

УДК 538.248 : 537.312.62

© 1990

## БЕСКОНТАКТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ТОКОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛАСТИНАХ И ПЛЕНКАХ

*М. П. Петров, М. В. Красинькова, Ю. И. Кузьмин, И. В. Плешаков*

Исследована роль неоднородной намагниченности при магнитных измерениях критических токов в сверхпроводящих пленках и пластинах цилиндрической формы. Предложена методика определения плотности критического тока по измерениям магнитного поля, создаваемого экранирующими сверхтоками при переходе всего объема сверхпроводника в критическое состояние. В приближении Бина—Лондона получено выражение для плотности критического тока, в которое входят параметры кривой намагничивания. Показано, что учет неоднородной намагниченности, обусловленной пиннингом, особенно важен в том случае, когда измеряются критические токи в тонких пленках. На керамических образцах  $Y-Ba-Cu-O$  проведена экспериментальная проверка предлагаемой методики. Впервые получены полевые зависимости плотности критического тока для сверхпроводящей керамики  $Tl-Ba-Ca-Cu-O$ .

Плотность критического тока является важным параметром, определяющим многие свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Бесконтактные методы измерения критических токов, основанные на измерениях намагничивания сверхпроводников [1-3], обладают рядом преимуществ (малое время измерения, отсутствие влияния контактов, возможность непосредственного определения сил пиннинга), особенно существенными при исследовании пленок. При определении критических токов для образцов в форме пластин и пленок необходим учет влияния полей размагничивания. При традиционном подходе, основанном на использовании размагничивающего фактора, намагниченность образца предполагается однородной, что справедливо лишь для сверхпроводников в мейснеровской фазе. Между тем из-за низкого первого критического поля [4] и сильного пиннинга [5, 6] намагниченность ВТСП существенно неоднородна в широком интервале магнитных полей и, следовательно, поля размагничивания определяются не только формой образца, но и конфигурацией захваченного потока. Иными словами, эффективный размагничивающий фактор зависит от приложенного внешнего поля и магнитной предистории образца.

В настоящей работе показана важная роль неоднородного намагничивания ВТСП при магнитных измерениях и предложена методика бесконтактного определения плотности критического тока, пригодная как для объемных образцов, так и для тонких пленок. Методика экспериментально проверена на серии керамических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в виде цилиндрических пластин с различным соотношением радиуса и толщины. Кроме того, впервые получены полевые зависимости плотности критического тока и силы пиннинга для керамических сверхпроводников  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$ .

Рассмотрим жесткий сверхпроводник (П рода с центрами пиннинга) в виде цилиндра длиной  $L$  и радиусом  $R$ . Вдоль оси цилиндра прикладывается внешнее магнитное поле  $H$ . Реакцией на магнитное поле, меньшее первого критического  $H_{c1}$ , является возбуждение поверхностных экранирующих сверхтоков, что соответствует однородной намагниченности образца. После превышения  $H_{c1}$  в области провикновения магнитного потока устанавливается критическое состояние, в котором плотность

сверхтоков равна критической  $j_c$ . При дальнейшем увеличении магнитного поля весь объем образца перейдет в критическое состояние. В этом случае сверхпроводник окажется намагниченным до насыщения, поскольку экранирующий сверхток с критической плотностью будет циркулировать по всему его сечению:  $\mathbf{j} = j_c \hat{\phi}$ , где  $\hat{\phi}$  — единичный азимутальный вектор. Намагниченность образца, определяемая уравнением

$$c \nabla \times \mathbf{M} = j_c \hat{\phi}. \quad (1)$$

будет существенно неоднородной: магнитный момент максимален на оси цилиндра.

В приближении Бина—Лондона [7, 8] плотность критического тока не зависит от магнитного поля. Следовательно, при насыщении в любой точке цилиндра  $j_c = \text{const}$  и поле, создаваемое экранирующими сверхтоками  $\mathbf{B}_{sc}$ , так же как и намагниченность  $\mathbf{M}$ , не будут меняться при дальнейшем увеличении внешнего поля.

