

05.4

© 1992

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВАХ ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , ОПРЕДЕЛЕННАЯ С ПОМОЩЬЮ МОДУЛЯЦИОННОЙ МЕТОДИКИ

М.А. В а с ю т и н, Н.Д. К у з ь м и ч е в

Хорошо известно, что ВТСП обладают рядом нетрадиционных особенностей сверхпроводящего состояния. Такими, как нелинейность вольт-амперных характеристик (ВАХ), механизм которых недостаточно изучен [1-5].

В настоящей работе приведены исследования нелинейности ВАХ образцов керамики и монокристаллов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Исследования выполнены четырехконтактной модуляционной методикой при температурах  $T$  вблизи температуры сверхпроводящего перехода  $T_C$  для  $T \leq T_C$ .

Образцы керамики, приготовленные по известной технологии (см., например, [4]), представляли собой диски толщиной 2 мм и радиусом 5 мм. Контакты для керамики были получены „вжиганием“ в образец серебра [6] и последующим нанесением индия. Сопротивление контактов составляло  $< 3$  мОм. Образцы имели  $T_C \approx 91.5$  К с шириной перехода  $\delta T_C \approx 1.1$  К.

Исследуемый монокристалл имел размеры  $1 \times 1 \times 0.03$  мм<sup>3</sup>. Сопротивление индиевых контактов равнялось  $\approx 2$  Ом,  $T_C \approx 91.2$  К и  $\delta T_C \approx 1$  К.

Для изучения ВАХ с помощью модуляционной методики через токовые контакты образцов одновременно пропускались переменный с амплитудой  $J_N$  ( $J_N = 26$  мА, частотой  $f = 1$  кГц) и постоянной  $J_-$  ( $0 \leq J_- \leq 40$  мА) токи с помощью разделительного фильтра. В области нелинейности ВАХ на потенциальных контактах наблюдались гармоники напряжения  $U(t)$ ,  $t$  - время. При исследовании высших гармоник (с номерами  $n > 1$ ) напряжение первой гармоники  $U_{1f}$  подавлялось режекторным фильтром.

Результаты измерений для керамики приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что зависимости  $U_{1f}(T)$  (кривые 1, а и 1, б) для  $J_- = 0$  и  $J_- = 40$  мА различаются в температурной области начала перехода. В этой же области при  $J_- = 0$  появляются напряжения нечетных гармоник  $U_{1f}$  (см. рис. 1, кривая 2),  $U_{5f}$  и  $U_{7f}$ . Зависимости  $U_{5f}(T)$  и  $U_{7f}(T)$  на рисунке не приведены т. к. они имеют вид, подобный  $U_{3f}(T)$ , за исключением того, что с ростом номера гармоники величина ее максимума резко убывает. Напряжение более высоких гармоник практически не наблюдалось.

Напряжение четных гармоник ( $U_{2f}$ ,  $U_{4f}$ ) наблюдалось только при  $J_- \neq 0$ . Отметим, что все зависимости  $U_{nf}(T)$  ( $n = 2, 3, 4, 5, 7$ ) одинаковы по форме и положению максимума при  $T = T^X$ . Гар-

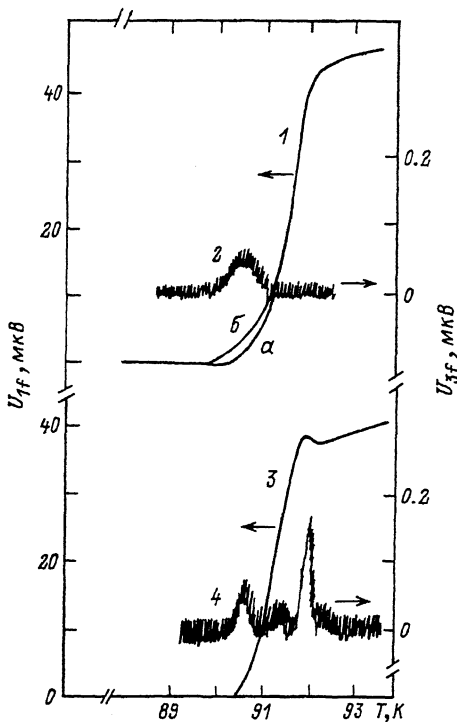


Рис. 1. Температурные зависимости гармоник напряжения  $U_{1f}(T)$  (кривые: 1, а, б - керамика; 3 - монокристалл) и  $U_{3f}(T)$  (2 - керамика, 4 - монокристалл). Кривые 1, а; 2; 3 и 4 - для тока  $J_- = 0$ ; 1, б - для  $J_- = 40$  мА. Во всех случаях  $J_+ = 26$  мА, частота  $f = 1$  кГц.

