

## Пространственное распределение захваченного магнитного потока в цилиндрических ВТСП

Х. Р. Ростами, В. В. Манторов, В. И. Омельченко

*Институт радиотехники и электроники РАН  
Россия, 141120, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, 1  
E-mail: aas195@ire216.msk.su*

Статья поступила в редакцию 10 октября 1995 г., после переработки 11 января 1996 г.

Продемонстрирована «эволюция» магнитного поля, захваченного Y–Ba–Cu–O керамикой, от очень слабого до сильных внешних магнитных полей. Показана важность учета пространственного распределения захваченного магнитного поля в выборе моделей, адекватно описывающих остаточную намагниченность Y–Ba–Cu–O керамики в широком диапазоне внешних магнитных полей. Обнаружено, что в области низких полей  $H_0 \leq 50$  Э намагниченность количественно хорошо описывается моделью Бина, а в области полей  $H_0 \geq 1$  кЭ — моделью однородной намагниченности. В диапазоне полей  $50 \text{ Э} < H_0 < 1$  кЭ прослеживается плавный переход из области применимости одной модели в область применимости другой. На основании проведенных бесконтактных измерений оценены величины плотности внутригранульного и межгранульного токов, сил пиннинга абрикосовского и джозефсоновского вихрей. Полученные данные хорошо согласуются с известными результатами. Предложен новый экспресс-метод диагностики и контроля технологии ВТСП материалов.

Продемонстровано «эволюцію» магнітного поля, захопленого Y–Ba–Cu–O керамікою, від дуже слабого до сильних зовнішніх магнітних полів. Показано важливість обліку просторового розподілу захопленого магнітного поля у виборі моделей, що адекватно описують залишкову намагніченість Y–Ba–Cu–O кераміки у широкому діапазоні зовнішніх магнітних полів. Виявлено, що в області низьких полів  $H_0 \leq 50$  Е намагніченість кількісно добре описується моделлю Біна, а в області полів  $H_0 \geq 1$  кЕ — моделлю однорідної намагніченості. У діапазоні полів  $50 \text{ Е} < H_0 < 1$  кЕ просліджується плавний перехід із області застосованості однієї моделі в область застосованості другої. На основі здійснених безконтактних вимірювань оцінено величину густини внутрішньогранульного та міжгранульного струмів, сил пінінга абрикосівського та джозефсонівського вихорів. Одержані дані добре погоджуються із відомими результатами. Запропоновано новий експрес-метод діагностики і контролю технології ВТНП матеріалів.

Для описания магнитных свойств сверхпроводников второго рода часто привлекается концепция критического состояния [1–4]. Этот подход дает качественно правильное описание хода кривых намагничивания и для керамических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Однако из-за сложного характера процессов намагничивания ВТСП для количественного описания ряда экспериментальных результатов необходим учет гранулированности структуры ВТСП. В настоящее время построены различные модифицированные теории критического состояния, учитывающие гранулированность структуры, но известные теории, как правило, применяются для описания петель гистерезиса либо в области сильных магнитных полей [5,6], либо в области так называемой низкополевой электродинамики ВТСП [7,8].

Это, возможно, связано с отсутствием прямых экспериментальных результатов, демонстрирующих «эволюцию» магнитных свойств ВТСП из области слабых магнитных полей в область силь-

ных полей, позволяющих сделать выбор моделей, адекватно описывающих магнитные свойства ВТСП в широком диапазоне внешних магнитных полей.

В данной работе представлены экспериментальные результаты, впервые наглядно демонстрирующие «эволюцию» захваченного магнитного поля (ЗМП) Y–Ba–Cu–O керамикой от очень слабого до сильных внешних магнитных полей.

### 1. Образцы и методика эксперимента

Исследованы цилиндрические образцы керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  диаметром  $2R = 6-10$  мм и толщиной  $h = 1-8$  мм, приготовленные обычным методом твердофазной реакции. Образцы имели температуру  $T_c = 92-93,5$  К.