Для сверхпроводящего цилиндра, весь объем которого находится в критическом состоянии, поле  $\mathbf{B}_{sc}$  является суперпозицией полей соленоидов с поверхностной плотностью тока  $j_c dr$ , радиусы  $r$  которых распределены в интервале  $(0, R)$ . При радиально-однородной плотности критического тока распределение поля  $\mathbf{B}_{sc}^{ax} = 2B_{sc}^{ax}$  вдоль оси  $z$ , совпадающей с осью цилиндра (нуль  $z$  посередине), имеет вид

$$B_{sc}^{ax}(z) = \frac{2\pi}{c} j_c \left[ \left( \frac{L}{2} - z \right) \text{Arsh} \left( \frac{R}{L/2 - z} \right) + \left( \frac{L}{2} + z \right) \text{Arsh} \left( \frac{R}{L/2 + z} \right) \right].$$

Поле в центре основания цилиндра

$$B_{sc}^{ax} \left( \frac{L}{2} \right) = \frac{4\pi}{c} j_c R \frac{\text{Arsh}(\alpha/2)}{\alpha}, \quad \alpha \equiv \frac{2R}{L}.$$

При перемагничивании образца в его объеме индуцируются токи (поля) противоположного направления. Таким образом, разность значений результирующего поля  $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{B}_{sc}$ , измеренного в центре основания цилиндра при перемагничивании до одного и того же значения  $\mathbf{H}$ , равна ширине петли намагничивания  $\Delta B$ . С помощью уравнения  $\Delta B = 2B_{sc}^{ax}(L/2)$  можно определить плотность критического тока по ширине петли  $\Delta B$

$$j_c = \frac{c}{4\pi} \frac{\Delta B}{2R} F(\alpha), \quad F(\alpha) \equiv \frac{\alpha}{\text{Arsh}(\alpha/2)}. \quad (2)$$

В предельном случае полубесконечного цилиндра функция  $F(\alpha)$  принимает наименьшее значение  $F(0) = 2$ . Для тонких пленок ( $\alpha \gg 1$ )  $F(\alpha)$  возрастает как  $\alpha / \ln \alpha$ .

Заметим, что условием применимости формулы (2) является намагничивание образца во внешнем поле  $H$ , более чем в два раза превосходящем поле экранирования  $H^*$ . При  $H = H^*$  внешнее магнитное поле проникает в центр образца. Для бесконечного цилиндра  $H^* = (4\pi/c) j_c R$ , для цилиндра длиной  $LH^* = \max_j B_{sc}^{ax}(z) = B_{sc}^{ax}(0) = (4\pi/c) j_c R \text{Arsh}(\alpha)/\alpha$ . При  $H > 2H^* \gg H_{c1}$  захваченный в сверхпроводнике поток обеспечивает распределение сверхтоков по всему объему образца  $\mathbf{j}_c = j_c \hat{\phi}$  после выключения внешнего поля.

Для проверки влияния толщины образца на определяемое значение  $j_c$  был выполнен контрольный эксперимент с керамическими образцами  $Y-Ba-Cu-O$  разной толщины. Для этого цилиндрические образцы с радиусом  $R = 4.1$  мм сошлифовывались до все меньшей длины, и после каждой шлифовки снимались их кривые намагничивания. Магнитное поле измерялось в центре торца цилиндра датчиком Холла с размерами рабочей области  $1.5 \times 0.5 \times 0.05$  мм. Чувствительность датчика  $12.1$  мкВ·Гс<sup>-1</sup>, усиленная аппаратура обеспечивала точность до  $0.1$  Гс. Измерения проводились при температуре  $77$  К после охлаждения образца в нулевом

поле. Экспериментальные результаты для  $L=4.4$  и  $1$  мм представлены на рис. 1. Заметно изменение формы петли при уменьшении толщины пластин, изготовленных из одного и того же образца. Сжатие петли обусловлено снижением суммарного тока, протекающего через уменьшающиеся сечения при неизменной плотности  $j_c$ . Для изучения влияния толщины пластины на ширину петли намагничивания и, следовательно, на определяемый критический ток было измерено эталонное значение  $j_c^{(0)}$ . Чтобы свести к минимуму влияние полей размагничивания датчик Холла размещался в центре зазора между двумя соосно ориентированными цилиндрами длиной  $L=6.4$  мм. Толщина зазора составляла  $1$  мм, что позволяло пренебречь размагничивающими факторами образца (считать цилиндр бесконечным) и зазора (считать его бесконечно тонким). Кривая намагничивания для такой геометрии эксперимента приведена на

