

## Магнитооптическое исследование релаксации пространственного распределения магнитного поля ВТСП-полоски после включения транспортного тока

© М.Е. Гаевский\*, Д.В. Шанцев\*, Ю.М. Гальперин\*\*,\*, А.В. Бобыль\*, Т.Х. Йохансен\*\*, Х. Хауглин\*\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*\* Физический факультет университета Осло,  
0316 Осло, Норвегия

E-mail: bobyly@theory.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 28 сентября 1998 г.)

Впервые продемонстрирована эффективность использования магнитооптической методики при исследовании пространственно-временной релаксации магнитного поля  $YBa_2Cu_3O_7$ -полоски после включения транспортного тока. Показано, что эволюция распределения магнитного потока хорошо описывается в рамках модифицированной модели Бина с зависящим от времени критическим током. Через 50 ms после включения тока величина критического тока исследованных образцов уменьшается на  $\approx 15\%$ . Тем самым доказана важность термоактивированного движения (крипа) магнитного потока в исследованном режиме. Оценена величина энергии пиннинга магнитных вихрей —  $U_0 \approx 20$  кТ.

В последнее время ряд работ был посвящен описанию пространственного распределения магнитного поля  $B(r)$  и тока  $j(r)$  сверхпроводящих образцов различной формы [1–6]. Очевидный интерес представляет также исследование релаксации этих распределений во времени,  $B(r, t)$ , после изменения внешнего магнитного поля или величины пропускаемого тока [7].

В данной работе проведены комплексные пространственно-временные исследования релаксации  $B(r, t)$  после включения тока с использованием магнитооптической (МО) методики. Такой подход обладает следующими преимуществами.

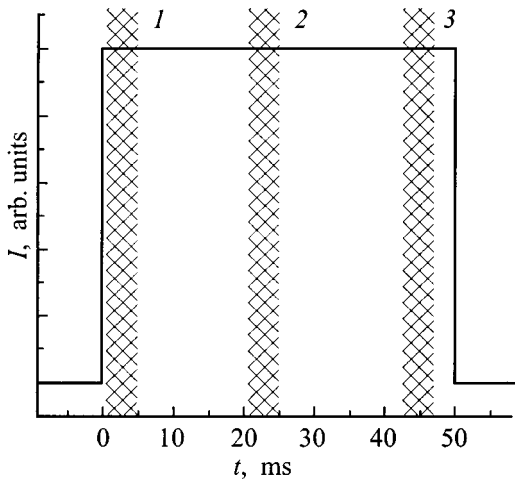
1) Известно, что релаксация  $B(t)$  является логарифмической [7] и, следовательно, эксперименты необходимо проводить в широком диапазоне времен. Недостатком использования внешнего магнитного поля, существенные изменения которого достижимы только за несколько секунд, является необходимость наблюдений в течение нескольких суток для получения достоверных результатов. При использовании импульсов тока и камеры регистрации МО изображения эксперимент может охватить более широкий и более актуальный диапазон времен — от микросекунд и до нескольких часов. Заметим, что развитие этой методики может оказаться также полезным для исследования таких быстрых процессов как макроскопические скачки магнитного потока, аннигиляции вихрей и антивихрей в мейсснеровской зоне и др. [8–10].

2) Существенное проникновение магнитного потока в сверхпроводник происходит только при токах, близких к критической величине. Поскольку плотность критического тока для высококачественных ВТСП-пленок  $j_c(T \ll T_c) \sim 10^7\text{--}10^8$  А/см<sup>2</sup>, то для пропускания импульсов тока до 10 А необходимо использовать узкие полоски с шириной  $\lesssim 100$  мкм. Это накладывает огра-

ничение на необходимое пространственное разрешение  $\lesssim 1\text{--}3$  мкм, вполне доступное для МО методики.

В данной работе магнитооптическим методом исследовалась временная зависимость пространственного распределения магнитного поля  $YBa_2Cu_3O_7$ -полоски после включения тока с разрешениями 4 ms и 5 мкм. Данная работа стимулирована результатами нашей предыдущей работы [11], где были исследованы распределения  $B(r)$  полоски с транспортным током, близким к критическому. Оказалось, что результаты не описываются в рамках модели Бина для статического распределения магнитного потока при постоянном токе [12]. Успешное описание было достигнуто лишь путем учета термоактивированного движения (крипа) магнитного потока после включения тока, для чего использовалось компьютерное моделирование. Цель настоящей работы — поиск прямых доказательств важности крипа.

