

05.4

## Релаксация магнитного потока при импульсном намагничивании сверхпроводящего Y–Ba–Cu–O

© А.А. Картамышев, Е.П. Красноперов, Ю.Д. Куроедов,  
О.Л. Полущенко, Н.А. Нижельский

РНЦ Курчатовский институт, Москва  
МГТУ им. Баумана, Москва  
E-mail: kerp@issph.kiae.ru

Поступило в Редакцию 27 января 2009 г.

Изучена релаксация захваченного потока в центре импульсно-намагниченного монодоменного сверхпроводника Y–Ba–Cu–O при  $T = 78$  К. В случае слабого намагничивания индукция растет по логарифмическому закону, и скорость крипа, определенная как  $S = -d \ln B / d \ln t$ , отрицательна. С ростом амплитуды намагничивающего поля  $H_a$  скорость крипа снижается, изменяет знак и, достигнув наибольшей величины, стремится к нулю. Немонотонный характер  $S(H_a)$  объясняется неоднородным радиальным распределением температуры в процессе импульсного намагничивания.

PACS: 84.71.Ba

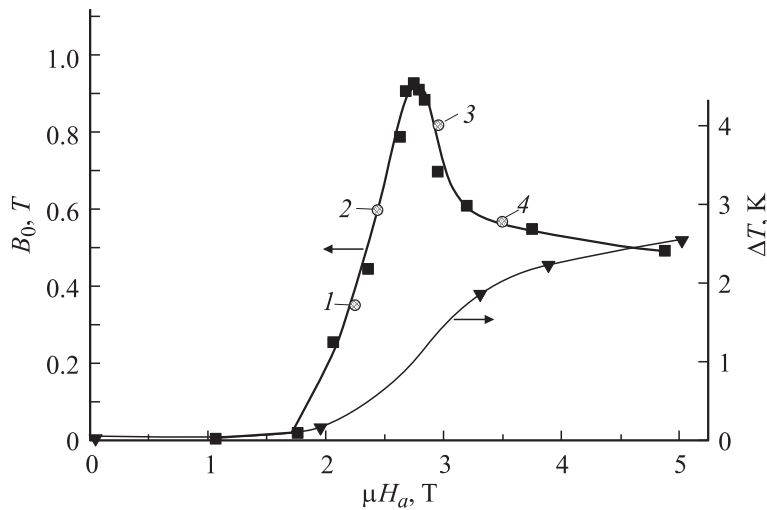
Синтез монодоменных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на основе  $\text{Re}(\text{Y})\text{–Ba–Cu–O}$  открыл возможности создания безобмоточных постоянных магнитов с большими полями (до 17 Т при  $T = 29$  К [1]). Получение, свойства и применение монодоменных ВТСП подробно изложены в обзоре [2]. Как известно, индукция сверхпроводника уменьшается со временем за счет крипа магнитного потока. В классическом эксперименте, описываемом теорией Кима–Андерсона (см. обзор [3]), сверхпроводящие токи и соответствующая намагниченность снижаются логарифмически со временем  $J = J_{co}[1 - kT/U_0 \ln(t/t_0)]$ . Скорость релаксации характеризуют величиной  $S = -d \ln J / d \ln t$ , называемой скоростью крипа. Релаксация захваченного магнитного потока после импульсного воздействия (PFM — pulsed field magnetization) изучена значительно меньше, чем в случае изотермического намагничивания. В монодоменном диске Y–Ba–Cu–O

для случая PFM при  $T = 78$  К скорость релаксации захваченного потока меньше, чем в случае изотермического намагничивания, и  $S$  снижается с увеличением амплитуды поля [4]. С другой стороны, по мнению авторов работы [5], вид релаксационной кривой  $B(t)$  на начальном участке зависит от параметров импульса намагничивающего поля и не зависит при больших временах. В данной работе исследовано намагничивание монокристаллических дисков Y–Ba–Cu–O методом PFM при  $T = 78$  К и изучены процессы релаксации при различных уровнях намагничивания в широком интервале времени.

Образцы изготовлены методом направленной кристаллизации с использованием длинномерной затравки Gd–Ba–Cu–O [6]. Образец представлял собой составной цилиндр из двух дисков диаметром 15 мм и высотой  $h \approx 11$  мм каждый. Ось „с“ совпадала с осью вращения дисков. В центре зазора между дисками шириной 1 мм помещался датчик Холла, которым измерялась индукция в процессе намагничивания и в течение  $\approx 10^4$  с после действия импульса поля. Намагничивающая катушка системы Гельмгольца с внутренним диаметром 80 мм имела неоднородность поля в пределах образца порядка  $10^{-3}$ . Импульс поля представлял собой полусинусоиду длительностью около 10 мс.