моники возникают лишь в области начала резистивного перехода и различаются только по величине максимума.

Монокристаллы исследовались при  $J_- = 0$ . Четные гармоники отсутствовали, как и в керамике. На наблюдаемых зависимостях  $U_{1f}$ ,  $U_{3f}$ ,  $U_{5f}$  и  $U_{7f}$  видны ярко выраженные "пики". Зависимости  $U_{1f}$  (кривая 3) и  $U_{3f}$  (кривая 4) приведены на рис. 1. Отчетливые "пики" в  $U_{nf}(T)$  имеются при температурах  $T_1^* \approx 90.8$  К и  $T_3^* \approx 92.2$  К, и есть слабый максимум при  $T_2^* \approx 91.6$  К. С ростом номера гармоники амплитуды максимумов убывают (при  $T_3^*$  быстрее, чем при  $T_1^*$ ), и в  $U_{7f}$  наблюдается лишь первый.

На рис. 2 приведены зависимости амплитуд максимумов 2-й и с 3-й гармоник напряжения керамики для  $T = T^*$ . Из рисунка видно, что с увеличением тока  $J_-$  до 20 мА амплитуда второй гармоники  $U_{2f}(J_-)$  растет, а затем наблюдается плавный спад. Амплитуда  $U_{3f}(J_-)$  плавно уменьшается до 0 для  $J_- \approx 15$  мА, а затем снова растет по величине и при 30 мА практически исчезает.

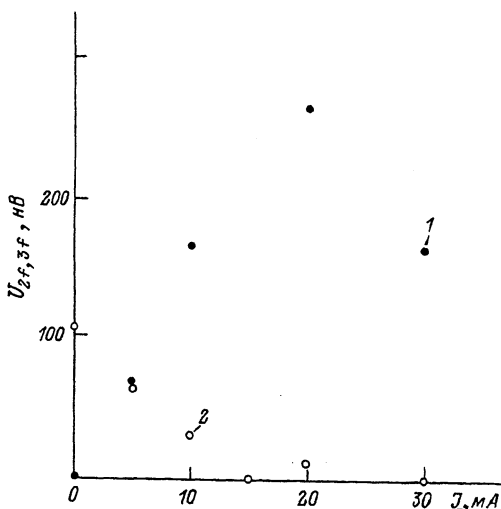


Рис. 2. Зависимости амплитуд второй  $U_{2f}$  и третьей  $U_{3f}$  гармоник напряжения для керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  от величины постоянного тока  $J_0$  при температуре  $T^* = 90.54$  К (максимум и  $U_{nf}(T)$ ). Амплитуда тока  $J_m = 26$  мА, а частота  $f = 1$  кГц. 1 -  $U_{2f}(J_0)$ ; 2 -  $U_{3f}(J_0)$ .

Для обработки экспериментальных данных использовался модуляционный метод определения зависимости  $U = U(J)$ . Мы брали разложение функции с модулированным аргументом в ряд Тейлора-Фурье по переменной составляющей аргумента, в общем виде полученное в работе [7]. В нашем случае модулированным аргументом является ток  $J = J_0 + J_m \sin \omega t$ , ( $\omega = 2\pi f$ ), где  $J_0$  - постоянная составляющая, а  $J_m$  - амплитуда переменной составляющей тока. Амплитуды напряжений гармоник имеют вид

$$U_{nf}(T) = 2A_n \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left(\frac{J_m}{2}\right)^{2m+n} U^{(2m+n)}(J_0, T), \quad (1)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  - номер гармоники;  $|A_n| = 1$ , для четных  $n = 2k$ ,  $A_{2k} = (-1)^k$ , для  $n = 2k-1$ ,  $A_{2k-1} = (-1)^{k-1}$ ,  $k = 1, 2, \dots$ ,  $U^{(k)}(J_0, T)$  - частная производная порядка  $k$  по  $J$  от  $U(J, T)$ , взятая при  $J = J_0$ .

Для определения нелинейной части  $U_n(J, T)$  зависимости  $U(J, T)$  обрабатывались экспериментальные данные керамики.

Ввиду того, что функции  $U_{nf}(T)$  имеют одинаковый вид, переменные  $J$  и  $T$  можно разделить, т. е.  $U_n(J, T) = U_T \cdot U_J$ .

