

- [1] Н и С.М. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 5. P. 308-310.
- [2] W e n D.S., S m i t h P.L., O s b u r n C.M., R o z g o n y G.A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 15. P. 1182-1184.
- [3] И т а л ь я н ц е в А.Г., К р а с н о б а е в Л.Я., К у з н е ц о в А.Ю., М о р д к о в и ч В.Н. // П и с ь м а в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 13. С. 1178-1182.
- [4] П а н т е л е е в В.А., Ч е р н я х о в с к и й В.В., Е р ш о в С.Н. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 7. С. 2151-2153.
- [5] П а н т е л е е в В.А., Е р ш о в С.Н., Ч е р н я х о в с к и й В.В., Н а г о р н ы х С.Н. // П и с ь м а в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. В. 12. С. 688-691.
- [6] М ь ю р а р к а Ш. Силициды для СБИС. М.: Мир 1985. 382 с.
- [7] Н и С.М. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 6. P. 1567-1573.
- [8] П а в л о в П.В., Д е м и д о в Е.С., З о р и н а Г.Н. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 984-989.

Поступило в Редакцию
20 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

05.4

НАМАГНИЧИВАНИЕ И КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ КЕРАМИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Ю.И. К у з ь м и н, И.В. П л е ш а к о в

Несмотря на большое количество публикаций по магнитным свойствам ВТСП, информация о критических параметрах керамик является неполной и противоречивой. Цель настоящей работы состоит в изучении полевых зависимостей критических токов и сил пиннинга, получаемых в экспериментах по намагничиванию сверхпроводящей керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученной в различных технологических режимах (в частности, при разных температурах обжига).

Эксперимент проводился следующим образом: два цилиндрических образца длиной 8 мм и диаметром 7 мм плотно прижимались торцами друг к другу. В одном из них была сделана полость, в которую помещался датчик Холла с размерами рабочей области $1.5 \times 0.5 \times 0.05$ мм³. Чувствительность датчика составляла 11.39 мкВ·Э⁻¹, усилительная аппаратура обеспечивала точность до 0.2 Э. Внешнее поле, прикладываемое по оси цилиндра, менялось в диапазоне 0–

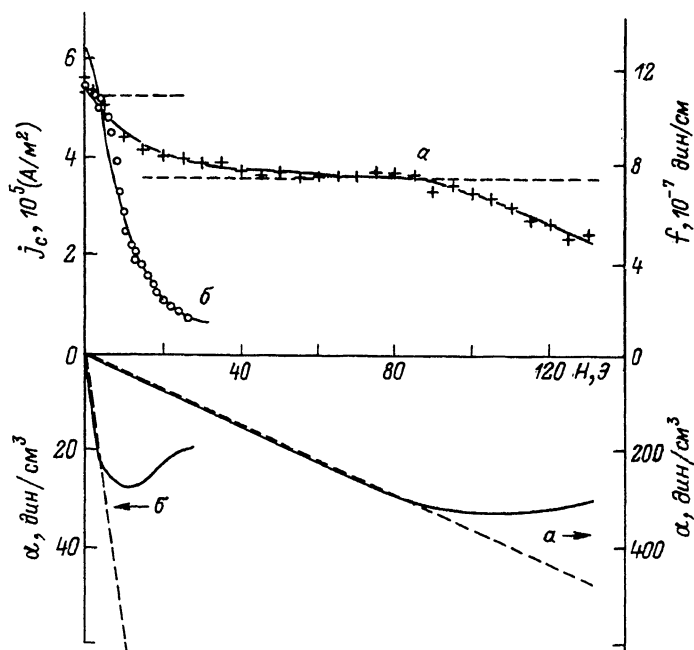


Рис. 1. Зависимости магнитной индукции в полости B_0 от напряженности внешнего магнитного поля для двух образцов с температурами обжига 950°C (а) и 910°C (б).