Измерение ЗМП проводилось при температурах 4,2 и 77 К в магнитных полях  $H_0 \leq 5$  кЭ датчиком Холла (ДХ) с размером рабочей области  $0,15 \times 0,45$  мм и чувствительностью  $\approx 100$  мкВ/мТл. Принцип работы установки для

создания нужных температур и магнитных полей, для перемещения образцов в пространстве по отношению к ДХ, для подачи транспортного тока, а также магнитометра для регистрации сигнала ДХ описан в работах [12–14].

С целью разделения вклада ЗМП в межгранульном пространстве от ЗМП внутри гранул захват магнитного потока осуществлялся в режиме ZFC, т.е. образец охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры захвата  $T_{tr} < T_c$ , затем подавался импульс внешнего магнитного поля  $H_0$  длительностью 0,5 мин, и через 1 ч после снятия поля (за это время релаксировала быстрорелаксирующая часть ЗМП) на разных расстояниях  $z$  (по оси образца) между образцом и ДХ, а также радиально в разных точках на поверхности образца измерялось ЗМП. Далее образец нагревался до  $T > T_c$ , и процедура повторялась для другого значения  $H_0$ .

## 2. Экспериментальные результаты

Типичная зависимость ЗМП от амплитуды импульса внешнего магнитного поля представлена на рис. 1. Видно, что на графике  $H_{tr}(H_0)$  выделяются несколько интервалов полей  $H_0$  с характерными изменениями ЗМП. Для  $H_0 < H_{c1}^j \approx 2,5$  Э захват в образце отсутствует. При  $H_0 \geq H_{c1}^j$  ЗМП возникают и возрастают, достигая плато при  $H_t^j = 30$  Э. В интервале  $H_t^j < H_0 < H_{c1}^g$  значение

захваченного поля не изменяется. В области полей  $H_{c1}^g = 50$  Э  $< H_0 < H_t^g = 1\ 000$  Э ЗМП снова возрастает и выходит на область второго плато при  $H_0 > H_t^g$ . Следует отметить, что интервал полей первого плато согласуется с областью полей плато, наблюдавшегося в [15].

Для выяснения пространственного распределения ЗМП на поверхности образца была исследована его зависимость от координаты  $r$ . На рис. 2 приведено  $H_{tr}(r)$  при  $T = 77$  К для разных величин  $H_0$ . В диапазоне полей  $H_{c1}^g < H_0 < H_t^g$  зависимость  $H_{tr}(r)$  имеет сложный характер. Для упрощения интерпретации экспериментальных результатов с целью выбора модели, описывающей полученные результаты, а также для более наглядной демонстрации «эволюции» ЗМП в исследуемом диапазоне внешних полей была изучена зависимость спада  $H_{tr}$  от расстояния  $z$  по оси образца.

Нормированное осевое распределение ЗМП от  $z$  ( $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$ ) при  $T = 77$  К для разных амплитуд внешнего магнитного поля  $H_0$  представлено на рис. 3. Видно, что с увеличением амплитуды импульса внешнего магнитного поля скорость спада уменьшается. Отметим, что в области полей первого и второго плато зависимость  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$  не изменяется. На рис. 3 также представлены зависимости  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$  (кривая 7), рассчитанные с использованием модели Бина

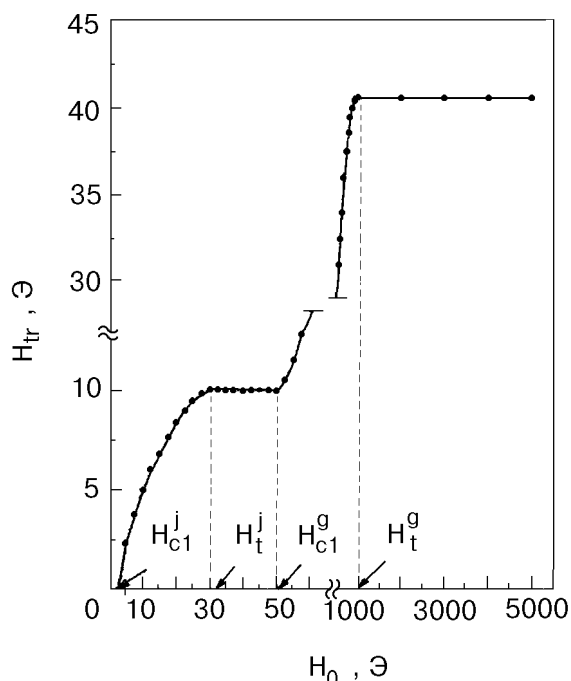


Рис. 1. Зависимость захваченного магнитного поля от амплитуды импульса внешнего магнитного поля  $H_{tr}(H_0)$  при  $T = 77$  К.