Найденная температурная зависимость (см. рис. 1, кривая 2) хорошо описывается выражением:

$$u_T = \exp \left[ - \left( \frac{T - T^*}{\delta T} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $T^* = (90.54 \pm 0.05) \text{ K}$  и  $\delta T = (0.45 \pm 0.05) \text{ K}$ .

Зависимость  $U_y$  можно качественно описать, используя следующие соображения. Отсутствие четных гармоник в  $U(t)$  при  $J_- = 0$  указывают на нечетность, т. е.  $U(J) = -U(-J)$ . Значит, все четные производные  $\frac{\partial^{2m} U}{\partial J^{2m}}$  при  $J_- = 0$  равны нулю. Кроме того, ввиду быстрого уменьшения амплитуды гармоники с ростом ее номера ( $U_{Jf}$  едва заметная), можно сделать вывод, что основной вклад в  $U_{2f}$  и  $U_{3f}$  дают  $\frac{\partial^2 U}{\partial J^2}$  и  $\frac{\partial^3 U}{\partial J^3}$  соответственно (1). Из вышесказанного и рис. 2 следует, что только для малых токов зависимость  $U_J$  можно аппроксимировать степенной нечетной функцией  $U_J \propto J^3$ . Для токов, превышающих несколько миллиампер, зависимость имеет более сложный характер, которую нужно аппроксимировать знакопеременным рядом Тейлора.

Ранее в работах [8] использовалась зависимость  $U_y \propto J_{exp} \times \left[ - \left( \frac{J}{J_0} \right)^2 \right]$ , приводящая к достаточно хорошему качественному согласию, но значительно расходящаяся в количественном отношении. В ряде работ [1, 2, 4] для объяснения нелинейности ВАХ использовалась степенная зависимость  $U \propto J^{2(n)}$  ( $n$  увеличивается от 1 до 7 и выше с изменением температуры). Для объяснения результатов авторы использовали различные модификации модели Костерлица-Таулеса. В нашем случае использование очень чувствительной к форме кривой  $U(J)$  модуляционной методики для исследования нелинейности ВАХ ВТСП показало, что степенной характер имеется лишь при очень малых токах. Поэтому используемые в литературе разновидности модели Костерлица-Таулеса для объяснения нелинейности ВАХ  $U \propto \alpha_2 \alpha_3 J^3$  для больших токов является сомнительными.

Рассматриваются и другие механизмы нелинейности ВАХ ВТСП [5, 9]. Например, когерентный межгранулярный переход, обусловленный слабой связью, в рамках модели работы [5] приводит также к степенному закону  $U(J)$ .

В заключение отметим, что для объяснения найденного в настоящей работе не степенного характера  $U(J)$  требуется новый подход к проблеме фазового перехода в гранулированных и неоднородных системах ВТСП.

Выражаем благодарность И.Н. Макаренко (ИК РАН) за предоставление монокристаллов, А.И. Головашкину и Г.Ф. Жаркову (ФИ РАН) за обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А р т е м е н к о С.Н., Г о р л о в а И.Г., Л а т ы ш е в Ю.И.  
// Письма в ЖТФ. 1989. Т. 49. В. 10. С. 566-569.
- [2] S t a m p P.C.E., F o r r o L., A y a c h e C. //  
Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2847-2850.
- [3] B u d h a n i R.C., W e l c h D.O., S a e n a -  
g a M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64.  
N 14. P. 1666-1669.
- [4] D u b s o n M.A., S l e r b e r t S.T., C u l a b -  
r e s e J.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60.  
N 11. P. 1061-1064.
- [5] R o s e n b l a t t J., R a b o t o n A., R e y -  
r a l P. et al. // Revue Phys. Appl. 1990. V. 25.  
N 1. P. 73-78.
- [6] Б е с е р г е н е в В.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1989.  
Т. 15. В. 9. С. 37-40.
- [7] К у з ь м и ч е в Н.Д. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17.  
В. 7. С. 56-60.
- [8] В а с ю т и н М.А., К у з ь м и ч е в Н.Д. XXIX совещ. по  
физике низких температур. Ч. 1. Казань, 1992. Тез. докл.  
С. 102.
- [9] М а з о в Л.С. Тез. докл. XXIX совещание по физике низких  
температур. Ч. 1. Казань, 1992. С. 144.

Мордовский государственный  
университет, Саранск

Поступило в Редакцию  
23 января 1992 г.  
В окончательной ре-  
дакции 17 июля 1992 г.