

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 $j_c(T \ll T_c) \sim 10^7 - 10^8$ А/см², 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 $\lesssim 1 - 3$ 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 $500 \times 100 \times 0.2$ мкм³ 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/см² при $T = 77$ К. С помощью низкотемпературной растровой электронной микроскопии [14] была выбрана полоска с наиболее однородным распределением плотности тока ниже точки сверхпроводящего перехода.

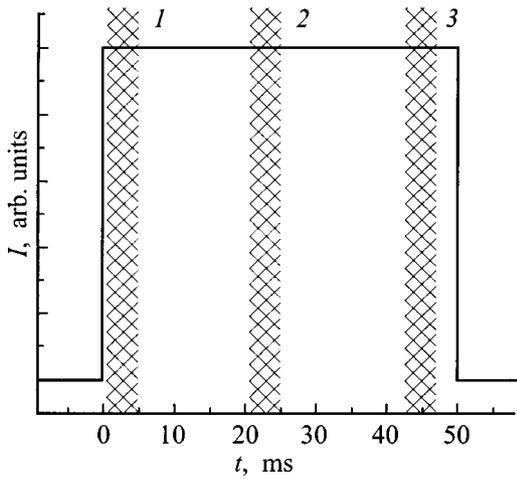


Рис. 1. Эпоха токового импульса. Области 1–3 соответствуют различным моментам записи магнитооптического изображения.

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-

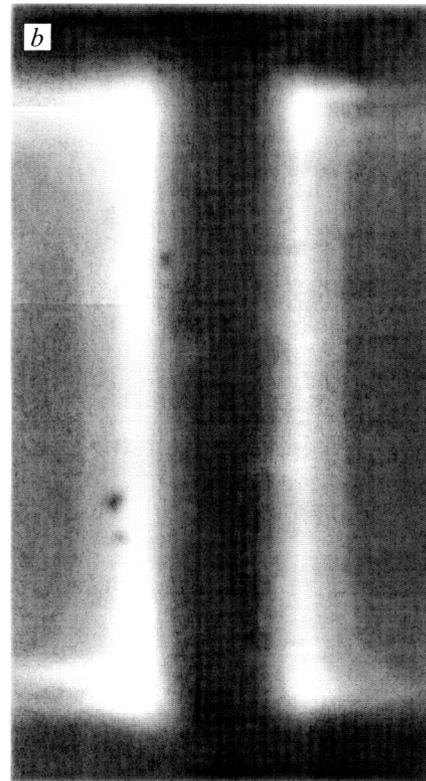
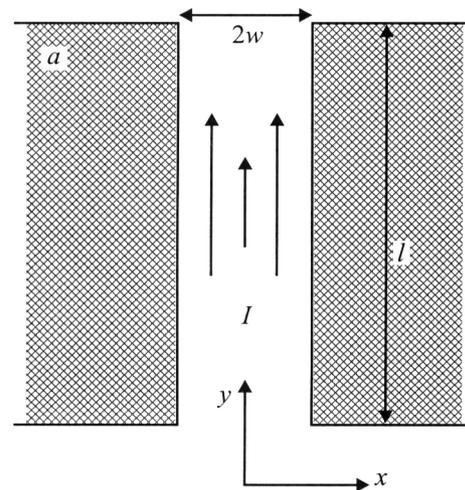


Рис. 2. Схематическое изображение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -полоски с током (a) и ее магнитооптическое изображение (b) для тока 1.4 А, полученное при температуре 15 К.

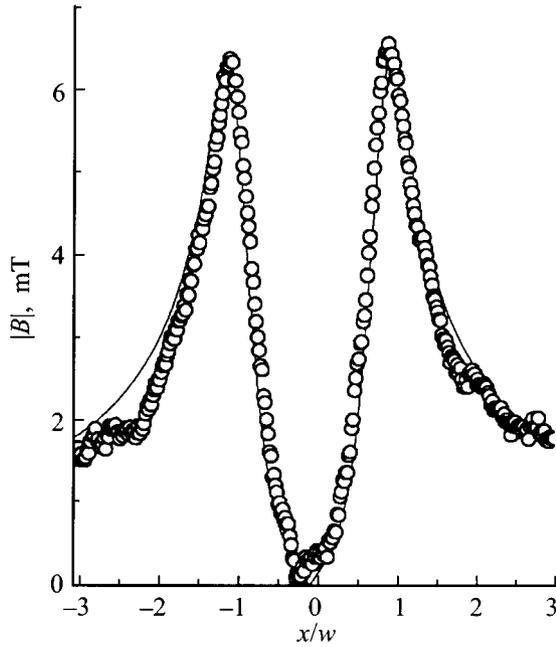


Рис. 3. Профили компоненты магнитного поля, перпендикулярной поверхности образца, на высоте $9 \mu\text{m}$ над полоской с током 1.4 A . Кружки — экспериментальные данные, сплошная линия — результаты расчета в рамках модели Бина с параметрами $h = 9 \mu\text{m}$ и $I_c = 1.8 \text{ A}$.

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 A , соответствующими началу и концу токового импульса. Согласие экспериментальных и расчетных зависимостей свидетельствует о крипе потока во

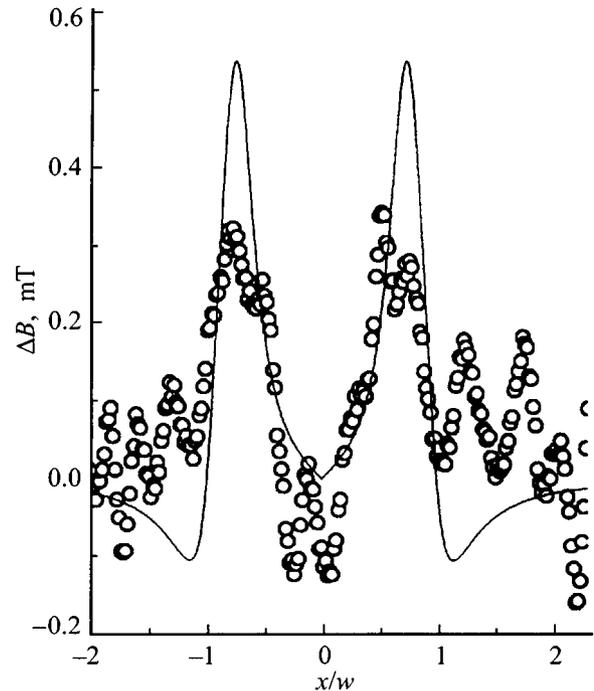


Рис. 4. Профиль изменения магнитного поля в течение импульса тока длительностью 50 ms $\Delta B(x) = |B_1(x)| - |B_3(x)|$, где $B_1(x)$ и $B_3(x)$ — профили, снятые в начале и в конце токового импульса соответственно. Кружки — данные эксперимента, сплошная линия — результаты расчета в рамках модели Бина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