

05.2; 05.4; 07; 12

© 1991

ЛОКАЛЬНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ
 СКОРОСТИ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ
 В МОНОКРИСТАЛЛЕ ВТСП $Y - Ba - Cu - O$ С ПОМОЩЬЮ
 ПЛОСКОСТНОЙ ФЕРРОГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ

А.И. Б е л я е в а, С.В. В о й ц е н я,
 В.П. Ю р ь е в

Исследование временной релаксации намагниченности, индуцируемой в ВТСП внешним магнитным полем, позволяет получать важную информацию о механизмах пиннинга, определяющего критическую плотность тока в них [1-3]. При этом, однако, измеряется полный магнитный момент образцов, которые, как правило, крайне неоднородны по структуре и сверхпроводящим свойствам. Для правильной интерпретации экспериментальных результатов необходимо изучать процессы релаксации на отдельных участках образцов совместно с их микроструктурой.

В настоящей работе впервые локально измерена скорость релаксации намагниченности в монокристалле ВТСП $Y - Ba - Cu - O$ с помощью эффекта Фарадея в Bi -содержащей феррогранатовой планке, ось легкого намагничивания (ОЛН) которой лежит в ее плоскости. Ранее эта пленка, выращенная на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$, использовалась нами в качестве магнитооптического индикатора для визуализации распределения магнитных потоков в ВТСП [4]. При приложении магнитного поля H (см. вставку рис. 1), перпендикулярного поверхности такой пленки, ее намагниченность M_s отклоняется от плоскости на угол $\theta = \arcsin(H/H_A)$, где H_A - эффективное поле анизотропии, при достижении которого намагниченность ориентируется по полю.

Для локальных измерений магнитной релаксации использовалась криогенная магнитооптическая установка, отличающаяся от описанной в [5] только системой фоторегистрации. При совмещении индикаторной пленки с поверхностью ВТСП (см. вставку рис. 2) в ней возникает неоднородное распределение ориентации намагниченности $\theta(x) = \arcsin(B_n(x)/H_A)$, отражающее распределение нормальной составляющей магнитной индукции $B_n(x)$ на поверхности (r - радиус-вектор точки на поверхности ВТСП). В геометрии эксперимента распределение интенсивности света по полю магнитооптического изображения индикатора определяется углом поворота плоскости поляризации $\psi(x) = \psi_0 \sin(\theta(x))$. Измерение интенсивности света на заданных участках изображения проводилось с помощью фотодиода, который мог перемещаться в плоскости изображения. Необходимый размер зондируемого участка, который

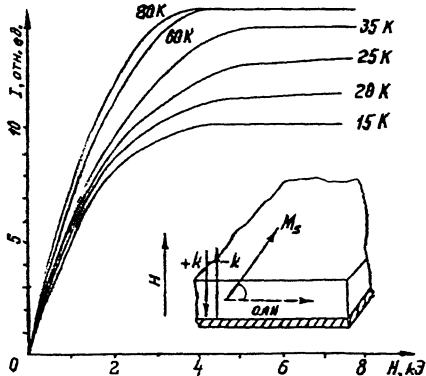


Рис. 1. Зависимость интенсивности I света K , дважды прошедшего через пленку-индикатор в системе со скрещенными поляризаторами, от приложенного поля H при различных температурах, указанных на кривых. На вставке показано изменение ориентации вектора намагниченности M_s индикатора (плоскостной феррогранатовой пленки с зеркальным покрытием (заштриховано)) в поле H , перпендикулярном его поверхности.

в данном случае представлял собой круг диаметром 100 мкм, устанавливался путем изменения увеличения оптической системы или диаметра диафрагмы. Сигнал от фотодиода подавался на Y -вход двухкоординатного графопостроителя. Для изучения временных зависимостей интенсивности света $I(r, t)$ на место X -входа устанавливался блок развертки по времени. Для снятия градуировочных зависимостей интенсивности прошедшего через индикатор света I от напряженности поля H на X -вход подавался сигнал, пропорциональный H . Соответствующие кривые $I(H)$ после вычета вкладов, вносимых оптической системой и парамагнитной подложкой $Gd_3Ga_5O_{12}$, приведены на рис. 1 для различных температур.

В настоящей работе проведены локальные измерения временной релаксации остаточной намагниченности $M_x(r, t, T, H)$ в двойникованном монокристалле $Y-Ba-Cu-O$ с размерами в базисной плоскости 0.7×0.5 мм² и толщиной 0.1 мм. Измеренная магнитооптическим методом [5] температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c была неоднородна по образцу и составляла 92–85 К; ширина перехода ΔT_c в участках с высокой T_c была менее 1 К. Для измерения $M_x(r, t, T, H)$ фотодиод помещался в выбранный участок изображения r и производилось охлаждение образца в заданном внешнем поле H до нужной температуры T . Затем в момент времени $t = 0$ поле выключалось и регистрировалось изменение интенсивности прошедшего света в течение 10 мин при температуре T , поддерживавшейся с точностью ± 0.1 К. На рис. 2, а и б представлены временные зависимости интенсивности магнитооптического изображения индикатора

