

05; 09

©1994 г.

НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КЕРАМИК РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ НА НИЗКОЧАСТОТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

М.А.Зеликман, З.Т.Максимова, В.К.Соболевский, Н.В.Старостина

Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195251
(Поступило в Редакцию 21 сентября 1993 г.)

Экспериментально исследованы и теоретически интерпретированы с позиций модели Бина зависимости магнитного момента цилиндрических образцов ВТСП разной высоты от внешнего магнитного поля. Показано, что вид зависимости $M(H)$ для цилиндрических образцов существенно зависит от соотношения их высот и радиусов. Для более тонкого образца начальный линейный участок кривой $M(H)$, соответствующий эффекту Мейсснера, идет круче и заканчивается при меньших полях, чем для более толстого. С ростом поля джозефсоновские вихри начинают проникать в образец и крутизна кривой для более тонкого образца уменьшается быстрее, при некотором поле эта кривая пересекает зависимость для более толстого образца и при дальнейшем росте поля приближается к ней, оставаясь ниже ее. По мере роста поля кривые $M(H)$ для разных образцов постепенно сближаются, асимптотически приближаясь к кривой для порошка. При полях, больших 40 Э, кривая $M(H)$ для порошка отклоняется от линейной вследствие возникновения внутригранульных абрикосовских вихрей.

Введение

В последние несколько лет большое внимание физиков, как теоретиков, так и экспериментаторов, привлекают к себе магнитные свойства ВТСП [1-7]. Изучение этих свойств помогает понять физику происходящих в ВТСП процессов, оценить значения характерных параметров, наметить пути для улучшения технических характеристик ВТСП, таких, например, как величина критического поля, с целью расширения области их практического применения.

Объяснение экспериментальных фактов обычно основывается на анализе микроскопических процессов, происходящих в джозефсоновской среде. На этом пути получен целый ряд важнейших фактов: существование нескольких фазовых переходов [1,2], соответствующих состояниям спинового стекла, решетки вихрей, вихревой жидкости, возникновение новых механизмов диссипации [3], квазидвумерность ВТСП [4] и т.д.

Однако пока нет полной ясности относительно происходящих процессов перестройки микроскопической картины при изменении внешнего магнитного поля. Одним из подходов к экспериментальному исследованию этих процессов является анализ нелинейного отклика образца на переменное магнитное поле [5-7]. Проводились подробные исследования зависимостей высших гармоник выходного сигнала от различных параметров [5,7]. В работах [5,6] для объяснения опытных фактов предложена модель независимых джозефсоновских петель. В работе [7] показано, что в массивных образцах возникновение высших гармоник и соответствующее поведение при изменении внешних условий может быть объяснено, если считать ВТСП однородной макроскопической средой с определенной нелинейной зависимостью магнитного момента от внешнего магнитного поля $M(H)$, причем вид этой зависимости обусловлен детальной микроструктурой образца.

В работах [8,9] анализируются кривые $M(H)$ для образцов различной структуры при разных температурах и форма этих кривых интерпретируется с позиций модели Бина при различных зависимостях плотности критического тока от магнитного поля. Однако до настоящего времени не проводились исследования зависимости кривых $M(H)$ от формы образца. Такие исследования и их теоретическая интерпретация могли бы дать дополнительную информацию о физике происходящих явлений, природе и характере движения вихрей, силах пиннинга и их зависимости от различных параметров.

В настоящей работе приводятся результаты исследований, показывающие, что существенное влияние на вид зависимости $M(H)$ оказывает геометрия образца. В частности, от соотношения высоты и поперечных размеров образца зависит величина критического тока, при которой вихри начинают проникать в образец и $M(H)$ отклоняется от прямой линии, а также относительные крутизны различных участков кривой $M(H)$. Это влияние имеет место в диапазоне полей 0-100 Э, где важную роль играют джозефсоновские вихри, обусловленные слабыми связями между гранулами. При полях свыше 100 Э эти связи разрушаются и вид кривой $M(H)$ не зависит от формы образца и определяется лишь его структурой.

Результаты и обсуждение

Измерение зависимости $M(H)$ производилось на установке, принципиальная схема которой показана на рис. 1. Основным элементом схемы является намагничивающий соленоид, внутри которого расположены две одинаковые встречно намотанные измерительные катушки. С помощью элементов, которые не показаны на рисунке, производится

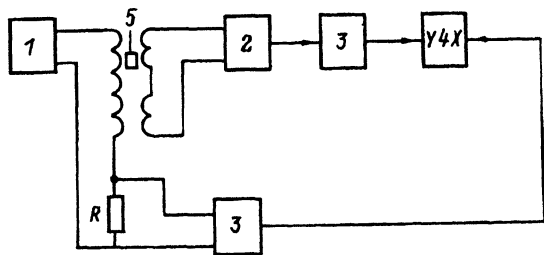


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

1 — генератор синусоидального напряжения, 2 — интегратор, 3 — детектор пиковых значений, 4 — графопостроитель, 5 — исследуемый образец.