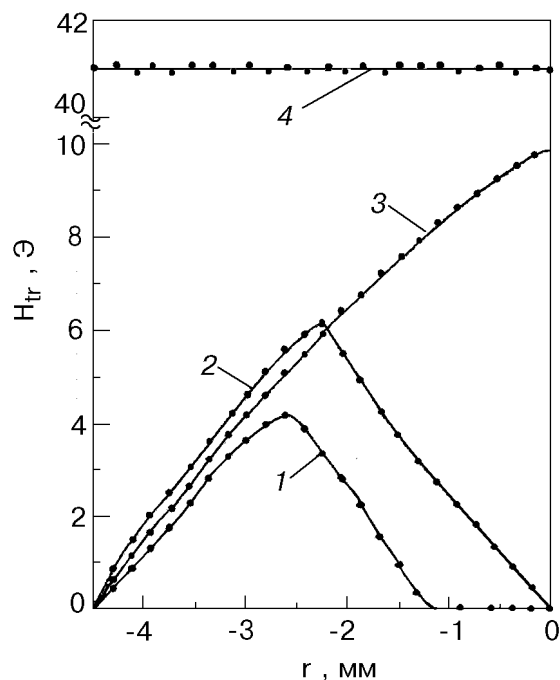


Рис. 2. Радиальное поверхностное распределение захваченного магнитного поля  $H_{tr}(r)$  при  $T = 77$  К для различных амплитуд импульса внешнего магнитного поля  $H_0$ , Э: 10 (1); 22,6 (2); 30 (3); 1000 (4).

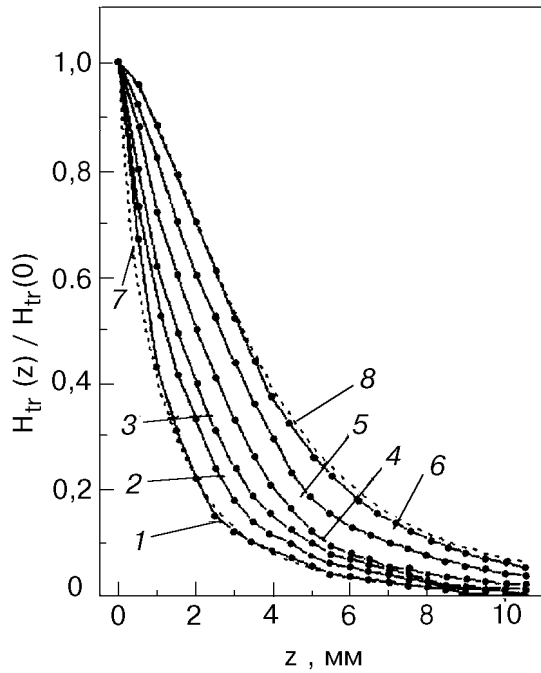


Рис. 3. Нормированное осевое распределение захваченного магнитного поля  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$  при  $T = 77$  К для различных амплитуд индуцирующего поля  $H_0$ , Э: 30–50 (1); 60 (2); 100 (3); 200 (4); 500 (5); 1000–5000 (6); 7 – та же кривая, рассчитанная по модели Бина для  $H_0 = 30$  Э; 8 – кривая, рассчитанная в рамках модели однородной намагниченности [9] для  $H_0 = 1\ 000$  Э.