Пленки  $YBa_2Cu_3O_7$  на подложке  $LaAlO_3$  выращивались методом магнетронного распыления [13]. Рентгенодифракционные исследования и спектроскопия комбинационного рассеяния света показали, что кристаллографическая  $c$ -ось полученных пленок направлена перпендикулярно подложке. Пленки характеризовались высокой степенью ориентации и совершенной кристаллической структурой. Полоски размером  $500 \times 100 \times 0.2$  мкм<sup>3</sup> изготавливались фотолитографическим методом. Исследования транспортных свойств образцов проводились с использованием стандартной четырехзондовой схемы. Температура перехода полосок в сверхпроводящее состояние была  $T_c = 91$  К, ширина перехода составляла меньше 1 К, критическая плотность тока  $j_c = 10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К. С помощью низкотемпературной растровой электронной микроскопии [14] была выбрана полоска с наиболее однородным распределением плотности тока ниже точки сверхпроводящего перехода.



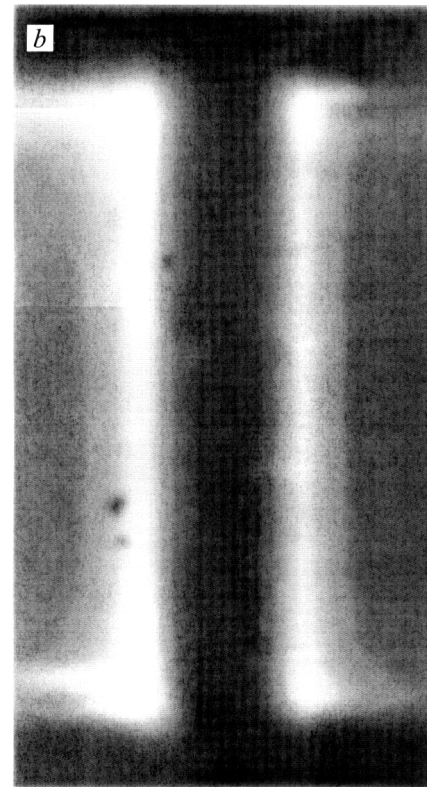
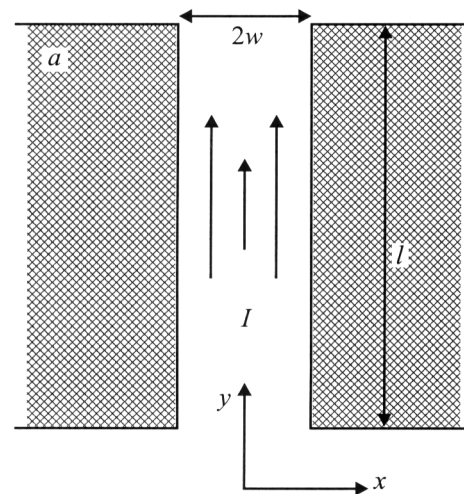
**Рис. 1.** Эпюра токового импульса. Области 1–3 соответствуют различным моментам записи магнитооптического изображения.

МО методика визуализации распределения магнитного потока основана на эффекте Фарадея — вращении плоскости поляризации света магнитооптической индикаторной пленкой, помещенной непосредственно на поверхность сверхпроводника. Угол вращения растет с увеличением компоненты магнитного поля, перпендикулярной поверхности ВТСП образца. В качестве индикатора использовался железо-иттриевый гранат, легированный висмутом, с осью намагниченности, лежащей в плоскости пленки [15]. Индикаторная пленка была покрыта тонким зеркальным слоем алюминия, обеспечивающим двойное прохождение падающего света. Изображения записывались с помощью цифровой 8-битовой фотокамеры Kodak DCS420. После записи температура повышалась до 95 К, и проводилась калибровка индикаторной пленки. Для этого определялась зависимость яркости получаемого камерой изображения индикаторной пленки от интенсивности прикладываемого внешнего магнитного поля. Для исключения влияния неоднородности как индикаторной пленки, так и интенсивности света, калибровка производилась независимо в разных точках с шагом  $20 \mu\text{m}$ .