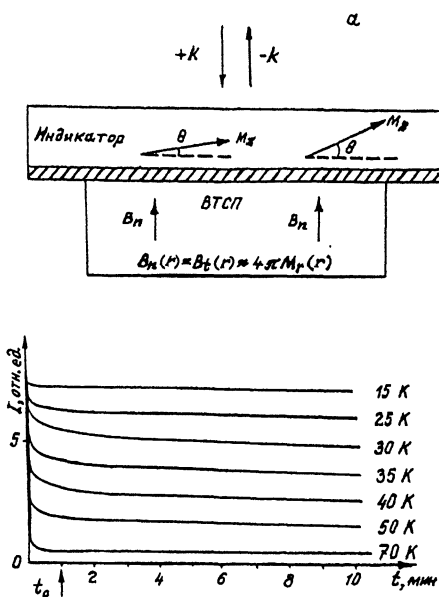
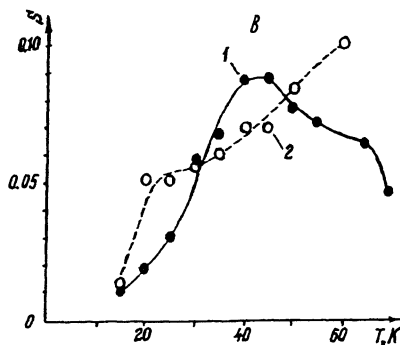
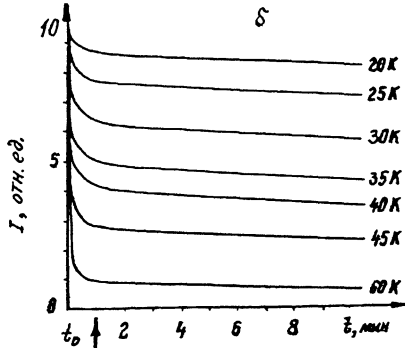


Рис. 2. Временные зависимости интенсивности I магнитооптического изображения индикатора над двумя различными (а и б) участками монокристалла $\gamma - Ba - Cu - O$, измеренные после охлаждения в магнитном поле напряженностью, соответственно, 3 и 9 кЭ, до различных температур, указанных на кривых, и его выключения, а также температурные зависимости нормированной скорости логарифмической релаксации остаточной намагниченности для этих участков (в) (1, 2 - участки а и б, соответственно). На вставке показано возникновение распределения ориентации намагниченности индикатора под действием нормальной составляющей магнитной индукции на поверхности ВТСП.

$I(t)$ над двумя различными участками монокристалла, измеренное после охлаждения в поле напряженностью, соответственно, 3 кЭ и 9 кЭ до различных температур. Начиная с момента времени $t = t_0 \approx 1$ мин, они хорошо спрямляются в координатах $I(\ln t)$. Учитывая, что индикатор над зондируемым участком образца находится в захваченном поле $B_t \approx 4\pi M_r$, и, используя градуировочные кривые $I(H)$ (рис. 1), на основе экспериментальных данных, представленных на рис. 2, а и б, можно найти температурные зависимости нормированной скорости логарифмической релаксации остаточной намагниченности $S = -1/M_r(t_0) \cdot dM_r(t) / d(\ln t)$ для двух различных участков монокристалла. Результаты, представленные на рис. 2, в, находятся в хорошем согласии с двумя типами



температурных зависимостей $S(t)$, наблюдавшихся ранее в различных монокристаллах ВТСП [2, 3]. Одна из них обнаруживает максимум при $T=40$ К, а вторая имеет монотонный характер. Оба типа зависимостей могут быть объяснены в рамках модели термоактивированного крипа потока с учетом распределения высоты энергетического барьера активации [3].

Таким образом, показано, что температурная зависимость нормированной скорости логарифмической релаксации остаточной намагниченности может иметь различный вид для различных участков одного и того же монокристалла $Y-Ba-Cu-O$. Можно предположить, что это различие обусловлено неоднородностью распределения дефектов в монокристалле. На основе этих данных с помощью обратной схемы вычислений, подобной предложенной в [3], могут быть восстановлены функции распределения энергии активации в различных участках монокристалла и сопоставлены с картиной распределения различных дефектов структуры. Такой подход позволяет подробно изучить влияние на пиннинг вихрей двойниковых границ, флуктуаций содержания кислорода и других дефектов.

Следует отметить, что ввиду метастабильности магнитного состояния ВТСП величина остаточной намагниченности и скорость ее релаксации на начальном временном интервале сильно зависели от скорости вывода магнитного поля (ранее отмечалось в эпитаксиальных пленках $Y-Ba-Cu-O$ [6]), а также влияния других неконтролируемых случайных факторов, возможно, механических

вибраций [7], способствующих срыву вихрей с центров пиннинга. Наряду с этим, при охлаждении в полях, превышающих 1 кЭ, нормированная скорость логарифмической релаксации остаточной намагниченности слабо зависела от напряженности приложенного поля.

Описанная криогенная магнитооптическая методика позволяет также построить кривые магнитного гистерезиса в отдельных участках монокристалла при различных скоростях изменения внешнего магнитного поля.

Авторы благодарны А.В. Антонову и М.Ю. Гусеву за создание плоскостной пленки-индикатора.

Работа поддерживается Научным Советом по ВТСП и выполнена в рамках программы 90054 „Высокотемпературная сверхпроводимость“.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Y e s h u r u n Y., M a l o z e m o f f A.P. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 21. P. 2202-2205.
- [2] Г и п п и у с А.А., М о щ а л к о в В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 7. С. 392-395.
- [3] H a g e n C.W., G r i e s s e n R. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 24. P. 2857-2860.
- [4] Б е л я е в а А.И., В о й ц е н я С.В., Ю р ь е в В.П. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 3. С. 507-510.
- [5] Б е л я е в а А.И., В о й ц е н я С.В., П о т а к о в а В.А., Ю р ь е в В.П. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 6. С. 1189-1198.
- [6] G r i e s s e n R., L e n s i n k J.G., S c h r ö d e r T.A.M. et al. // Cryogenics. 1990. V. 30. N 7. P. 563-568.
- [7] К у з н е ц о в В.Д., М е т л у ш к о В.В., К у з н е ц о в И.Е. // СФХТ. 1989. Т. 2. С. 11-14.

Физико-технический
институт низких
температур
АН СССР, Харьков

Поступило в Редакцию
13 августа 1991 г.