

- [5] *Petroff P. M., Lorimor O. G., Ralston J. M.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. N 4. P. 1583—1588.
- [6] *Ferenzi G.* // IEEE Trans. of Electron. Dev. 1981. Vol. ED-28. N 4. P. 421—424.
- [7] *Hu S. H., Klepner S. M., Schwenker R. O.* // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47. P. 4098—4106.
- [8] Способ стабилизации поверхности приборов. Патент Японии 95 (5) C23 № 42-24543 от 19.04.67. Изобретения за рубежом. 1972. № 9. С. 141.
- [9] *Невский О. Б., Федоров В. А.* // Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1980. № 3. С. 45—56.
- [10] *Луфт Б. Ф.* Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников. М.: Радио и связь, 1982. 136 с.
- [11] *Черепин В. Т., Васильев М. А.* Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1975. 238 с.
- [12] *Ito R., Nakashima H., Nakada O.* // Jap. J. Appl. Phys. 1974. Vol. 13. N 8. P. 1321—1322.
- [13] *Берг А., Дил П.* Светодиоды. М.: Мир, 1979. 686 с.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

*А. А. Буш, С. Н. Гордеев, А. А. Евдокимов, А. А. Жуков,
М. И. Лазерь, Д. В. Шеломов*

С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников большое внимание уделяется изучению их токонесущей способности. В ряде работ [1, 2] была установлена сильная зависимость критической плотности тока j_c от слабого магнитного поля H в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Однако до настоящего времени не изучены особенности поведения j_c в различных интервалах магнитных полей, не определен вид функциональной зависимости $j_c(H)$, знание которого необходимо при расчетах токонесущей и экранирующей способностей изделий из этого материала.

Образцы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta=0.1-0.2$) были синтезированы по обычной керамической технологии с многократным чередованием циклов гомогенизации и отжига. В зависимости от условий приготовления образцы имели температуру окончания сверхпроводящего перехода 91—94 К, плотность 40—90 % от рентгенографической и средний размер зерна ~ 10 мк.

Измерения критического тока производились четырехзондовым методом в статическом режиме. Переход в резистивное состояние фиксировался по появлению напряжения 1 мкВ при расстоянии между потенциальными зондами ~ 3 мм. Значение критической плотности тока j_c определялось отношением критического тока к сечению образца, имевшего форму цилиндра или параллелепипеда.

На рис. 1, а представлены зависимости $j_c(H)$ для двух образцов, полученных в одинаковых условиях, но отличающихся давлением прессования таблеток перед последним отжигом. Эти образцы характеризуются существенно различными значениями объемной и критической плотностей тока, однако зависимости $j_c(H)$ для них имеют подобный вид.

Установлено, что в магнитных полях $H < 30$ Э зависимость $j_c(H)$ полностью обратима, но при воздействии магнитных полей большей напряженности возникает гистерезис, который приводит к необратимому уменьшению критического тока образца после вывода поля. На рис. 1, а также приведены значения критической плотности тока $j_c(0)$ в зависимости от величины действовавшего на образец поля, эти данные получены в процессе последовательного увеличения H . Величина $j_c(0)$ неизменна при $H < 30$ Э, быстро уменьшается в области 30—300 Э и выходит на практически постоянное значение в больших полях.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о существовании трех областей магнитных полей, соответствующих различному поведению j_c . Учитывая, что границы этих областей совпадают для плотного и рыхлого образцов, сильно отличающихся размерами межгранульных пор и критическим межзерненным током, можно утверждать, что гистерезис зависимостей $j_c(H)$ связан с захватом магнитного потока внутрь керамических зерен. При

$H < H_{c1} \approx 30$ Э ($T=77$ К) зерна находятся в состоянии мейснеровской фазы, а после превышения поля H_{c1} возникает движение магнитных вихрей внутри керамических зерен, которое и приводит к появлению полевого гистерезиса, характерного для жестких сверхпроводников второго рода. Магнитное поле 200—300 Э соответствует полному проникновению магнитных вихрей в зерно. Это позволяет оценить внутризеренную плотность критического тока при $T=77$ К $j_c \sim 5 \cdot 10^5$ А/см² [3]. Такое поведение $j_c(H)$ согласуется с результатами магнитных измерений [4].