точная балансировка схемы с целью получения нулевого напряжения, снимаемого, с измерительных катушек. Исследуемый образец помещается в одну из измерительных катушек и подвергается воздействию переменного магнитного поля соленоида $H = H_m \cos 2\pi ft$ с частотой $f_0 = 6$ кГц и амплитудой, регулируемой в диапазоне от 0 до 150 Э. Присутствие образца в катушке вызывает разбаланс схемы. Напряжение разбаланса после его интегрирования пропорционально магнитному моменту образца.

Измерение зависимости $M(H)$ производилось на керамических образцах Y-Ba-Cu-O ($T_c = 92$ К), которые имели форму цилиндров одинакового диаметра ~ 2.7 мм и разную высоту: 4, 2, 0.5 мм (масса образцов соответственно равна 104, 52, 15 мг). Дополнительно исследовался образец из порошка того же состава массой 100 мг. Образцы помещались в установку так, чтобы переменное поле было направлено вдоль оси цилиндра. Для компенсации осевой составляющей магнитного поля Земли использовались катушки Гельмгольца. Измерения проводились при температуре 77 К.

На рис. 2, 3 приведены нормированные на единицу объема (точнее, на единицу массы) экспериментальные зависимости $M(H)$ для разных образцов. Анализируя эти кривые, можно отметить следующие основные закономерности: 1) крутизна начального участка тем выше, чем меньше толщина образца; 2) чем тоньше образец, тем при меньших полях заканчивается линейный участок; 3) при увеличении поля крутизна кривой для более тонкого образца уменьшается быстрее, при

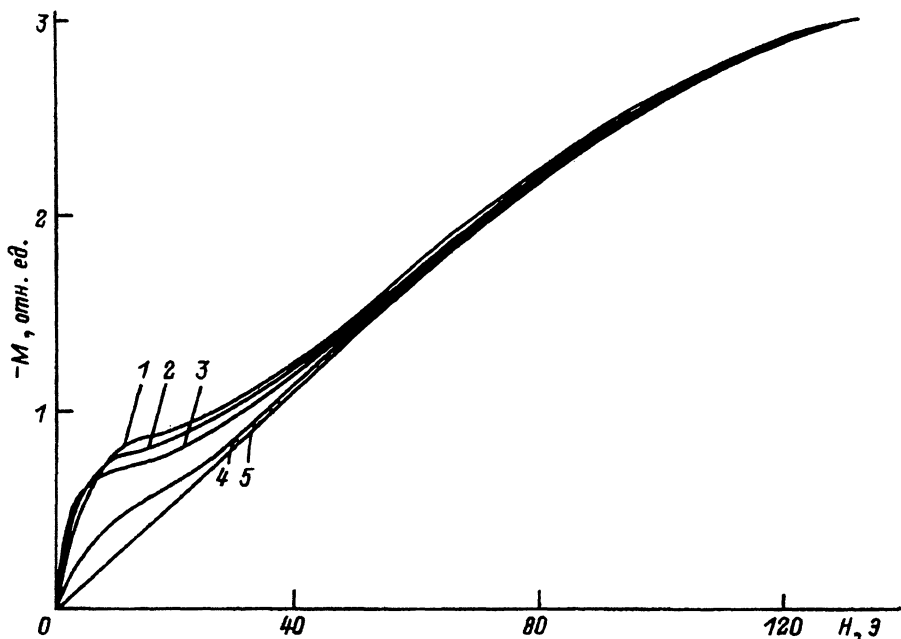


Рис. 2. Экспериментальные зависимости магнитного момента единицы объема от внешнего магнитного поля в диапазоне 0–150 Э для цилиндрических образцов диаметра ~ 2.7 мм и разной высоты после частичной деградации.

1 — 4, 2 — 2, 3 — 0.5, 4 — 4 мм; 5 — цилиндр того же диаметра и высота 4 мм из порошка.

