверхпроводящем включении, что и приводит к возникновению максимума на температурной зависимости $U_3(T)$. В том случае, если плотность тока j_{2223} меньше критической, нелинейные свойства структуры не проявляются, как например при $B_z = 0.1\text{ мТ}$ (рис. 4, кривая 1).

4. Заключение

Таким образом, в объеме многофазных сверхпроводников, структура которых представляет собой нормальную матрицу с включенными в нее сверхпроводящими кластерами, возможны нелинейные эффекты, обусловленные свитч-эффектом — перераспределением индукционного тока между этими областями. При этом сопротивление нормальной матрицы должно быть достаточно малым, чтобы протекающий через нее индукционный ток мог быть больше величины критического тока сверхпроводящих кластеров.

В заключение отметим, что обнаруженный эффект возникновения нечетных гармоник в сигнале отклика на переменное магнитное поле может служить эффективным инструментом для исследования и оценки сверхпроводящих параметров многофазных, неоднородных или стабилизированных сверхпроводников.

Список литературы

- [1] V.Ya. Pokrovskii, I. G. Gorlova, S.G. Zybtev. *Physica C* **282**, 2077 (1997).
- [2] Н.В. Далакова, Б.И. Белевцев, Е.Ю. Беляев, А.С. Панфилов. *ФНТ* **40**, 5, 513 (2014).
- [3] А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин. *ЖТФ* **78**, 10, 65 (2008).
- [4] И.М. Голев, А.В. Сергеев, В.Г. Кадменский, О.В. Калядин. *Вестн. Воронеж. гос. техн. ун-та* **11**, 5, 129 (2015).
- [5] C. Attanasio, L. Maritato, S.L. Prishera, R. Scafuro, R. Vaglio. *Phys. Rev. B* **46**, 9244 (1992).
- [6] A. Mourachkine. *High-temperature superconductivity in cuprates. The nonlinear mechanism and tunneling measurements*. Kluwer Academic, Dordrecht (2002). 317 p.
- [7] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. *ФТТ* **55**, 12, 2305 (2013).
- [8] N.D. Kuzmichev, M.A. Vasyutin. *Physica C* **282**, 1131 (1997).
- [9] В.Е. Милошенко, И.М. Голев, А.А. Воронов. *Письма в ЖТФ* **25**, 20, 60 (1999).
- [10] И.М. Голев, В.П. Трифонов, В.Е. Милошенко. *Вестн. Воронеж. гос. техн. ун-та. Сер. Материаловедение* **1.8**, 72 (2000).
- [11] С.Л. Гинзбург, Г.Ю. Логвинова, И.Д. Лузянин. *ЖЭТФ* **100**, 2 (8), 532 (1991).
- [12] В.С. Андреев. *Теория нелинейных электрических цепей. Радио и связь, М.* (1982). 280 с.