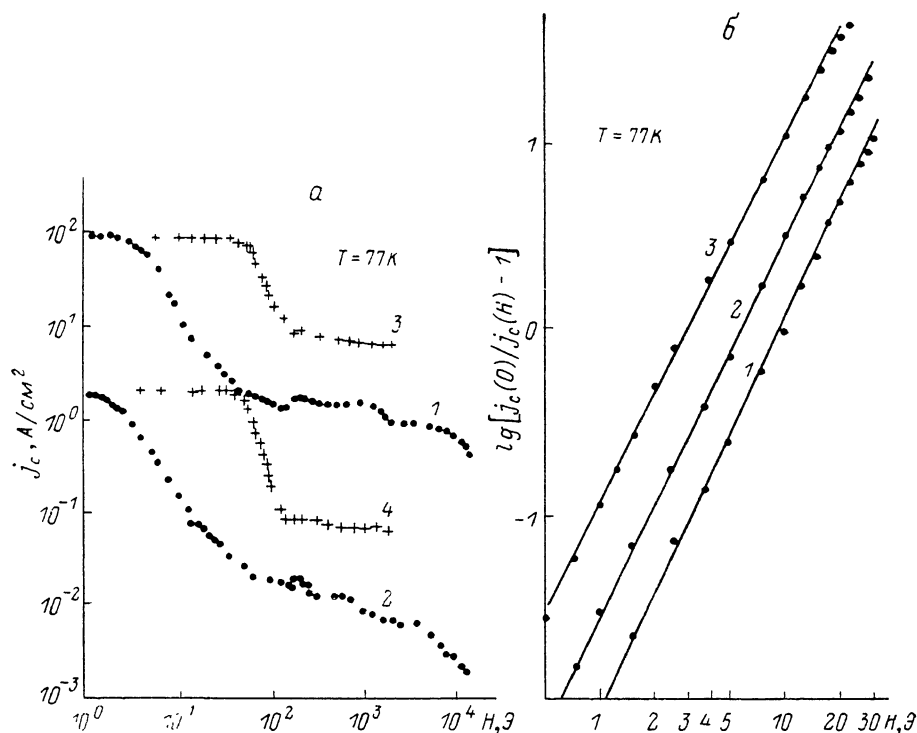


Рис. 1.

a — критические плотности тока в зависимости от приложенного магнитного поля ($H \perp i$) (1, 2) и тока $j_c(0)$ после вывода поля в зависимости от величины воздействовавшего поля H (3, 4). 1, 2 — первый ввод поля. Объемная плотность керамики, %: 1, 3 — 82, 2, 4 — 44. *б* — зависимости $\lg [(j_c(0)/j_c(H)) - 1]$ от $\lg H$. $j_c(0)$, А/см²: 1 — 35, 2 — 93, 3 — 5.9; D , мм: 1 — 5.25, 2 — 1.1 (изготовлен из образца 1); 3 — сечение $S=2.6 \times 5.2$ мм.

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что в безгистерезисной области $H < 30$ Э экспериментальные зависимости $j_c(H)$ хорошо описываются выражением

$$j_c(H) = \frac{j_c(0)}{1 + (H/\tilde{H}_0)^\alpha}. \quad (1)$$

Некоторые экспериментальные данные в соответствующем масштабе $\lg [(j_c(0)/j_c(H)) - 1]$ от $\lg H$ приведены на рис. 1, б. Они свидетельствуют, что зависимость (1) хорошо выполняется в широком диапазоне изменения j_c . Установлено, что параметр α составляет $\alpha = 2 \pm 0.1$, а величина \tilde{H}_0 лежит в интервале 3—14 Э для всех исследованных образцов (дли которых $1 < j_c(0) < 200$ А/см²) и медленно уменьшается при уменьшении критического тока и размеров образца.