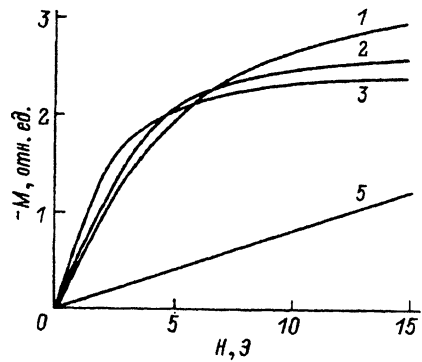


Рис. 3. Экспериментальные зависимости магнитного момента единицы объема от внешнего поля в диапазоне 0–15 Э (номера кривых соответствуют кривым рис. 2).

некотором поле эта кривая пересекает соответствующую зависимость для более толстого образца и при дальнейшем росте поля приближается к ней, оставаясь ниже ее; 4) для всех цилиндрических образцов по мере роста поля кривые $M(H)$ постепенно сближаются, асимптотически приближаясь к кривым $M(H)$ для образца из порошка; 5) для порошкового образца в области полей $0 < H < 40$ Э зависимость $M(H)$ линейная, а в области $H > 40$ Э рост $M(H)$ замедляется.

Теоретически полученные результаты можно объяснить следующим образом. При малых полях, меньших некоторого критического поля H_c , образец находится в мейсснеровском состоянии, поле в него не проникает, M линейно зависит от H . При полях, больших H_c , становится выгодным образование в образце джозефсоновских вихрей, обусловленных слабыми связями между гранулами. Однако вследствие пиннинга эти вихри не могут сразу заполнить весь образец. Сначала они возникают в приграничных областях, а потом по мере роста внешнего поля постепенно проникают внутрь. Согласно модели Бина [10], в образце устанавливается критическое состояние, когда плотность макроскопических токов во всей области, куда проникли вихри, равна некоторому критическому значению J_c , которое, вообще говоря, зависит от индукции B в точке, т.е. от плотности вихрей.

Для бесконечного плоского образца во внешнем поле, параллельном плоскости, при известной зависимости $J_c(B)$ распределение B по сечению образца и магнитный момент единицы объема могут быть рассчитаны аналитически на основе уравнения

$$\frac{dB}{dx} = \frac{4\pi}{c} J_c(B), \quad (1)$$

где ось x перпендикулярна плоскости образца.

Если J_c не зависит от B , то из (1) следует, что B линейно зависит от x , а магнитный момент квадратично зависит от величины внешнего поля. Когда вихри заполняют все сечение образца, магнитный момент выходит на насыщение и с ростом внешнего поля не меняется (кривая 1 на рис. 4). Если же J_c убывает с ростом B , то магнитный момент после заполнения образца вихрями не остается постоянным, а убывает с дальнейшим ростом поля (кривая 2 на рис. 4).

Отметим, что этот магнитный момент создан макроскопическими токами. Чтобы получить полный магнитный момент образца, нужно добавить магнитные моменты микротоков, обеспечивающих эффект

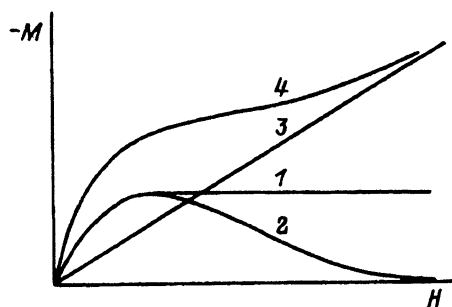


Рис. 4. Теоретические зависимости магнитного момента образца от внешнего магнитного поля.

1 — момент создан макроскопическими токами, плотность которых J_c не зависит от магнитного поля B ; 2 — то же для случая, когда J_c убывает с ростом B ; 3 — магнитный момент, созданный микротоками в отдельных гранулах, обеспечивающими эффект Мейсснера; 4 — полный магнитный момент образца в случае убывания J_c с ростом B .

Мейсснера в отдельных гранулах. Магнитное поле выталкивается из гранул, и созданный за счет этого магнитный момент прямо пропорционален внешнему полю с коэффициентом, пропорциональным доле площади сечения, занятой сверхпроводящими гранулами (кривая 3 на рис. 4). На рис. 5 приведены кривые, полученные вычитанием из кривых рис. 3 линейной части, совпадающей с кривой $M(H)$ для порошка (кривая 5 на рис. 2). Строго говоря, подобным образом мы получаем магнитный момент макроскопических токов в том диапазоне полей, где уже весь образец заполнен вихрями. При меньших полях мы имеем лишь некоторую характеристику, позволяющую делать определенные качественные выводы.