300 Э. Измерения проводились при температуре 77 К после охлаждения в нулевом поле на образцах двух типов, отличающихся температурой обжига. Полученные кривые намагничивания представляют собой гистерезисные петли двух типов, качественно различающиеся по своей форме (рис. 1, кривые а и б).

Анализ данных осуществлялся в рамках концепции критического состояния: предполагалось, что резистивный ток существенно меньше критического. При этом плотность сверхпроводящих экранирующих токов равна критической j_c и из уравнения Максвелла для магнитного поля \vec{B} имеем:

$$j_c \frac{\vec{E}}{E} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \vec{B}, \quad (1)$$

где \vec{E} — электрическое поле в области проникновения магнитного потока, c — скорость света. Отметим, что приближение Бина-Лондона [1, 2], в котором полагается $j_c = \text{const}$ независимо от \vec{B} , является частным случаем модели критического состояния.

По ширине экспериментальной петли намагничивания δB (рис. 1) определялась зависимость критического тока от напряженности магнитного поля (рис. 2). Считая, что плотность критического тока при данном неизменна в пределах геометрических размеров образца,

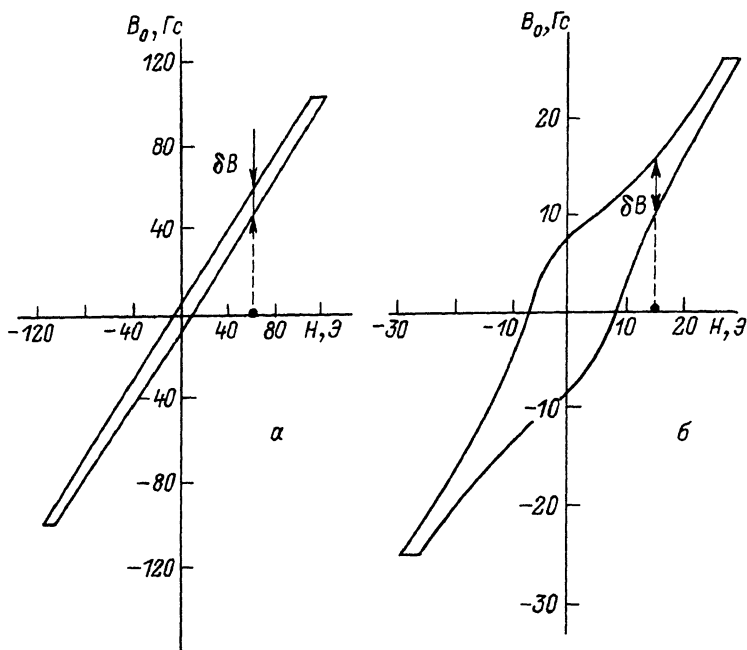


Рис. 2. Полевые зависимости критического тока и сил пиннинга для образцов (а) и (б). Точки — эксперимент, сплошная линия — оптимальная аппроксимация, пунктир — приближение Бина-Лондона.

из (1) получим $j_c = (c/4\pi) \delta B / 2a$, где a — средняя толщина стенки полости ($2a = 2.25$ мм). Физический смысл этого приближения состоит в том, что напряженность магнитного поля принимается равной среднему значению магнитной индукции при перемагничивании образца до одного и того же значения H . Полученные значения j_c (рис. 2) согласуются с данными для керамических ВТСП [3-6].

Далее осуществлялся регрессионный анализ полученных зависимостей в координатах $j_c^{-1} = j_c^{-1}(H)$ методом наименьших квадратов вычислялись коэффициенты аппроксимирующего полинома $j_c^{-1} = \sum_{i=1}^R \theta_i H^i$; оптимальная степень R которого определялась по F -критерию Фишера. Линейная аппроксимация $j_c^{-1} \propto H + H_{ct}$ позволяла оценивать величину термодинамического критического поля $H_{ct} = \theta_0 \theta_1^{-1}$ [7]. Для образца (а) H_{ct} составило 160 Э, для образца (б) $H_{ct} = 90$ Э. На рис. 2 показаны результаты оптимальной аппроксимации при 1%-уровне значимости: для образца (а) $R = 3$, для образца (б) $R = 2$.