при  $H_0 = 30$  Э,  $R = 4,5$  мм,  $h = 1$  мм согласно формуле

$$H_{tr}(z)/H_{tr}(0) = [1/h \operatorname{Arsh}(R/h)] \times \{ (h+z) \operatorname{Arsh}[R/(h+z)] - z \operatorname{Arsh}(R/z) \}, \quad (1)$$

где  $H_{tr}(z)$  – величина ЗМП при данном  $z$ , и по модели однородной намагниченности (при  $H_0 = 1$  кЭ) (кривая 8) согласно формуле

$$H_{tr}(z)/H_{tr}(0) = [(h^2 + R^2)^{1/2}/h] \times \{ (h+z)[(h+z)^2 + R^2]^{1/2} - z/(z^2 + R^2)^{1/2} \}. \quad (2)$$

(вывод формул (1), (2) см. в Приложении).

Как видно из рис. 3, при низких полях  $H_0$  кривая спада хорошо описывается моделью Бина и с увеличением амплитуды импульса  $H_0$  приближается к кривой, рассчитанной с использованием модели однородной намагниченности.

Очевидно, что из-за влияния транспортного тока  $I$  на свойства слабых связей [16,17] должно наблюдаться изменение скорости спада  $H_{tr}(z, H_0)/H_{tr}(0)$  в зависимости от амплитуды тока. Для изучения этого явления в образце в режиме ZFC при амплитуде импульса  $H_0 = 100$  Э

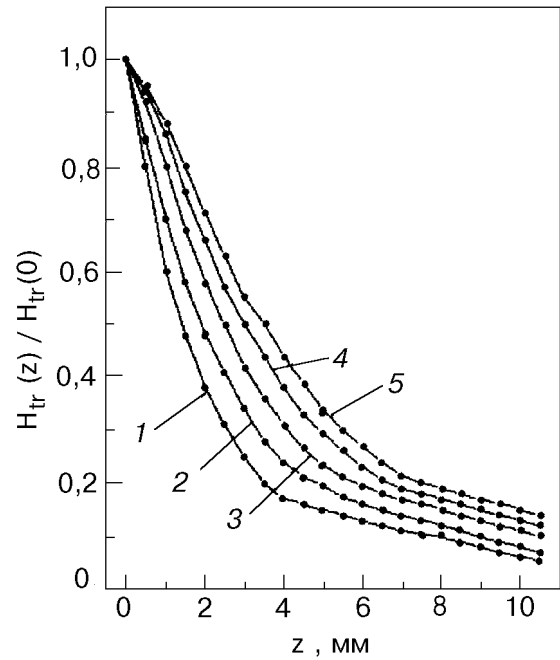


Рис. 4. Зависимость  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$  при  $T = 77$  К,  $H_0 = 100$  Э для разных амплитуд транспортного тока  $I$ , А: 0 (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4); 2 (5).

был произведен захват поля, затем в направлении, перпендикулярном  $H_0$ , через образец пропускался ток и через 1 ч после снятия магнитного поля измерялось  $H_{tr}(z)$ . Затем образец нагревался до температуры  $T > T_c$  и эксперимент повторялся для другого значения  $I$ . Величина тока изменялась в диапазоне 0–2 А, что соответствует плотности тока через образец до  $20$  А/см<sup>2</sup>. С целью исключения влияния собственного магнитного поля на результаты измерения транспортный ток через образец пропускался при помощи бифилярно намотанной проволоки. Зависимость, демонстрирующая влияние транспортного тока  $I$  на  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$ , приведена на рис. 4. При уменьшении температуры образца до  $T = 4,2$  К величина ЗМП увеличивалась, а характер спада  $H_{tr}(z, H)/H_{tr}(z = 0)$  в пределах точности измерений не изменялся.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Прежде всего отметим, что подробное описание кривой на рис. 1 и характерных полей  $H_{c1}^j$ ,  $H_t^j$ ,  $H_{c1}^g$ ,  $H_t^g$  можно найти, например, в [18,19] и цитируемой там литературе. Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом: в области низких внешних магнитных полей ( $H_0 \leq 30$  Э), согласно рис. 2, 3, ВТСП керамика ведет себя как «обычный» сверхпроводник II

рода, в котором процесс проникновения и захвата магнитного поля происходит в соответствии с моделью Бина. В промежутке полей  $30 \text{ Э} \leq H_0 \leq 50 \text{ Э}$  во всем межгранульном пространстве устанавливается критическое состояние. При этом по всему сечению межгранульного пространства керамики протекает ток с постоянной плотностью, не зависящий от магнитного поля [1]. С увеличением внешнего поля  $H_0 > 50 \text{ Э}$  увеличивается концентрация абрикосовских вихрей в гранулах, поля рассеяния этих вихрей подавляют слабые связи вокруг гранул [20], и при насыщении  $H_0 \geq 1 \text{ кЭ}$  ВТСП «распадается» на изолированные гранулы, в среднем намагниченность одинакова.