На первом этапе изучалось изотермическое намагничивание в режиме FC (field cooling) в поле сверхпроводящего соленоида. Максимальная захваченная плотность потока в центре зазора при  $T = 50$  К составила  $B_0 \approx 7$  Т. С ростом температуры она уменьшилась и при  $T = 75$  К снизилась до  $B_0 \approx 1.4$  Т. На следующем этапе изучалась импульсная намагниченность при  $T = 78$  К. Перед каждым импульсом образец отогревался выше  $\approx 120$  К и затем вновь охлаждался до  $T = 78$  К. На рис. 1 показана зависимость локальной магнитной индукции  $B_0(H_a)$  от однократного действия импульсного поля амплитудой  $H_a$ . Видно, что индукция в центре дисков появляется при амплитуде поля выше  $\mu H_a \approx 1.7$  Т. При дальнейшем увеличении  $H_a$  захваченная плотность потока растет, достигает максимума и затем резко снижается, аналогично [7]. Снижение индукции с ростом амплитуды поля (при  $\mu H_a > 2.7$  Т) на рис. 1 связано с нагревом сверхпроводника при импульсном намагничивании [7]. Повышение температуры снижает критический ток сверхпроводника, что, в свою очередь, приводит к снижению захваченного магнитного потока.

С целью оценить нагрев от действия импульса была измерена температура в центре диска с помощью дифференциальной термодатчи.

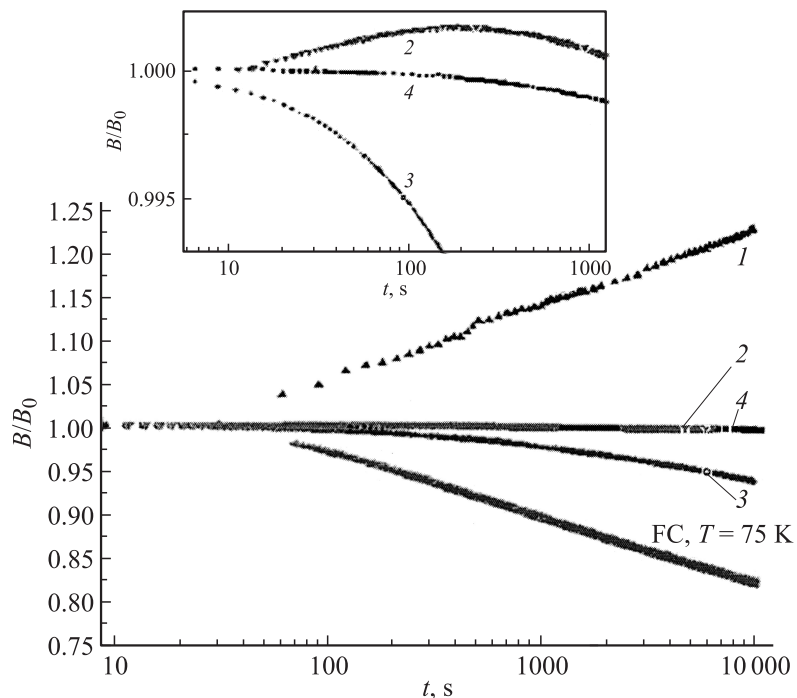


**Рис. 1.** Зависимость индукции (● и ■ — левая ось) и температуры (▼ — правая ось) от амплитуды намагничивающего поля. В позициях 1, 2, 3 и 4 релаксации намагнитченности показаны на рис. 2 и отмечены соответствующими индексами.

Один спай термопары приклеивался к поверхности диска и прижимался теплоизолирующей прокладкой, другой — помещался в жидком азоте. Температура наибольшего нагрева, как функция амплитуды импульса, отмечена символами ▼, относящимися к правой оси ординат на рис. 1. Характерное время изменения температуры в образце за счет теплопроводности в плоскости ( $ab$ ) монокристалла составляет  $\tau = R^2/D_h \sim 5s$ , где  $D_h \sim 0.1 \text{ cm}^2/s$  — коэффициент тепловой диффузии [8]. Это время на 3 порядка больше длительности импульса (10 ms), поэтому незагорающие токи и захваченный поток формируются при повышенной температуре. Сверхпроводящий ток  $J(T)$  в нагретом состоянии ниже критического при  $T = 78 \text{ K}$  на величину