По полученным полевым зависимостям критических токов были вычислены объемная плотность силы пиннинга $\vec{\alpha} = -(1/c) \vec{j}_c \times \vec{B}$

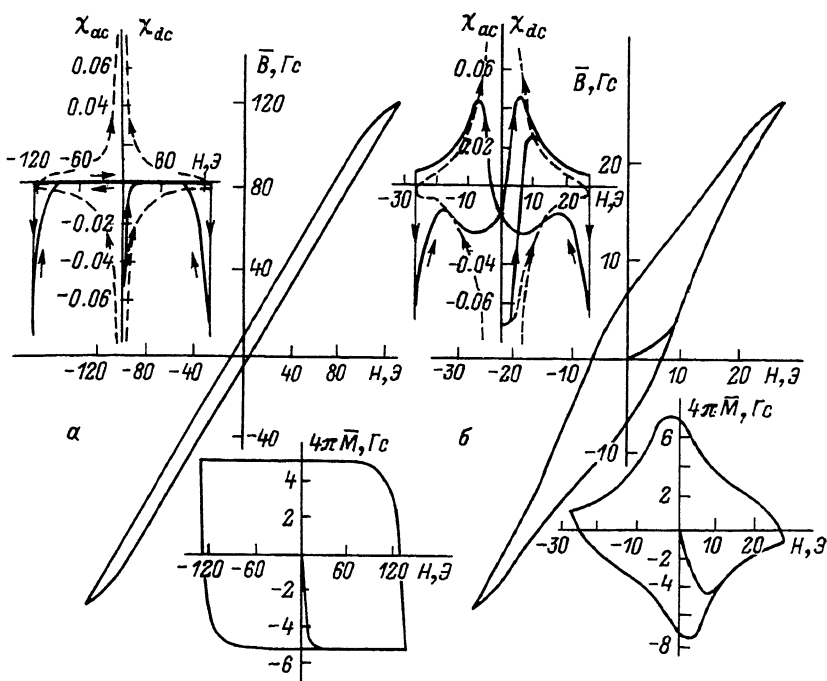


Рис. 3. Кривые намагничивания сплошных сверхпроводящих цилиндров ($r = 3.5$ мм), а) $H^* = \text{const}$, $H^* = H^*(H)$. На врезках: намагниченность \bar{M} , статическая восприимчивость $\chi_{dc} \equiv M/H$ (пунктир), динамическая восприимчивость $\chi_{ac} \equiv \partial M / \partial H$ (сплошная линия).

и сила пиннинга, действующая на единицу длины одиночного вихря $f = -(\Phi_0/c) \vec{j}_c \times \frac{\vec{B}}{B}$, где Φ_0 – квант потока (рис. 2). Наблюдаемый сильный пиннинг, по-видимому, осуществляется на включениях нормальной фазы.

Далее были рассчитаны кривые намагничивания сплошных цилиндрических образцов в модели критического состояния (рис. 3). При усреднении магнитной индукции по поперечной площади цилиндра предполагалось $\vec{j}_c = \bar{j}_c = \text{const}$, но при расчетах кривых $\bar{B} = \bar{B}(H)$ учитывалась полевая зависимость усредненного в пределах геометрических размеров образца критического тока $\bar{j}_c = \bar{j}_c(H)$.

