

- [1] Andrew E.R. // Progress in NMR Spectroscopy. 1971. V. 8. P. 1-39.
- [2] Lee M., Goldberg W.I. // Phys. Rev. A. 1965. V. 140. N 4. P. 1261-1271.
- [3] Хеберлен У., Меринг М. ЯМР высокого разрешения в твердых телах. М.: Мир, 1980. 504 с.
- [4] Мефед А.Е., Ярославцев А.В., Зобов В.Е., Пономаренко А.В., Попов М.А. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 412-416.
- [5] Зобов В.Е., Попов М.А. // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. № 6. С. 2129-2141.
- [6] Провоторов Б.Н., Фельдман Э.Б. // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. № 10. С. 3521-3535.
- [7] Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок. М.: Мир, 1984. Т. 2. 360 с.
- [8] Гольдман М. Спиновая температура и ЯМР в твердых телах. М.: Мир, 1972. 342 с.

Институт химической физики РАН
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
18 ноября 1993 г.

УДК 538.945.955

© Физика твердого тела, том 36, № 4, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 4, 1994

РЕЛАКСАЦИЯ ОДИНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ПОРОШКООБРАЗНОМ Y-Ba-Cu-O

Е.В.Блинов, Р.Лайто, Э.Лехдеранта

Изучение магнитной релаксации в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) продолжает оставаться актуальным направлением исследования этих материалов [1], поскольку дает возможность приблизиться к пониманию природы пиннинга в ВТСП.

При рассмотрении процессов релаксации в объемных материалах (т.е. в таких, размеры которых больше глубины проникновения) наряду с потенциальным барьером U_0 характеризующим центры пиннинга, необходимо учитывать влияние поверхностного барьера [2,3], а также силу Лоренца [4]. Эта сила возникает при воздействии сверхпроводящего тока с магнитным полем, распределение которого внутри образца определяется видом зависимости плотности критического тока от магнитного поля. Кроме того, характер пространственного распределения захваченного магнитного потока может сказываться на величине энергии пиннинга, определенной из данных релаксации остаточного магнитного момента [5].

Влияние внутреннего магнитного поля можно исключить при использовании ВТСП-частиц, имеющих малые размеры, сравнимые с глубиной проникновения. В этом случае при захвате магнитного потока в слабых магнитных полях в отдельной частице может захватиться только один или несколько магнитных вихрей и их релаксация должна определяться главным образом силой центров пиннинга и величиной поверхностного барьера.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении релаксации остаточной намагниченности порошкообразных Y-Ba-Cu-O, возникающей в них после воздействия слабых магнитных

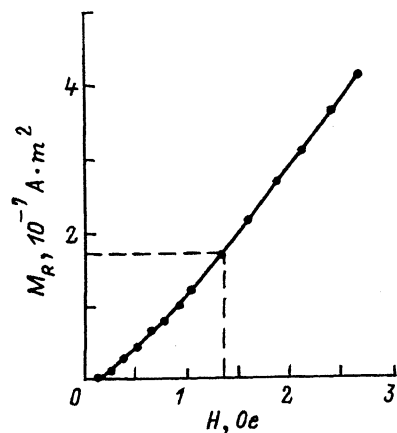


Рис. 1. Зависимость остаточного магнитного момента M_R от величины магнитного поля H_0 , в котором проводилось охлаждение образца.

полей. Величина магнитного поля выбиралась так, чтобы в отдельной частице исследуемого образца могли захватиться лишь единичные магнитные вихри. Обнаружено, что в этом случае релаксация намагниченности, представляющей собой совокупность единичных магнитных вихрей, существенно зависит от того, проводилось охлаждение и перевод образца в сверхпроводящее состояние в присутствии магнитного поля (field cooling — FC) или намагничивание образца осуществлялось после его предварительного охлаждения в нулевом магнитном поле (zero field cooling — ZFC).