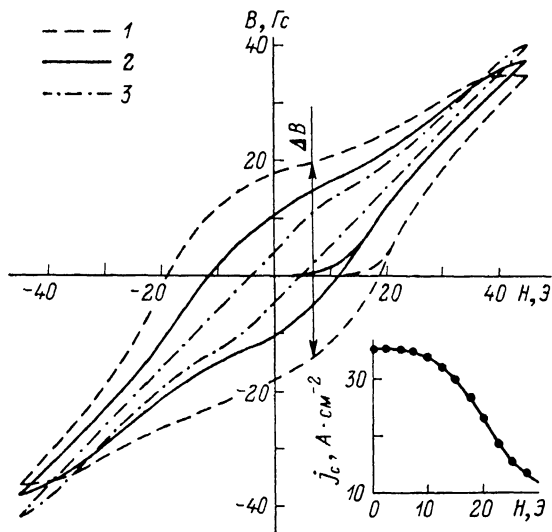


Рис. 1. Кривые намагничивания и критический ток керамических образцов  $Y-Ba-Cu-O$ .  $R=4.1$  мм.

1 — датчик Холла между двумя цилиндрами; 2, 3 — в центре основания цилиндра.  $L$ , мм: 1 — 6.4, 2 — 4.4, 3 — 1.

рис. 1. Эталонное значение плотности тока, найденное по ширине петли 1 при  $H=0$  по формуле для бесконечного цилиндра  $j_c^{(0)} = (c/4\pi)\Delta B/(2R)$ , составило  $j_c^{(0)} = 36.9$  А·см<sup>-2</sup>, что согласуется с данными для керамических ВТСП  $Y-Ba-Cu-O$  [3, 9, 10]. Далее вычислялась величина  $(4\pi/c)j_c^{(0)} \times 2R/\Delta B$  для различных  $\alpha$ , где  $\Delta B$  определялась при  $H=0$  в центре торца цилиндра (кривые 2, 3 и аналогичные им). Результаты представлены на рис. 2, где сплошной линией показана функция  $F(\alpha)$ , ожидаемая из (2). Видно, что величина  $F$  заметно возрастает при  $\alpha \geq 10$ .

На рис. 3 приведены значения плотности критического тока, найденные по ширине петли  $\Delta B$  для различных  $\alpha$ . Для сравнения показаны результаты вычислений  $j_c$ , выполненных без учета влияния конечной толщины образца. В последнем случае полагалось  $F=2$ , что справедливо при  $2R \ll L$ . Из рис. 3 видно, что влияние размеров образца весьма существенно для максимального  $\alpha$ , реализованного в эксперименте: значение  $j_c$ , выполненное при  $\alpha=8.2$  с учетом множителя  $F = \alpha/\text{Arsh}(\alpha/2)$ , составляет 74 % от эталонной величины, тогда как значение, полученное при  $F=2$ , всего лишь 38 %.

Некоторые расхождения с теоретической кривой  $F(\alpha)$  на рис. 2 и с эталонным значением  $j_c^{(0)}$  на рис. 3 могут быть объяснены отклонением от принятого выше приближения Бина—Лондона. На вставке рис. 1 приведена полевая зависимость  $j_c$ , полученная по измерениям ширины петли намагничивания  $I$  при разных значениях  $H$ . Резкий спад критического тока при  $H \geq 10$  Э, характерный для гранулированных сверхпроводников, нарушает исходное предположение о радиальной однородности распределения плотности критического тока. Поэтому величина  $j_c$ , найденная в экспериментах по намагничиванию керамических сверхпроводников, является некоторым усредненным эффективным параметром, что согласуется с результатами работы [6].

Отметим, что из-за неоднородной намагниченности сверхпроводящих пленок функция  $F(\alpha)$  не сводится к размагничивающему фактору сплюснутого эллипсоида. Стандартное рассмотрение с помощью размагничи-

вающего фактора справедливо для однородно-намагниченных образцов, в которых экранирующие токи текут только по поверхности [11]. В жестких сверхпроводниках такая ситуация может реализоваться при намагничивании в достаточно слабых полях  $H_{c1} < H \ll H^*$ , проникающих на глубину, значительно меньшую радиуса образца. В этом случае распределение плотности экранирующих сверхтоков близко к  $\delta$ -образному  $\mathbf{j} = J_c \delta(r-R) \hat{\phi}$  и уравнение (1) для намагниченности примет вид:

$$c \operatorname{Rot} \mathbf{M} = J_c \hat{\phi},$$

где  $J_c$  — поверхностная плотность критического тока.