В случае увеличения транспортного тока, пропускаемого через образец, происходит постепенное разрушение слабых связей и  $H_{tr}(z)/H_{tr}(0)$  все более приближается к случаю изолированных одинаково намагниченных гранул.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие количественные оценки: определяя величину эффективного тока намагничивания, согласно формуле

$$I_H = cMh ,$$

где  $M$  — плотность магнитного момента образца;  $c$  — скорость света, можно определить плотность внутригранульного критического тока, которая при среднем размере гранул  $10 \text{ мкм}$  для  $T = 77 \text{ К}$  составляет  $10^5 \text{ А/см}^2$ , что хорошо согласуется с имеющимися данными [10]. Согласно [11], плотность межгранульного тока  $j_c$  можно определить по формуле

$$j_c = (c/4\pi)H_{tr}(0)/h \operatorname{Arsh}(R/2h) .$$

Для данного образца плотность тока при  $T = 77 \text{ К}$  составляет  $j_c = 40 \text{ А/см}^2$ . Следует подчеркнуть, что величина  $j_c$ , вычисленная по модели Бина, хорошо согласуется с величиной, полученной из эксперимента. Согласно [1], плотность критического тока можно определить из выражения  $H_p = (4\pi j_c R)$  где  $H_p$  — величина магнитного поля, при котором его фронт достигает оси образца. Определяя из рис. 2  $H_p = 22,6 \text{ Э}$  для радиуса образца  $R = 4,5 \text{ мм}$ , получаем  $j_c = 40 \text{ А/см}^2$ .

Зная плотность критических токов по формуле  $f = (\Phi_0/c)j_c$  [21], где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, легко рассчитать силу пиннинга, действующую на единицу длины одиночного вихря, захваченного внутри гранулы, и в межгранульном пространстве. Подставляя значение  $j_c$  в приведенную формулу, получаем, что при  $H_0 = 0$   $f = 2 \cdot 10^{-3} \text{ дин/см}$  для вихря, захваченного внутри

гранулы, и  $f = 10^{-7} \text{ дин/см}$  для вихря, захваченного в межгранульном пространстве. Эти данные также не противоречат данным, полученным в работах [10,11].

#### 4. Заключение

В заключение мы хотим описать еще один важный аспект данных исследований. Изучение пространственного распределения ЗМП может служить экспресс-методикой диагностики и контроля технологии ВТСП материалов. Для подтверждения сказанного на рис. 5 приведена зависимость  $H_{tr}(z, H_0)$  для специально изготовленного технологически макронеоднородного образца (под микроскопом в середине образца хорошо наблюдались поры) цилиндрической формы диаметром  $2R = 8 \text{ мм}$  и высотой  $h = 3 \text{ мм}$ , в котором при  $T = 77 \text{ К}$  величина ЗМП составляла в среднем  $10 \text{ Э}$ . Как видно из рисунка, зависимость  $H_{tr}(z, H_0)$  является немонотонной функцией. При этом положение максимума кривых и начальный уровень ЗМП при  $z = 0$  изменяется в зависимости от величины внешнего магнитного поля. На наш взгляд, появление максимума связано с тем, что после снятия внешнего магнитного поля в образце индуцируются два разнонаправленных эффективных тока: в центре вокруг пор и по периферии. С увеличением  $z$  влияние на эдс ДХ поля, созданного током вокруг пор, растет, а током по периферии — падает. В результате зависимость от  $z$