Для образцов другой формы подобный расчет представляется затруднительным. Можно рассмотреть лишь отдельные ситуации, допускающие упрощения. Рассмотрим цилиндрический образец радиуса R и высоты h , расположенный в поле H_e , параллельном оси цилиндра. В рамках модели проводящего эллипсоида [11] в режиме эффекта Мейсснера для магнитного момента единицы объема образца можно получить следующее выражение:

$$M = -\frac{H_e}{(1-n)}, \quad (2)$$

где коэффициент размагничивания n равен

$$n = \begin{cases} \frac{1+e^2}{e^3}(e - \operatorname{arctg} e), & e = \sqrt{\frac{R^2}{h^2} - 1} \text{ при } R > h, \\ \frac{1-e^2}{e^3}(\operatorname{arctg} e - e), & e = \sqrt{1 - \frac{R^2}{h^2}} \text{ при } R < h. \end{cases} \quad (3)$$

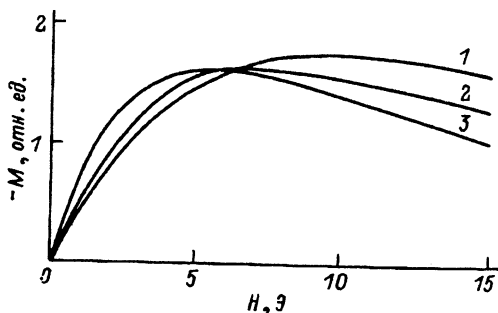


Рис. 5. Рассчитанные кривые, полученные путем вычитания из зависимостей $M(H)$ рис. 3 линейного участка (кривая 5 на рис. 3).

При этом напряженность поля внутри эллипсоида H_i во всех точках одинакова и равна

$$H_i = \frac{H_e}{(1-n)}. \quad (4)$$

Образование вихрей становится выгодным, когда $H_i > H_{c1}$, т.е. когда $H_e > H_{c1}(1-n)$. Таким образом, критическое поле зависит не только от материала образца, но и от коэффициента размагничивания, т.е. от высоты образца (при фиксированном радиусе). Чем короче образец, тем при меньших полях заканчивается мейсснеровский режим. Согласно формуле (2), зависимость $M(H)$ тем круче, чем короче образец. Оба эти факта находят качественное подтверждение на экспериментальных кривых рис. 2, 3 и 5. Что касается количественного совпадения результатов эксперимента и теоретических предсказаний, то считая крутизну начального линейного участка образца высотой 4 мм равной 1, из формул (2)–(4) для образца с высотой 2 мм получим значение крутизны 1.2, что соответствует экспериментально наблюдаемому, а для образца 0.5 мм теория дает значение 3, в то время как в эксперименте имеем 1.8. Это расхождение может быть объяснено тем, что цилиндрический образец с острыми краями не в полной мере может быть заменен скругленным эллипсоидом.

Когда вихри начинают проникать в образец, преодолевая силы пиннинга, картина становится более сложной, имеется центральная область в форме цилиндра, находящаяся в мейсснеровской фазе, а также внешняя область, пронизанная вихрями, в которой, согласно модели Бина, протекают круговые токи, плотность которых равна критической в каждой точке, т.е. при данном B . В этом случае мы уже не можем воспользоваться моделью проводящего эллипсоида даже для центральной области, так как поле уже не является однородным и нельзя считать, что H_i одинакова во всех точках.

Найдем величину внешнего поля, при котором вихри впервые заполняют все сечение образца. Воспользуемся для этого следующими соображениями. Согласно модели Бина, при увеличении поля вихри проникают все глубже в образец, при этом центральная область остается в мейсснеровской фазе. Компенсация внешнего поля в ней происходит за счет поверхностных токов, а также макроскопических круговых токов в области, занятой вихрями. С ростом поля область мейсснеровской фазы уменьшается и, наконец, при некотором значении внешнего поля стягивается в точку. Таким образом, искомое поле равно тому максимальному значению внешнего поля, которое может быть скомпенсировано полем круговых токов, протекающих во всем объеме и имеющих плотность J_c . Поле круговых токов для цилиндрического образца максимально в самом центре цилиндра. Найдем это значение, считая критическую плотность тока J_c не зависящей от B ,

$$H_{\max} = \frac{2\pi}{c} J_c \int_{-h/2}^{h/2} \int_0^R \frac{r^2 dr dz}{(r^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{2\pi}{c} h \operatorname{arctg} \frac{2R}{h}. \quad (5)$$

При этом магнитный момент единицы объема равен

$$M = -\frac{1}{V}h \int_0^R J_c \pi r^2 dr = -\frac{1}{3} J_c R. \quad (6)$$

Из (5) следует, что чем короче образец, тем меньше поле, при котором вихри заполняют его плотность. При этом значении поля магнитный момент единицы объема за счет макротокков достигает максимума, величина которого, как следует из (6), не зависит от высоты образца и не меняется с увеличением поля (кривая 1 на рис. 4).