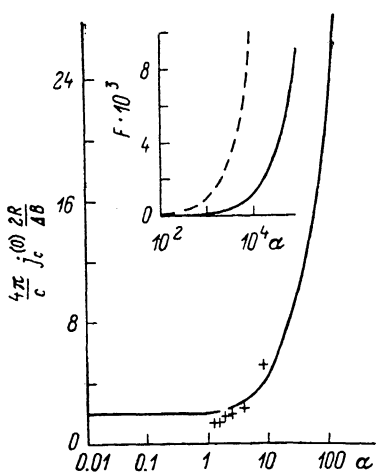


Рис. 2. Влияние размеров образца на ширину петли намагничивания при определении критического тока.

Точки — эксперимент, сплошная линия — функция  $\alpha/\operatorname{Arsh}(\alpha/2)$ , штриховая — функция  $\sqrt{4+\alpha^2}$ .

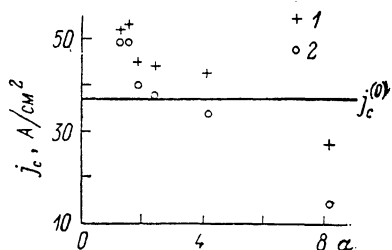


Рис. 3. Влияние размеров образца на определяемый критический ток.

Сплошная линия — эталонное значение плотности критического тока  $j_c^{(0)}$ ; точки — значения  $j_c$ , вычисленные по формуле (2) учетом (1)  $F = \alpha/\operatorname{Arsh}(\alpha/2)$  и без учета (2)  $F = 2$  конечной толщины образца.

Аналогично (2) для однородно-намагниченного образца по ширине петли намагничивания  $\Delta B$  можно найти величину  $J_c$

$$J_c = \frac{c}{4\pi} \frac{\Delta B}{2} \sqrt{4 + \alpha^2}. \quad (3)$$

Объемная и поверхностная плотности критического тока связаны соотношением  $J_c = j_c d$ , где  $d$  — глубина проникновения магнитного поля.

Для пленок  $\alpha \gg 1$  и в соответствии с выражением (3)  $J_c \propto \alpha$ , что эквивалентно использованию размагничивающего фактора эллипсоида, тогда как  $F(\alpha) \equiv \alpha/\operatorname{Arsh}(\alpha/2) \rightarrow \alpha/\ln \alpha$ .

На вставке рис. 2 штриховой линией показана функция  $\sqrt{4+\alpha^2}$ , определяющая влияние толщины однородно-намагниченного образца на ширину петли намагничивания (формула (3)). Видно, что при  $\alpha \sim 10^4$  расхождение с функцией  $\alpha/\operatorname{Arsh}(\alpha/2)$  достигает порядка.

Предлагаемая методика бесконтактных измерений критического тока была использована для исследования керамического сверхпроводника  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ . Образец имел форму цилиндра ( $R=5.1$  мм,  $L=3.5$  мм) и был получен по технологии, описанной в [2]. В качестве исходных компонент использовались  $\text{Tl}_2\text{O}_3$ ,  $\text{BaCuO}_2$  и  $\text{Ca}_2\text{CuO}_3$ . После предварительного синтеза порошка на воздухе при  $T=700$  °С прессовались таблетки, которые затем отжигались в потоке кислорода в различных режимах. Наилучшие результаты достигались при кратковременном отжиге при  $T=900$  °С, когда становилось заметным испарение  $\text{Tl}_2\text{O}$ . Рентгеноструктурный анализ выявил основную фазу, соответствующую составу  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (параметры решетки:  $a=b=3.85 \pm 0.01$ ,  $c=35.9 \pm 0.05$  Å). Измерения температурной зависимости сопротивления, выполненные по четырехзондовой схеме, показали температуру перехода  $T_c=110$  К.

