

- [1] П а н ь к о в В.В., К а л а н д а Н.А., Б о й к о Б.Б. Тез. докл. П Всес. конф. „Высокотемпературная сверхпроводимость“, Киев. 1989, С. 34.
- [2] П а н ь к о в В.В., К а л а н д а Н.А. // Тез. докл. П Всес. совещ. „Физико-химия и технология высокотемпературных сверхпроводящих материалов“. М., 1988. С. 42.
- [3] H e r m a n A.M., C h e n g Z., M a r c h D., A r a m m a s h F. // Appl. Phys. Comm. 1987. V. 7. N 4. P. 275-283.
- [4] D e l e e u w D.M., M u t s a e r s C.A.H.A., L a n g e r e i s C., S M o o r e n b u r g H.C.A., and R o m m e r s P.J. // Physica C. 1988. V. 152. P. 39-49.
- [5] E u q e n e J.M. // Appl. Phys. Lett. 1988. 52. N 17. P. 1441-1443.
- [6] О с ь к и н а Т.Е., Т р е т ь я к о в Ю.Д., С о л д а т о в Е.А. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1989. Т. 2. № 3. С. 24-29.

Институт физики
твёрдого тела и
полупроводников
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
1 октября 1990 г.
В окончательной редакции
25 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

05.4

© 1991

ПОВЕДЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
ОБРАЗЦОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В СЛАБЫХ
МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Н.Д. К у з ь м и ч е в

Хорошо известно [1-8, 11, 12], что ВТСП имеют сильную нелинейность намагниченности в слабых магнитных полях. В силу этого при помещении образца ВТСП в переменное магнитное поле в сигнале отклика появляется большое число высших гармоник. Развиваются в основном два механизма этого явления - джозефсоновский [1-7, 9-12] и модель критического состояния [7, 12].

В настоящей работе получены выражения для э.д.с. гармоник сигнала отклика, пропорциональных гармоникам намагниченности и приводится выражение статической намагниченности поликристалли-

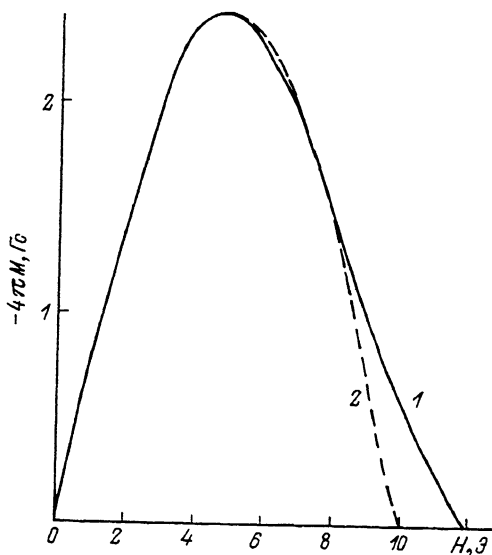


Рис. 1. Нелинейная часть статической намагниченности поликристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. 1 - кривая, определенная из результатов работы [10] для $x=0.23$; 2 - теоретическая кривая нелинейной части намагниченности $-4\pi M = 4\pi M_0 \sin(2\pi \frac{H}{H^*})$, $M_0=0.20$ Гс, $H^*=20$ Э.

ческих образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ для магнитных полей $H \lesssim 10$ Э. В работах [1-4] измерялась э.д.с., возникающая в выходных катушках, которая является пропорциональной производной по времени намагниченности M , т.е.

$$\mathcal{E}_t = -\mu_0 N S \frac{dM}{dt}, \quad (1)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, N - число витков компенсационной катушки, S - площадь поверхности образца, заполняющего полностью внутреннюю полость катушки,

$$M = \frac{1}{S} \int_S \vec{M} \alpha \cdot \vec{S},$$

\vec{M} - вектор намагниченности образца, т.е. M является намагниченностью, усредненной по поверхности образца. Ввиду того, что M сильно нелинейная функция H (H - напряженность магнитного поля), при $H = H(t)$ в \mathcal{E}_t появляются высшие гармоники.

При изменении внешнего магнитного поля по закону $H_t = H_0 + H_m \sin \omega t$ (здесь H_0 - напряженность постоянного магнитного поля, H_m - амплитуда модуляции поля) получим следующее. При разложении намагнитченности M в ряд Тейлора-Фурье получается:

$$\begin{aligned}
 M(H_0 + H_m \sin \omega t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(n!)^2} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n} M^{(2n)}(H_0) + \\
 &+ 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \sin(2m-1)\omega t \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2m-1)!} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n+2m-1} \times \\
 &\times M^{(2n+2m-1)}(H_0) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \cos 2m\omega t \times \\
 &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2m)!} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n+2m} M^{(2n+2m)}(H_0),
 \end{aligned} \quad (2)$$

где $M^{(k)}(H_0) = \left(\frac{d^k M}{dH^k}\right)_{H=H_0}$ - производная M по H порядка k , вычисленная при $H = H_0$.