$$J_c(78) - J(T) = |\partial J_c / \partial T| \Delta T. \quad (1)$$

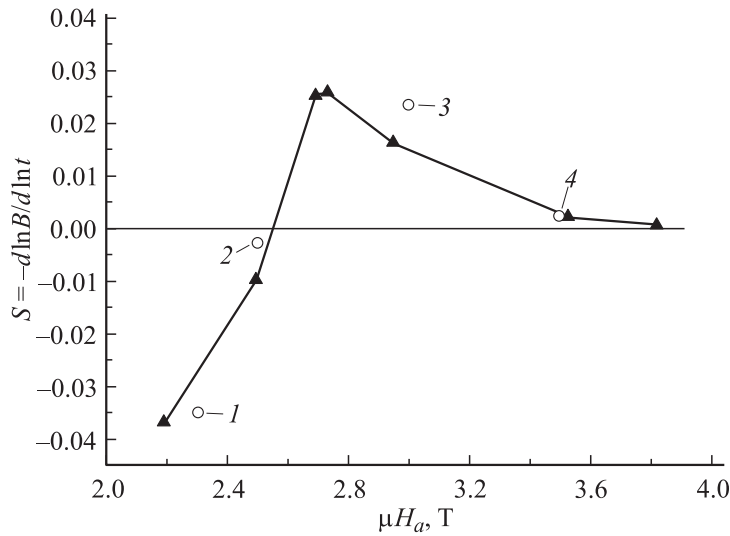
При  $\mu H_a \approx 5 \text{ T}$  перегрев в центре образца  $\Delta T$  превышал 2.7 K. В этой области температур из наших данных по изотермическому намагничиванию захваченное поле в центре имеет производную, равную



**Рис. 2.** Нормированная релаксация индукции при разных амплитудах поля: 1( $\Delta$ ) –  $H_a = 2.4$  Т, 2( $\nabla$ ) –  $H_a = 2.7$  Т, 3( $\bullet$ ) –  $H_a = 3.2$  Т, 4( $\blacksquare$ ) –  $H_a = 3.7$  Т. Символами  $\triangleleft$  (нижняя кривая) показана релаксация после FC при  $T = 75$  К.

$dB_{lr}/dT \approx -0.11$  Т/К. Нагрев снижает  $J_c$ , следовательно, и захваченную плотность потока не менее чем на 0.3 Т по отношению к максимуму, что примерно соответствует эксперименту.

Для различных уровней PFM исследована релаксация локальной намагниченности (в центре дисков). На рис. 2 приведены нормированные значения  $B(t)/B(0)$  для характерных состояний, отмеченных индексами 1–4, соответствующих позициям на рис. 1. Время отложено в логарифмическом масштабе. Самая нижняя кривая на рис. 2 иллюстрирует релаксацию после FC в случае изотермического намагничивания при температуре  $T = 75$  К. Эта характерная для крипа зависимость



**Рис. 3.** Скорость релаксации индукции  $S$  при различных амплитудах намагничивающего поля. Кружочками отмечены результаты для кривых, показанных на рис. 2.

имеет скорость релаксации  $S = -d \ln B / d \ln t = 0.032$ . Верхняя кривая ( $\mu H_a = 2.4 \text{ T}$ ) относится к случаю „частично намагниченного“ состояния, когда максимум захваченного поля находится между центром и краем цилиндрического образца. В этом случае  $B(t)$  увеличивается со временем и хорошо описывается логарифмическим законом. При выбранном выше определении скорость крипа отрицательна и равна  $S = -0.037$ . На вставке в увеличенном масштабе показаны начальные участки кривых релаксации при разных уровнях намагничивания. Видно, что вблизи максимума намагниченности зависимость  $B(t)$  немонотонная (кривая 2). При этом относительные изменения  $\Delta B(t)/B(0)$  весьма малы.

На рис. 3 приведена скорость релаксации  $S$  в зависимости от амплитуды импульса при температуре 78 К. Величина  $S$  определялась на интервале  $10^3 - 10^4 \text{ s}$ , где возможна достаточно хорошая логарифмическая аппроксимация. В „частично намагниченном“ состоянии, когда

$B_0$  в центре ниже максимального значения, индукция со временем растёт и  $S < 0$ . С увеличением амплитуды импульса и соответственно  $B_0$  скорость релаксации уменьшается по модулю, затем  $S$  меняет знак. В области наибольших значений захваченной индукции (поз. 3 на рис. 1) скорость релаксации положительна ( $S > 0$ ) и максимальна. При амплитудах поля  $\mu H_a > 3$  Т скорость релаксации снижается вместе с уменьшением  $B_0$ , и при  $\mu H_a > 3.8$  Т она становится очень малой,  $S < 10^{-3}$ .

Известно, что при изотермическом намагничивании знак  $S$  зависит от внешних условий. Если внешнее поле отлично от нуля и внутри сверхпроводника  $dB/dr > 0$ , то затухание экранирующих токов вызывает рост индукции в центре,  $S < 0$ . Если внешнее поле выключено (например, после FC), то  $dB/dr < 0$  и индукция уменьшается со временем,  $S > 0$ . Если сверхпроводник не полностью намагничен в изотермических условиях, то в центре  $dB/dr > 0$ , а на периферии  $dB/dr < 0$ . Однако и в этом случае индукция на оси уменьшается во времени, поскольку снижение тока на периферии больше уменьшает  $B_0$ , чем она растёт за счёт релаксации тока в центральной области, где  $dB/dr > 0$ .