На рис. 4 приведены петля намагничивания для этого образца, а также зависимости плотности критического тока и объемной плотности силы

пиннинга  $\alpha' = (1/c)j_c B$  от внешнего магнитного поля. При расчете полевых зависимостей напряженность магнитного поля принималась равной среднему значению магнитной индукции при перемагничивании образца до одного и того же значения  $H$ . Относительная точность вычисления  $j_c$  при этом имеет порядок  $|dj_c/dH|(\Delta B/2j_c)$ .

Величина  $F$  (2.91) составила 3.08. В нулевом поле  $j_c = 18.7 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ . По плотности критического тока легко рассчитать силу пиннинга, действующую на единицу длины одиночного вихря  $f = (\Phi_0/c)j_c$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. При  $H=0$   $f = 38.8 \cdot 10^{-8} \text{ дин/см}$ .

Сильное отклонение от приближения Бина—Лондона (нелинейность  $\alpha'$ , резкий спад  $j_c$  на рис. 3) может быть обусловлено интерференционным ограничением критических токов слабых связей гранулированной системы.

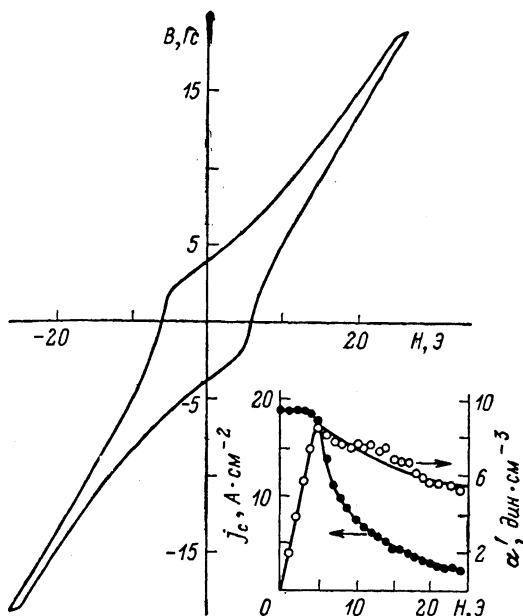


Рис. 4. Кривая намагничивания, критический ток и сила пиннинга сверхпроводящей керамики  $\text{Tl}-\text{Ba}-\text{Ca}-\text{Cu}-\text{O}$ .  $R=5.1 \text{ мм}$ ,  $L=3.5 \text{ мм}$ .

Таким образом, проведен детальный анализ методики бесконтактных измерений критических токов в сверхпроводящих пленках и пластинах цилиндрической формы. Показана важность учета неоднородного намагничивания образца, что может приводить к поправке в величине критического тока на порядок и более.

Осуществлена экспериментальная проверка методики на керамических пластинах  $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$ . Впервые получены полевые зависимости плотности критического тока и силы пиннинга для сверхпроводящей керамики  $\text{Tl}-\text{Ba}-\text{Ca}-\text{Cu}-\text{O}$ .

#### Список литературы

- [1] Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М., Мир, 1975. 332 с.
- [2] Oh B., Naito M., Arnason S., Rosenthal P., Barton R., Beasley M. R., Geballe T. H., Hammond R. H., Kapitulnik A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 11. P. 852—854.
- [3] Sun J. Z., Webb D. J., Naito M., Char K., Hahn M. R., Hsu J. W. P., Kent A. D., Mitzi D. B., Oh B., Beasley M. R., Geballe T. H., Hammond R. H., Kapitulnik A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 15. P. 1574—1576.
- [4] Сонин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 8. С. 415—418.
- [5] Yeshurun Y., Malozemoff A. P. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 21. P. 2202—2205.
- [6] Dersch H., Blatter G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 16. P. 11391—11404.
- [7] Bean C. P. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. N 6. P. 250—253.
- [8] London H. // Phys. Lett. 1963. V. 6. N 2. P. 162—165.
- [9] Nishikawa O., Nagai M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 7. P. 3685—3688.
- [10] Chaundhari P., Mannhart J., Dimos D., Tsuei C. C., Chi J., Opryshko M. M., Scheuermann M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 16. P. 1653—1656.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [12] Sheng Z. Z., Hermann A. M. // Nature. 1988. V. 332. P. 138—139.