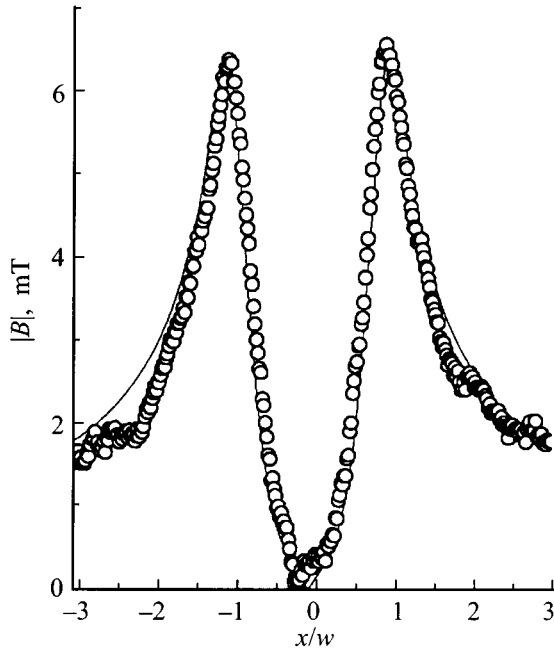
Ток через образец подавался прямоугольными импульсами длительностью 50 ms, фронт и спад импульса были меньше 1 ms. Камера была синхронизована с источником тока, что позволяло производить съемку через фиксированный промежуток времени после подачи импульса тока. Регистрация изображения производилась несколько раз в течение импульса тока, что иллюстрируется на рис. 1. Время экспозиции фотокамеры равнялось 4 ms. Чтобы уменьшить расстояние между МО индикатором и ВТСП-пленкой, была выбрана пленка с наиболее ровной поверхностью. Кроме того, контактные площадки были удалены от полоски на расстояние, большее размера индикатора. Расстояние между индикатором и пленкой составляло  $9 \mu\text{m}$ . Магнитное поле, создаваемое то-

ком  $I \approx 1.4 \text{ A}$ , в магнитооптическом индикаторе было  $1\text{--}5 \text{ mT}$ , что близко к пределу чувствительности методики. Поэтому для увеличения соотношения сигнал/шум все измерения повторялись пять раз с накоплением сигнала.

На рис. 2 показано МО изображение ВТСП-полоски, зарегистрированное в конце токового импульса с амплитудой  $I = 1.4 \text{ A}$  при температуре 15 К. Светлые области соответствуют большей абсолютной величине магнитного поля. Изображение достаточно однородно вдоль мостика, что свидетельствует об отсутствии сла-



**Рис. 2.** Схематическое изображение  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -полоски с током (a) и ее магнитооптическое изображение (b) для тока 1.4 А, полученное при температуре 15 К.



**Рис. 3.** Профили компоненты магнитного поля, перпендикулярной поверхности образца, на высоте  $9 \mu\text{m}$  над полоской с током  $1.4 \text{ A}$ . Кружки — экспериментальные данные, сплошная линия — результаты расчета в рамках модели Бина с параметрами  $h = 9 \mu\text{m}$  и  $I_c = 1.8 \text{ A}$ .

бых связей и других макродефектов. Экспериментальный профиль магнитного поля, усредненный по длине полоски и соответствующий данному МО изображению, показан на рис. 3. Магнитный поток экранируется ВТСП-образцом, в результате чего возникают максимумы поля около его краев. Левая и правая части профиля соответствуют магнитному потоку противоположного знака. В центральную часть образца магнитный поток не проникает и, как следствие, наблюдается минимум поля в центре. Минимум несколько сглажен, так как регистрация магнитного поля происходит не в плоскости сверхпроводника, а на высоте МО индикатора  $9 \mu\text{m}$ .