Исследуемый образец массой 150 мг содержал частицы с поперечным размером 6–10 μ . Он был получен путем дробления керамической таблетки Y-Ba-Cu-O, изготовленной по стандартной методике керамического синтеза. Исходный керамический материал имел температуру перехода 92 К и ширину перехода 0.5°. Измерение остаточного магнитного момента образца и его релаксации выполнялось с помощью СКВИД-магнитометра. Эксперименты проводились при температуре 40 К.

Область магнитных полей, соответствующих захвату единичных магнитных вихрей, определялась на основе зависимости остаточного магнитного момента M_R (remanent magnetization), полученного после охлаждения образца в магнитном поле H_0 , от величины этого поля. Как было показано в [6], для порошкообразного ВТСП зависимость $M_R(H_0)$ в области слабых полей существенно нелинейна, что связано с влиянием размера частицы на вероятность захвата вихря. Проведенное затем детальное экспериментальное [7] и теоретическое [8] исследование этого вопроса показало, что для частиц, имеющих поперечный размер меньше глубины проникновения, образование и захват магнитного вихря в такой частице при FC возможны лишь начиная с полей

$$H_0 \cong \frac{\Phi_0}{S}, \quad (1)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, S — площадь поперечного сечения частицы.

Зависимость $M_R(H_0)$ для исследуемого образца показана на рис. 1. Как видно из этого рисунка и оценки порогового поля (1), захват еди-

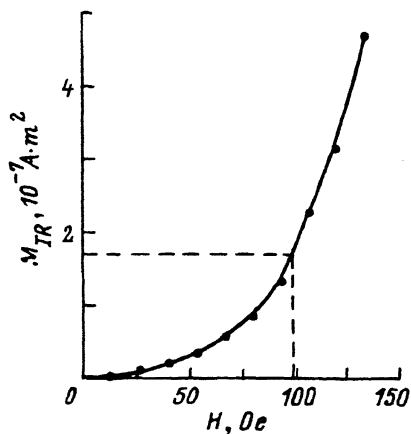


Рис. 2. Зависимость остаточного магнитного момента M_{IR} , захваченного в образце после охлаждения его в нулевом магнитном поле и последующего намагничивания в поле H_0 , от величины этого поля.

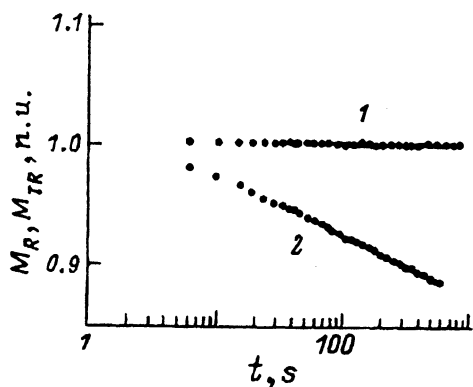


Рис. 3. Временная зависимость остаточных магнитных моментов M_R и M_{IR} .

1 — M_R после охлаждения образца в поле $H_0 = 1.3$ Oe, 2 — M_{IR} после ZFC и намагничивания в поле $H_0 = 99$ Oe.

нических вихрей в частицах с поперечным размером 6–10 μ происходит начиная с полей порядка 0.5–1.0 Oe. Остаточная намагниченность образца, наблюдаемая в более слабых полях, может быть объяснена захватом потока присутствующими в образце в небольшом количестве частицами с размером $> 10 \mu$.