Сильная зависимость $j_c(H)$ приводит к еще одной особенности при токопереносе в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Установлено, что в исследованных образцах величина критической плотности тока, так же как и в сверхпроводниках первого рода, зависит от размеров образца. Как видно из рис. 2, с уменьшением диаметра цилиндрического образца $j_c(0)$ возрастает и стремится к конечному значению. Анализ полученных данных свидетельствует, что такое поведение $j_c(0)$ связано с влиянием собственного магнитного поля H_i , создаваемого протекающим через образец током, а предельное значение $G = \lim_{H \rightarrow 0} j_c(0)$ соответствует токонесущей способности материала.

Действительно, можно предположить, что локальная критическая плотность тока описывается соотношением

$$j_c^{\text{лок}}(H) = \frac{G}{1 + \left(\frac{H}{H_0}\right)^2}. \quad (2)$$

Если внешнее поле отсутствует, то $H = H_i$. Величина поля H_i может быть рассчитана самосогласованным образом на основе выражения (для бесконечного цилиндрического образца)

$$H_i = \frac{1}{2\pi} \int \frac{j_c^{\text{лок}}(H_i)}{r^2} [\mathbf{n}r] ds, \quad (3)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении тока.

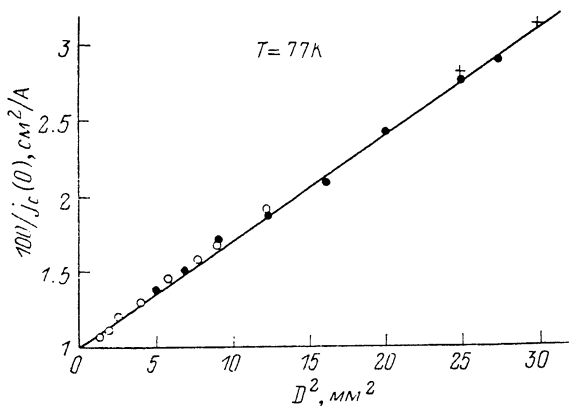


Рис. 2. Зависимость $100/j_c$ от квадрата диаметра цилиндрического образца.

Разные обозначения точек соответствуют различным сериям образцов, изготовленных из одной и той же керамической таблетки.

Решение системы (2), (3) зависит от соотношения полей H_i и H_0 . При $H_i \ll H_0$ оно может быть найдено разложением H_i по степеням r . Полученная в результате зависимость для цилиндрического образца

$$j_c(0) = \frac{G}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} \quad (4)$$

соответствует экспериментальной (рис. 2). Критический радиус $r_0 = 2\sqrt{2}(H_0/G)$ разделяет области, где $H_i \ll H_0$ — «тонкий образец» ($r \ll r_0$) и $H_i \gg H_0$, что соответствует «толстому образцу» ($r \gg r_0$). При $H_i \gg H_0$ в знаменателе (2) можно пренебречь единицей, тогда мы получаем решение в явном виде

$$j_c(0) = (3/4)^{1/3} G (r_0/r)^{2/3}. \quad (5)$$

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что при определении критической плотности тока в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ следует использовать «тонкие образцы» ($r \ll r_0$) либо вводить поправку, учитывающую конечные размеры образца. При $r \ll r_0$ изменение $j_c(0)$, согласно (4), становится пренебрежимо малым. Поэтому авторы работы [5] и не наблюдали такой зависимости у образцов с малым значением G . В то же время в работе [6] было обнаружено возрастание $j_c(0)$ на порядок при уменьшении толщины сверхпроводящей ленты из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $G > 10^3$ А/см².

В настоящее время еще неясен механизм межзеренного токопереноса в ВТСП керамике. Это пока не позволяет установить и микроскопическую природу зависимости $j_c(H)$, описываемой соотношением (2). Если согласно наиболее распространенным представлениям предположить, что межзеренные связи имеют джозефсоновский характер [1, 2], то возникновение зависимости (2) может быть связано со структурными флуктуациями слабых связей. Для этого случая, как показано в работе [7], характерна зависимость типа $j_c \sim 1/H^2$. Появление в ней параметра H_0 можно связать с магнитным полем тока, протекающего через слабую связь. Если же предположить, что межзеренные связи имеют вид узких сверхпроводящих перемычек, близких по составу и свойствам к зернам, то причиной зависимости (2)

могут быть особенностями поведения этих связей в майснеровской фазе [8]. Таким образом, этот вопрос, несомненно, нуждается в дальнейшем теоретическом и экспериментальном исследовании.