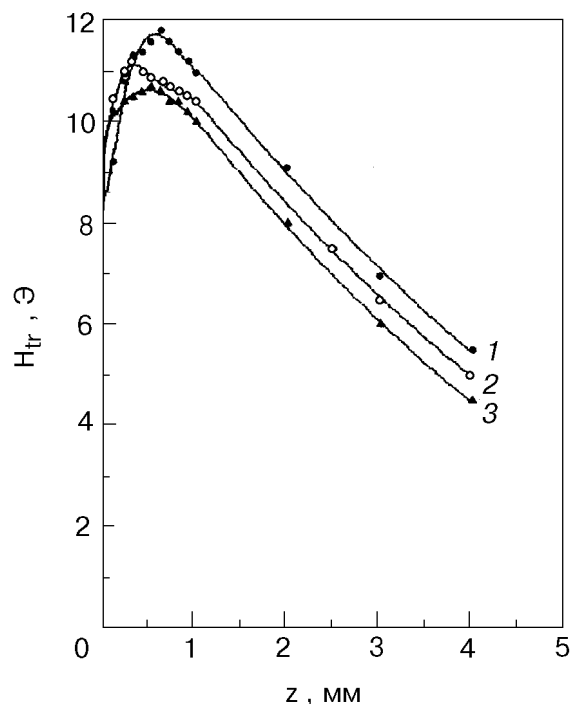


Рис. 5. Осевое распределение захваченного магнитного поля  $H_{tr}(z, H_0)$  для неоднородного образца при  $T = 77 \text{ К}$  для  $H_0$ , Э: 1 000 (1); 500 (2); 200 (3).

среднего поля, измеряемого ДХ, имеет максимум. Положение максимума зависит от размера контура тока вокруг пор, о чем свидетельствуют эксперименты на образцах, в середине которых механическим образом были просверлены отверстия разного диаметра. Таким образом, можно полагать, что для данного образца проявляется характерный размер неоднородности при  $z$  много меньше радиуса образца.

Для макрооднородного образца (размер неоднородности меньше размера рабочей области ДХ)  $H_{tr}(z, H_0)$  является монотонно спадающей функцией.

Авторы выражают благодарность В. Б. Сандомирскому и А. А. Суханову за проявленный интерес к работе.

### Приложение

Воспользуемся моделью Бина, когда плотность тока  $j_c$  не зависит от магнитной индукции  $\mathbf{B}$ . Пусть захват в образце находится на насыщении (область первого плато). Тогда ток в цилиндрическом образце течет азимутально. Найдем поле вдоль оси  $z$  (индуцирующее поле  $H_0$  также направлено вдоль оси  $z$ ). Используем цилиндрические координаты  $\rho, \psi, z$ . Исходным будет выражение для поля вдоль оси  $z$  кольца радиусом  $\rho$ :

$$dH_z = (2\pi/c)\rho^2 j_c d\zeta d\rho / [\rho^2 + (z - \zeta)^2]^{3/2}, \quad (\text{I.1})$$

$\zeta$  — координата  $z$ -плоскости кольца.

Рассмотрим цилиндрический образец радиусом  $R$ , высотой  $h$  [11]. Пусть начало координат совпадает с центром верхнего основания цилиндра. Для нахождения  $H_{tr}(z)$  необходимо вычислить следующий интеграл:

$$H_{tr}(z) = (2\pi/c)j_c \int_{0-h}^R \int_0^R \rho^2 d\zeta d\rho / [\rho^2 + (z - \zeta)^2]^{3/2} =$$

$$= (2\pi/c)j_c \{ (h+z) \text{Arsh} [R/(h+z)] - z \text{Arsh} (R/z) \}. \quad (\text{I.2})$$

После нормировки на  $H_{tr}(0)$  получаем

$$H_{tr}(z)/H_{tr}(0) = [1/h \text{Arsh} (R/h)] \times$$

$$\times \{ (h+z) \text{Arsh} [R/(h+z)] - z \text{Arsh} (R/z) \}. \quad (\text{I.3})$$