При PFM характер релаксации зависит не от состояния внешнего поля (оно после импульса равно нулю), а от амплитуды поля. Наблюдаемая на рис. 3 немонотонная зависимость  $S(H_a)$  объясняется неоднородным нагревом сверхпроводника в импульсном поле. В течение действия поля температура в центре меньше, чем на периферии, и экранирующие токи возникают на фоне этой неоднородности [7]. Из приведенных на рис. 1 данных следует, что изменение поля  $\Delta B \approx 1$  Т вызывает скачок температуры  $\Delta T \approx 1$  К. Очевидно, что если температура нагрева имеет распределение  $\Delta T(r)$ , то и плотность сверхпроводящих токов в намагниченном состоянии будет иметь радиальное распределение согласно (1). Когда сверхпроводник охладится до температуры жидкого азота, экранирующие токи оказываются ниже критических,  $J(T) < J_c(78)$ . Известно, что при уменьшении температуры замороженного состояния скорость релаксации экспоненциально уменьшается [2]. Так, при снижении температуры на  $\Delta T = 2$  К ниже 78 К скорость крипа уменьшается в 6 раз, а при  $\Delta T = 4$  К скорость падает в 200 раз [2]. По этой причине сверхпроводящие токи в нагретых областях после охлаждения будут уменьшаться медленнее, чем в холодных. Таким образом, если мгновенная температура имела радиальное распределение

$\Delta T(r)$ , то  $S(r)$  имеет такое же распределение, но с экспоненциальным фактором.

Рассмотрим поз. 1 на рис. 1. В этом случае нагрев в центре образца менее 0.5 К, а на его краю  $\Delta T$  более 2 К, поскольку поле 2Т заведомо проникло внутрь сверхпроводника. Из-за меньшего перегрева центральной области (где  $dB/dr > 0$ ), скорость релаксации в ней существенно выше, чем на периферии, и индукция со временем возрастает. С ростом  $H_a$  уменьшается размер центральной области с положительной производной индукции и увеличивается ее температура. В этих условиях рост  $B(t)$  за счет центральной области компенсируется снижением индукции за счет периферии. В результате наблюдаемая скорость релаксации становится малой.

В поле  $\mu H_a \approx 2.7\text{Т}$  во всем сечении сверхпроводника  $dB/dr < 0$ , и затухание токов вызывает только уменьшение  $B_0$ . Поскольку нагрев центральной области не велик, то затухание токов незначительно отличается от ФС в изотермических условиях. С ростом амплитуды поля увеличивается температура, при которой осуществляется захват потока, и соответственно снижается плотность сверхпроводящих токов по сравнению с  $J_c(78)$ . Увеличивающаяся разность  $J_c(78) - J(T)$  объясняет снижение скорости релаксации с ростом амплитуды поля.

Таким образом, при импульсном намагничивании сверхпроводника релаксация захваченного потока немонотонно зависит от амплитуды поля. В центре образца локальная намагниченность со временем может как возрастать, так и убывать. В частично намагниченном сверхпроводнике скорость релаксации может быть малой вследствие взаимной компенсации магнитных потоков в наружных и внутренних областях цилиндрического образца. При ббльших амплитудах поля скорость релаксации также мала из-за индуктивного разогрева сверхпроводника и его последующего охлаждения, так как при этом плотность тока в охлажденном сверхпроводнике оказывается меньше критического значения для этой температуры.

Авторы выражают благодарность В.И. Нижанковскому (Международная лаборатория сильных полей и низких температур во Вроцлаве, Польша) за помощь в измерениях магнитной релаксации и А.С. Слизову (МИФИ) за помощь в измерениях импульсного перегрева.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 06-08-01422.

## Список литературы

- [1] *Tomita Masaru, Murakami Masato* // Nature. 2003. V. 421. P. 517.
- [2] *Krabbes G. et al.* High Temperature Superconductor Bulk Materials. WILEY-VCH, 2006.
- [3] *Yeshurun Y.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. N 3. P. 911.
- [4] *Itoh Y., Yanagi Y., Mizutani U.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 5600.
- [5] *Zola D. et al.* // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 224504.
- [6] *Nizhelskiy N.A. et al.* // Superconductor Science and Technology. 2007. V. 20. P. 81.
- [7] *Yanagi Y. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 2005. V. 18. P. 839.
- [8] *Fujishiro H. et al.* // Jpn. J. Appl. Phys. 1994. V. 33. P. 4965.