Список литературы

- [1] Заварицкий Н. В., Заварицкий В. Н., Петров С. В., Юргенс А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 23—26.
- [2] Yamada Y., Fukushima N., Nakayama S. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Vol. 26. N 5. P. 865—866.
- [3] Vean C. P. // Rev. Mod. Phys. 1964. Vol. 36. N 1. P. 31—36.
- [4] Буш А. А., Гордеев С. Н., Дубенко И. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 204—207.
- [5] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Сохин Э. Б., Сырников П. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 8. С. 2432—2436.
- [6] Okada M., Okayama A., Matsumoto T. et al. // Jap. J. Phys. 1988. Vol. 27. N 9. P. L1715—1717.
- [7] Янсон И. К. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 5. С. 1497—1510.
- [8] Heaton J. W., Rose-Innes A. C. // Cryogenics. 1964. Vol. 4. P. 85—89.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
10 ноября 1988 г.

07

Журнал технической физики, т. 59, в. 11, 1989

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ ФАЗОВЫХ ДАТЧИКОВ

А. Г. Булушев, Е. М. Дианов, А. В. Кузнецов, О. Г. Хохотников

Среди различных типов волоконно-оптических датчиков наиболее чувствительными являются те, в которых осуществляется модуляция оптической фазы. Роль преобразователя фазовой модуляции в амплитудную в таких датчиках выполняют волоконно-оптические интерферометры [1, 2].

В настоящей работе на основе связанных одноименных волоконно-оптических кольцевых интерферометров реализованы схемы, которые могут применяться в волоконных датчиках. Использование многолучевых кольцевых интерферометров вместо традиционных интерферометров Маха—Цендера дает возможность увеличить чувствительность датчика за счет многократного прохождения излучения в измерительном кольце. Включение в схему наряду с измерительным кольцом также опорного кольца позволяет, во-первых, регистрировать изменение сигнала по двухлучевой схеме, наблюдая интерференцию волн, прошедших одинаковый оптический путь через первое и второе кольца ($n_1 L_1 = n_2 L_2$, где n_i , L_i — количество проходов и оптическая длина i -го кольца, соответственно), и, во-вторых, использовать источники излучения с малой длиной когерентности [3].

На рис. 1, а приведена схема датчика на основе двух последовательных кольцевых интерферометров (1 — направленный ответитель, 2 — фазовый модулятор или чувствительный элемент). Рассмотрим такое устройство в импульсном режиме, который позволяет работать с сигналом, прошедшим заданное количество проходов через интерферометр. Подавая на вход схемы отдельный импульс с амплитудой A , на выходе получим затухающую последовательность импульсов. Первый импульс (нулевой порядок $n=0$) соответствует сквозному проходу, последующие импульсы ($n > 0$) возникают из-за задержки в кольцевых интерферометрах. Амплитуда n -го импульса A_n в случае, когда длины интерферометров $L_1 \approx L_2$ имеют вид

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \gamma_1 \gamma_2 \sqrt{r_1 r_2} \exp i x (n=0), \\
 A_n &= \gamma_1 \gamma_2 \left\{ \sqrt{r_1} t_2 (r_2)^{(n-1)/2} \varepsilon_2^n + (r_1)^{(n-1)/2} t_1 \sqrt{r_2} \varepsilon_1^n + \right. \\
 &+ \left. t_1 t_2 \sum_{m=1}^{n-1} (r_1)^{(m-1)/2} (r_2)^{(n-m-1)/2} \varepsilon_1^m \varepsilon_2^{n-m} \right\} \exp i x (n > 0).
 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r_i , t_i — коэффициенты перекачки и прохождения ответителя i -го интерферометра [4]; γ_i — амплитудный коэффициент потерь [5]; $\varepsilon_i = \gamma_i \exp(i\beta L_i)$, где β — постоянная распространения HE_{11} -моды одноименного волоконного световода (ОВС); x — набег фазы на участке