После интегрирования в цилиндрических координатах выражений для магнитной индукции в критическом состоянии, имеем: – при возрастании H до H_m (для размагниченного образца)

$$\bar{B} = \frac{H^2}{H^*} \left(1 - \frac{H}{3H^*}\right), \quad H \in (0, H^*),$$

$$\bar{B} = H - \frac{H^*}{3}, \quad HE(H^*, H_m);$$

- при убывании H до $H = -H_m$

$$\bar{B} = H_m - \frac{H^*}{3} - \frac{(H_m - H)^2}{2H^*} \left(1 - \frac{H_m - H}{6H^*}\right) HE(H_m - 2H^*, H_m),$$

$$\bar{B} = H + \frac{H^*}{3}, \quad HE(-H_m, H_m - 2H^*);$$

- при повторном возрастании H (для намагниченного образца)

$$\bar{B} = -H_m + \frac{H^*}{3} + \frac{(H_m + H)^2}{2H^*} \left(1 - \frac{H_m + H}{6H^*}\right), \quad HE(-H_m, -H_m + 2H^*),$$

$$\bar{B} = H - \frac{H^*}{3}, \quad HE(-H_m + 2H^*, H_m),$$

где H_m - максимальное намагничивающее поле, $H^*(H) \equiv a(4\pi/c) r j_c(H)$ - поле экранирования ($H^* \gg H_{c1}$), r - радиус цилиндра.

Полевая зависимость критического тока для образца (а) при $j_c = 3.6 \cdot 10^5 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ имеет плато, характерное для жестких сверхпроводников (рис. 2). Кривая намагничивания, рассчитанная для этой плотности критического тока ($H^* = 15.8 \text{ Э}$) в приближении Бина-Лондона ($j_c = \text{const}$), приведена на рис. 3,а. Ее вид качественно согласуется с экспериментом (рис. 1,а) и не меняется при учете зависимости $j_c = j_c(H)$, полученной в результате регрессионного анализа. Объемная плотность силы пиннинга α линейна по магнитному полю вплоть до 100 Э, что также характерно для модели Бина-Лондона (рис. 2, пунктир).

Для образца (б) плато на зависимости $j_c = j_c(H)$ отсутствует, полевая зависимость силы пиннинга α существенно нелинейна (рис. 2) и расчеты в приближении Бина-Лондона не позволяют добиться согласия с экспериментом. На рис. 3,б показана кривая намагничивания, полученная с помощью оптимальной аппроксимации $j_c = j_c(H)$. Видно ее качественное отличие от кривой а: полевая зависимость критического тока (и поля экранирования) приводит к выпуклости петли $\bar{B} = \bar{B}(H)$ при малых полях и существенно меняет вид кривых намагниченности $\bar{M} = \bar{M}(H)$ и динамической восприимчивости $\chi_{ac} = \chi_{ac}(H)$ (врезки рис. 3). На эксперименте наблюдались петли, по своей форме подобные как рис. 3,а, так и рис. 3,б (в зависимости от технологического режима).

Таким образом, бесконтактным методом получены зависимости плотности критического тока от магнитного поля для керамических сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Обнаружены петли намагничивания двух типов. Первый адекватно описывается моделью критиче-

ского состояния Бина-Лондона, а второй требует учета полевой зависимости критического тока. Подтверждено наличие сильного пиннинга, получены полевые зависимости объемной и линейной плотностей сил пиннинга.

Авторы благодарят М.П. Петрова и А.П. Паугурта за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] B e a n C.P. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. N 6. P. 250-253.
- [2] L o n d o n H. // Phys. Lett. 1963. V. 6. N 2. P. 162-165.
- [3] C a v a R.J., B a t l o g g B., v a n D o v e r R.B., M u r p h y D.W., S u n s h i n e S., S i e g r i s t T., R e m e i k a J.P., R i e t m a n E.A., Z a h u r a k S., E s p i n o s a G.P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 16. P. 1676-1679.
- [4] C h a u d h a r i P., M a n n h a r t J., D i m o s D., T s u e i C.C., C h i J., O p r y s k o M.M., S c h e u e r m a n n M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 16. P. 1653-1656.
- [5] K o c h R.H., U m b a c h C.P., C l a r k G.J., C h a u d h a r i P., L a i b o w i t z R.B. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 3. P. 200-202.
- [6] N i s h i k a w a O., N a g a i M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 7. P. 3685-3688.
- [7] K i m Y.B., H e m p s t e a d C.F., S t r n a d A.R. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 2. P. 528-535.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
7 февраля 1989 г.