На рис. 2 представлена зависимость от магнитного поля остаточного магнитного момента M_{IR} (isothermoremanent magnetization), полученная после воздействия магнитного поля H_0 на образец, предварительно охлажденный в нулевом магнитном поле. Как видно из этого рисунка, при намагничивании образца после ZFC захват вихрей происходит в существенно больших полях. Для определения области полей, при которых в отдельных частицах образца захватываются единичные вихри, проводилось сравнение величины магнитного момента, возникающего в образце после FC (рис. 1) и после намагничивания образца, охлажденного в нулевом магнитном поле (рис. 2). Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что после охлаждения образца в поле $H_0 = 1.3$ Oe остаточный магнитный момент имеет такую же величину ($1.7 \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^2$), как и магнитный момент, сохраняющийся в образце после ZFC и последующего воздействия на него поля $H_0 = 99$ Oe. Мы считаем, что равенство величин магнитных моментов в этих двух случаях является хорошим критерием равного числа захваченных магнитных вихрей.

Динамика распада намагниченности, возникающей в ВТСП-порошке при этих двух различных процедурах охлаждения и намагничивания, показана на рис. 3. Как видно из этого рисунка, величина M_R оказалась достаточно стабильной. В течение указанного интервала времени на уровне чувствительности установки не было зарегистрировано изменений остаточного магнитного момента. Измерения, проведенные при других значениях намагничивающих полей, показали, что изменение M_R со временем наблюдается лишь при $H_0 > 2.5$ Oe, причем зависимость $M_R(t)$ в этом случае отлична от логарифмической. В отличие от M_R величина M_{IR} (кривая 2 на рис. 3) заметно умень-

шается со временем, а зависимость $M_{IR}(t)$ достаточно хорошо описывается логарифмическим законом. При других значениях намагничивающего поля также наблюдалось уменьшение остаточного момента, причем величина $dM_{IR}/d \ln t$ увеличивалась с увеличением H_0 .

Таким образом, скорость релаксации остаточного момента M_R всегда оказывается меньше скорости релаксации равного ему по величине момента M_{IR} , несмотря на то что образец в этих двух случаях содержит одинаковое число вихрей. Это может свидетельствовать, на наш взгляд, о том, что при FC возможен захват вихря на глубоких центрах, расположенных ближе к середине образца. В случае же намагничивания после ZFC вихрь, проникающий в частицу, должен преодолевать поверхностный барьер и его захват более вероятен на центрах пиннинга, расположенных ближе к поверхности частицы. Возможно также, что различается энергия пиннинга центров, на которых происходит захват при различных процедурах охлаждения. Для более полного ответа на вопрос о причинах существенного различия скоростей релаксации остаточного магнитного момента, полученного при различных процедурах охлаждения и намагничивания, необходимы дальнейшие исследования, которые ведутся в настоящее время.

Авторы выражают благодарность Ю.П.Степанову за изготовление образцов, а также Э.Б.Сонину и Л.С.Власенко за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Malozemoff A.P. // *Physica C*. 1991. V. 185–189. P. 264–269.
- [2] Burlachkov L. // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 47. N 13. P. 8056–8064.
- [3] Ming Xu, Finnemore D.K., Grabtree G.W., Vinokur V.M., Dabrowski B., Hinks D.C., Zhang K. // *Phys. Rev. B*. 1993. V. 48. N 4. P. 10630–10633.
- [4] Campbell A.M., Evetts J.E. // *Adv. Phys.* 1972. V. 21. P. 199–428.
- [5] Blinov E.V., Laiho R., Lähderanta E., Tagantsev A.K., Traito K.B. // *Proceedings of the XX Int. Conf. on Low Temperature Physics, Eugene, USA, 1993*.
- [6] Блинов Е.В., Кулешов П.П., Семенченко М.Г., Степанов Ю.П., Флейшер В.Г. // *Тез. докл. ФНТ-25. Л., 1988. Ч. 1. С. 179–180*.
- [7] Fleisher V.G., Lähderanta E., Laiho R., Stepanov Yu.P. // *Physica C*. 1990. V. 170. P. 161–165.
- [8] Блинов Е.В., Власенко Л.С., Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б., Степанов Ю.П., Таганцев А.К., Флейшер В.Г. // *ЖЭТФ*. 1993. Т. 103. № 2. С. 617–628.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
24 ноября 1993 г.