Выражения (5), (6) из соображений простоты выводились в предположении независимости плотности критического тока J_c от магнитного поля B . Если же учесть убывающую зависимость $J_c(B)$, то чем короче образец, тем большее поле в него проникает (при одном и том же внешнем поле), тем меньше соответствующие критические токи и соответственно магнитный момент единицы объема. Отсюда можно сделать вывод о том, что при всех значениях внешнего поля, при которых вихри пронизывают весь образец, кривая зависимости M от H проходит тем выше, чем длиннее образец. Кроме того, убывание J_c с ростом B приводит к тому, что магнитный момент после заполнения образца вихрями не остается постоянным, а убывает с ростом поля (кривая 2 на рис. 4), причем поле, соответствующее максимуму, тем меньше, чем короче образец. Все эти факты подтверждаются экспериментом (рис. 2, 3, 5). Следует отметить, что факт зависимости J_c от B может привести к тому, что максимум кривой $M(H)$ не соответствует полю, при котором весь образец заполняется вихрями, а находится левее этого значения. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

С увеличением внешнего поля величины критических токов уменьшаются и кривые $M(H)$ для образцов разной высоты сближаются. При некотором поле слабые связи между гранулами разрушаются, после чего все образцы независимо от их формы представляют собой набор сверхпроводящих цепочек сечением, равным одной грануле, а единая для всех образцов кривая $M(H)$ должна выйти на линейный участок аналогично кривой 4 (рис. 4), причем на этом участке кривая должна быть обратимой. Очевидно, именно это и происходит при низких температурах. В нашем же случае ($T = 77$ К) разрушение слабых связей происходит при внешнем поле, большем критического поля отдельных гранул относительно возникновения в них абрикосовских вихрей. Поэтому линейный обратимый участок отсутствует. Именно абрикосовскими вихрями в гранулах и объясняется отклонение всех кривых от прямой линии при полях больше 40 Э.

Отметим в заключение, что с течением времени наблюдалось деградирование образцов, проявляющееся в изменении вида кривых $M(H)$. В частности, из кривой 4 (рис. 2) можно видеть заметное уменьшение величины нелинейности в области малых полей, соответствующее разрушению слабых связей между гранулами. Скорость деградирования зависит от интенсивности экспериментальной работы с образцом, т.е. от количества циклов нагревания-охлаждения, причем быстрее деградировали малые по размеру образцы, чего и следовало ожидать, имея в виду обеднение поверхностного слоя атомами кислорода.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование зависимости вида кривой $M(H)$ от соотношения радиуса и высоты для цилиндрических керамических образцов во внешнем магнитном поле, параллельном оси цилиндра. Отмечены и теоретически интерпретированы в рамках модели Бина закономерности, описанные при обсуждении рис. 2, 3 (пункты 1-5).

На основании этих фактов можно сделать вывод, что также и вид петель гистерезиса, а следовательно, и распределение гармоник нелинейного отклика на гармонически меняющееся поле должны зависеть соответствующим образом от толщины образца.

В заключение авторы выражают благодарность В.Ф.Мастерову за плодотворные обсуждения и А.Н.Чурсинову за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] *Morgenstern J., Müller K.A., Bednorz J.G.* // *Physica C*. 1988. Vol. 152. N 1-2. P. 85-94.
- [2] *Yen N.C.* // *Phys. Rev. B*. 1989. Vol. 40. P. 4566-4572.
- [3] *Dubson M.A., Herbert S.T., Calabrese J.J.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60. P. 1061-1064.
- [4] *Martin S., Fiory A.T., Fleming R.M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. Vol. 62. P. 677-680.
- [5] *Jeffries C.D., Lam Q.H., Kim Y. et al.* // *Phys. Rev. B*. 1989. Vol. 36. P. 11526-11537.
- [6] *Xia T-K., Stroud D.* // *Phys. Rev. B*. 1989. Vol. 39. P. 4792-4798.
- [7] *Мастеров В.Ф., Зеликман М.А., Соболевский В.К. и др.* // *СФХТ*. 1991. Т. 4. № 3: С. 470-481.
- [8] *Мейлихов Е.З.* // *СФХТ*. 1989. Т. 2. № 9. С. 5-47.
- [9] *Мошталков В.В., Жуков А.А., Леонюк Л.И. и др.* // *СФХТ*. 1989. Т. 2. № 12. С. 84-103.
- [10] *Bean C.P.* // *Rev. Mod. Phys.* 1964. Vol. 36. P. 31-40.
- [11] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* *Электродинамика сплошных сред*. М.: Наука, 1982.