Приведем  $H_{tr}(z)$  для однородно намагниченного образца. При этом  $\text{rot } \mathbf{M} = \mathbf{j}/c$  и  $\mathbf{j} = j_c \delta(\rho - R)$ . Необходимо вычислить интеграл

$$H_{tr}(z) = (2\pi/c)j_c \int_{-h}^0 R^2 d\zeta / [R^2 + (z - \zeta)^2]^{3/2} =$$

$$= (2\pi/c)j_c \{ (h+z) / [(h+z)^2 + R^2]^{1/2} - z / (z^2 + R^2)^{1/2} \}, \quad (\text{I.4})$$

что дает

$$H_{tr}(z)/H_{tr}(0) = [(h^2 + R^2)^{1/2}/h] \times$$

$$\times \{ (h+z) / [(h+z)^2 + R^2]^{1/2} - z / (z^2 + R^2)^{1/2} \}. \quad (\text{I.5})$$

1. С. Р. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
2. Y. B. Kim, C. F. Hemstead, and A. R. Strnad, *Phys. Rev.* **129**, 528 (1963).
3. H. London, *Phys. Lett.* **6**, 162 (1963).
4. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
5. В. П. Хавронин, С. Л. Гинзбург, И. Д. Лузянин, Г. Ю. Логвинова, *СФХТ* **5**, 809 (1992).
6. В. В. Вальков, Б. П. Хрусталева, *ЖЭТФ* **107**, 1221 (1995).
7. J. R. Clem, *Physica* **C153-155**, 50 (1988).
8. S. L. Ginzburg, V. P. Khavronin, G. Yu. Logvinova, I. D. Luzyanin, J. Herrman, B. Lippold, H. Borner, and H. Schmiedel, *Physica* **C174**, 109 (1991).
9. И. Е. Тамм, *Основы теории электричества*, Наука, Москва (1989).
10. А. А. Жуков, В. В. Мошалоков, *СФХТ* **4**, 850 (1991).
11. М. П. Петров, М. В. Красинькова, Ю. И. Кузьмин, И. В. Плешаков, *ФТТ* **32**, 379 (1990).
12. Х. Р. Ростами, *Измерительная техника* № 1, 45 (1995).
13. Х. Р. Ростами, *ПТЭ* № 6, 182 (1993).
14. Х. Р. Ростами, *Измерительная техника* № 12, 31 (1995).
15. Cao Xiaowen, Han Guchang, and Zhang Tingyu, *Mod. Phys. Lett.* **B1**, No 9-10, 383 (1988).
16. P. Zimmerman, H. Koller, and W. Kundig, *Hyperfine Inter.* **63**, 33 (1990).
17. Г. С. Патрин, Д. А. Велиханов, К. А. Саблина, *СФХТ* **8**, 215 (1995).
18. Е. З. Мейлихов, *СФХТ* **2**, № 9, 5 (1989).
19. Е. З. Мейлихов, *УФН* **163**, № 3, 27 (1993).
20. А. А. Zhukov, D. A. Komarkov, G. Karapetrov, S. N. Gordeev, and R. I. Antonov, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 338 (1992).
21. А. Вл. Гуревич, Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Физика композитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987), с. 13.

### Spatial distribution of trapped magnetic flux in Y-Ba-Cu-O superconductors

Kh. R. Rostami, V. V. Mantorov, and V. I. Omel'chenko

For the first time, the «evolution» of magnetic field trapped by Y-Ba-Cu-O ceramics from very small to large external magnetic fields was clearly demonstrated. The importance of consideration of spatial distribution of trapped magnetic field, when choosing a model adequately describing remanent magnetization of Y-Ba-Cu-O ceramics in a wide range of external magnetic fields, is shown. It is found that in the range of small fields,  $H_0 \leq 50$  Oe, the magnetiza-

tion is well described quantitatively by Bean's model and by the uniform magnetization model at  $H_0 \geq 1$  kOe. In the field range  $50 \text{ Oe} < H_0 < 1$  kOe, a smooth transition one is observed from the field of application of one model to that of the other. On the basis of contactless measurements

made, the intragranular and intergranular current densities, the pinning forces of Abrikosov and Josephson vortices and estimated. The results obtained agree well with known data. The proximate method is proposed for diagnostics and controllable technology of HTS materials.