Выходной сигнал отклика (1), используя (2), определяется выражением:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_t &= 2\mu_0 N S \omega \left[\sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \cos(2m-1)\omega t \times \right. \\
 &\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2m-1)!} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n+2m-1} M^{(2n+2m-1)}(H_0) - \\
 &\left. - \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m (2m) \sin 2m\omega t \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2m)!} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n+2m} M^{(2n+2m)}(H_0) \right].
 \end{aligned} \quad (3)$$

В силу того, что в сигнале отклика ε_t для образцов керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ имеются гармоники с номерами $n \sim 50$ и более [3, 4, 6, 8], сравнимые по амплитуде, зависимость $M(H)$ при любых H должна иметь производные $\frac{d^n M}{dH^n} \neq 0$ того же порядка (см. (3)), что накладывает определенные ограничения на применимость модели критического состояния. Кроме того, при внешнем постоянном поле $H_0=0$ наблюдаются только нечетные гармоники [2, 6, 8]. Таким образом, зависимость $M(H)$ является нечетной трансцендентной функцией H , т.е. $M(H) = -M(-H)$.

Для дальнейшего использования выпишем явное выражение для э.д.с. второй гармоники, используя (3):

$$\varepsilon_2 \omega(t) = 4\mu_0 N S \omega \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!(n+2)!} \left(\frac{H_m}{2}\right)^{2n+2} M^{(2n+2)}(H_0) \right] \sin 2\omega t. \quad (4)$$

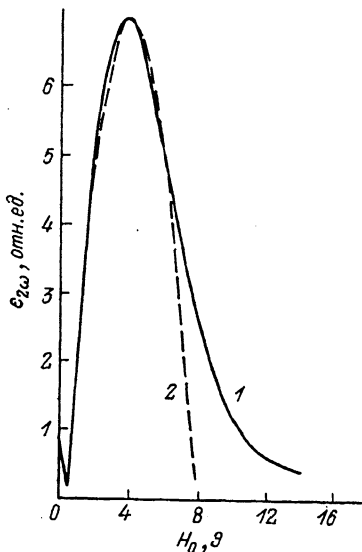


Рис. 2. Зависимость э.д.с. второй гармоники от напряженности внешнего постоянного магнитного поля для поликристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. 1 - экспериментальная кривая [5], 2 - теоретическая кривая, вычисленная по формуле (6). Здесь $H^* = 14 \pm 0.5$ Э.

Для установления зависимости M воспользуемся результатами работ [1, 3-5, 10]. Указанные результаты и вышеприведенные доводы наводят на мысль, что статическая намагниченность имеет вид:

$$M(H) = \alpha H + M_0 \sin\left(2\pi \frac{H}{H^*}\right). \quad (5)$$

Здесь α , M_0 и H^* постоянные, которые можно определить из результатов, приведенных на рис. 1 работы [10] для $YBa_2Cu_3O_{7-0.23}$. Расчет дает $\alpha = 0.031 \pm 0.002$, $M_0 = 0.20 \pm 0.02$ Гс и $H^* = 20 \pm 1$ Э.

Результаты приведены на рис. 1 и указывают на хорошее согласие в полях $H < 8$ Э.

Воспользуемся зависимостями (4) и (5) для вычисления амплитуды второй гармоники $E_{2\omega}$. Вычисления дают:

$$E_{2\omega} = 4\mu_0 N s \omega \sin\left(2\pi \frac{H_0}{H^*}\right) J_2\left(\pi \frac{H_0}{H^*}\right), \quad (6)$$

где $J_2(x)$ - функция Бесселя целого индекса $n=2$ с аргументом $x = \pi \frac{H_0}{H^*}$. На рис. 2 приведены экспериментальные результаты работы [5] и расчет по формуле (6). Здесь также наблюдается хорошее согласие в полях $H < 7$ Э. Аналогичные зависимости наблюдаются для всех четных высших гармоник. Для нечетных гармоник

амплитуды спадают по закону $\sim \cos(2\pi x \frac{H_0}{H^*})$ [3-5]. Здесь

∞ — некоторая постоянная.

Таким образом, намагниченность поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в магнитных полях $H \lesssim 10$ Э описывается выражением (5). Это указывает на джозефсоновский характер нелинейности в рамках когерентной системы слабых связей [3, 4]. Следует отметить, что развитый подход не учитывает гистерезисный характер намагниченности и электрическое поле, порождаемое магнитным полем. Поэтому модель справедлива на низких частотах и в слабых магнитных полях.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д. и др. // Препринт ФИАН № 41. М., 1989. 20 с.
- [2] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. Вып. 4. С. 233-235.
- [3] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д. и др. // Препринт ФИАН № 151. М., 1989. 24 с.
- [4] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д. и др. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 5. С. 1374-1377.
- [5] Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д. и др. // Препринт ФИАН № 163. М., 1990. 38 с.
- [6] J e f f r i e s C., L a m A.H., et. al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 9840-9843.
- [7] J e f f r i e s C., et. al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 16. P. 11526-11537.
- [8] M u l l e r K.H., M a s f a r l a n e J.C., D r i v e r R. // Physica C. 1989. V. 158. P. 366-370.
- [9] Афанасьев М.М., Блинов Е.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. В. 10. С. 529-539.
- [10] Елесин В.Ф., Синченко А.А. // ФНТ. 1990. Т. 16. № 9. С. 1091-1094.
- [11] L e r a F., N a v a r r o R., et. al. // Physica C. 1989. V. 162-164. P. 325.
- [12] J c h i d a T., G o l d f a r b R.B. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 13. P. 8937-8948.

Поступило в Редакцию
16 января 1991 г.