Для количественного анализа экспериментальных данных используем модель Бина [12]. Распределение тока в тонкой полоске, рассчитанное в рамках этой модели, имеет вид [1,2]

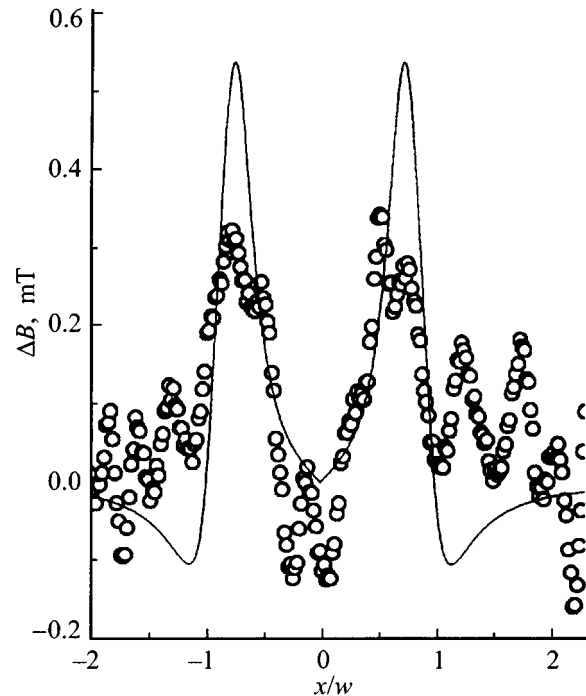
$$\frac{J(x)}{J_c} = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \arctg \left( \sqrt{\frac{w^2 - a^2}{a^2 - x^2}} \right), & |x| < a, \\ 1, & a < |x| < w, \end{cases} \quad (1)$$

где  $a = w\sqrt{1 - (I/I_c)^2}$ ,  $I_c = 2wdj_c$  — критический ток,  $d$  — толщина, а  $w$  — полуширина полоски. Компонента магнитного поля, перпендикулярная плоскости пленки, на высоте  $h$  рассчитывается в соответствии с законом Био-Савара-Лапласа как

$$B(x) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{-w}^w \frac{x' - x}{h^2 + (x' - x)^2} J(x') dx'. \quad (2)$$

Профиль  $B(x)$ , рассчитанный по этим формулам, показан на рис. 3 сплошной линией. Для расчета использованы параметры  $I_c = 1.8 \text{ A}$ ,  $h = 0.18w$ , обеспечивающие оптимальную подгонку к экспериментальным результатам.

Перейдем теперь к изучению релаксации профиля  $B(x)$  в течение токового импульса. На рис. 4 представлен профиль величины  $\Delta B(x) = |B_1(x)| - |B_3(x)|$ , где  $B_1(x)$  и  $B_3(x)$  — профили, снятые в начале и в конце токового импульса соответственно (см. рис. 1). Видно, что наибольшее изменение величины поля происходит на краях полоски, в то же время в ее центре поле практически не изменяется. Причиной релаксации профиля является крип магнитного потока [7], в результате которого после включения тока магнитное поле все глубже проникает в образец. К сожалению, не существует аналитического решения уравнения, описывающего крип потока для тонкой полоски с током. Однако предыдущие исследования [11,16] показывают, что подобную релаксацию можно описать в рамках модели Бина с зависящим от времени значением  $j_c(t)$ . В данной работе мы также воспользуемся этим приближением. Сплошная линия на рис. 4 — результат расчета величины  $\Delta B(x)$  по формулам (1), (2) со значениями критического тока  $I_c = 2.1$  и  $1.8 \text{ A}$ , соответствующими началу и концу токового импульса. Согласие экспериментальных и расчетных зависимостей свидетельствует о крипе потока во



**Рис. 4.** Профиль изменения магнитного поля в течение импульса тока длительностью  $50 \text{ ms}$   $\Delta B(x) = |B_1(x)| - |B_3(x)|$ , где  $B_1(x)$  и  $B_3(x)$  — профили, снятые в начале и в конце токового импульса соответственно. Кружки — данные эксперимента, сплошная линия — результаты расчета в рамках модели Бина с параметрами  $I_c = 2.1$  и  $1.8 \text{ A}$  для начала и конца импульса соответственно.

время импульса тока. Оценка величины изменения критического тока от начала до конца импульса дает  $15 \pm 5\%$ . Используя этот результат, можно получить величину энергии пиннинга магнитных вихрей. Если предположить логарифмическую зависимость активационной энергии вихря от плотности тока [7]

$$U(j) = U_0 \ln(j_{c0}/j), \quad (3)$$

то релаксация плотности тока со временем описывается степенным законом. При этом для временной зависимости критической плотности тока  $j_c$ , входящей в уравнение (1), получается выражение

$$j_c(t) \propto (t/\tau_0)^{-kT/U_0}, \quad (4)$$

где  $\tau_0$  — обратная частота попыток [17]. Подставляя значение  $j_c(t_1)/j_c(t_2) = 1.15$ , где  $t_1 = 4$  ms,  $t_2 = 50$  ms, получаем  $U_0 \approx 20$  kT, что согласуется с известными результатами для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [18].

Таким образом, впервые продемонстрирована эффективность использования магнитооптической методики при исследовании пространственно-временной релаксации магнитного поля  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -полоски после включения транспортного тока. Наблюдаемая эволюция распределения магнитного поля во времени является прямым доказательством важности крипа при проникновении магнитного потока в ВТСП-полоску с транспортным током. Крип потока хорошо описывается модифицированной моделью Бина с зависящим от времени критическим током. Оценка показывает, что через 50 ms после включения тока эффективный критический ток, являющийся параметром модели, уменьшается на  $\approx 15\%$ . Это позволяет оценить энергию пиннинга магнитных вихрей —  $U_0 \approx 20$  kT. Планируется проведение дальнейших исследований в более широких диапазонах токов, температур и времен, которые позволят получить более детальную информацию о параметрах крипа магнитного потока.

Работа поддержана Норвежским министерством науки и Российской программой по сверхпроводимости (проекты 96071, 98031).

## Список литературы

- [1] E.H. Brandt, M. Indenbom. Phys. Rev. **B48**, 12 893 (1993).
- [2] E. Zeldov, J.R. Clem, M. McElfresh, M. Darwin. Phys. Rev. **B49**, 9802 (1994).
- [3] T. Shuster, H. Kuhn, E.H. Brandt, M. Indenbom, M. Kolichka, M. Konczykowski. Phys. Rev. **B50**, 16 684 (1994).
- [4] R.J. Wijngaarden, H.J.W. Spoelder, R. Surdeanu, R. Griessen. Phys. Rev. **B54**, 6742 (1996).
- [5] T.H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg, Y. Galperin, P.E. Lindelof, Y. Shen, P. Vase. Phys. Rev. **B54**, 16 264 (1996).
- [6] A.A. Polyanskii, A. Gurevich, A.E. Pashitski, N.F. Heinig, R.D. Redwind, J.E. Nordman, D.C. Larbalestier. Phys. Rev. **B53**, 8687 (1997).
- [7] Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
- [8] A.V. Gurevich, R.G. Mints. Rev. Mod. Phys. **59**, 941 (1987).
- [9] R.G. Mints, E.H. Brandt. Phys. Rev. **B54**, 12 421 (1996).
- [10] K.H. Müller, C. Andrikidis. Phys. Rev. **B49**, 1294 (1994).
- [11] M.E. Gaevski, A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg. Phys. Rev. (1999), in press.
- [12] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [13] S.F. Karmanenko, V.Y. Davydov, M.V. Belousov, R.A. Chakalov, G.O. Dzijuba, R.N. Il'in, A.B. Kozyrev, Y.V. Likholetov, K.F. Njakshev, I.T. Serenkov, O.G. Ventic. Supercond. Sci. Technol. **6**, 23 (1993).
- [14] В.А. Соловьев, М.Э. Гаевский, Д.В. Шанцев, С.Г. Конников. Изв. РАН. Сер. физ. **60**, 2, 32 (1996).
- [15] L.A. Dorosinskii, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko, Yu.A. Ossip'yan, A.A. Polyanskii, V.K. Vlasko-Vlasov. Physica **C203**, 149 (1992).
- [16] M. McElfresh, E. Zeldov, J.R. Clem, M. Darwin, J. Deak, L. Hou. Phys. Rev. **B51**, 9111 (1995).
- [17] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur. Phys. Rev. **B43**, 6263 (1991).
- [18] C.W. Hagen, R. Griessen. Phys. Rev. Lett. **62**, 2857 (1989).