

## **$I$ – $V$ -характеристики монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и переход Костерлица–Таулеса**

© Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева,  
430000 Саранск, Россия

(Поступила в Редакцию 16 сентября 1997 г.)

Исследована нелинейная  $I$ – $V$ -характеристика ( $V(I)$ ) монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в области резистивного перехода в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного поля. С помощью модуляционного Фурье-анализа при температуре  $T^*$  (максимума амплитуд высших ( $n > 1$ ) гармоник напряжения отклика) определена аналитическая зависимость  $V(I)$ , хорошо описывающая экспериментальные результаты (прямое измерение и гармоники) в области токов  $I < 30 \text{ mA}$  ( $j < 310 \text{ A/cm}^2$ ). Показано, что при  $T^*$  степенная аппроксимация  $I$ – $V$ -характеристики  $V \sim I^3$  имеет место лишь в пределе малой плотности тока ( $j \ll j_0 = 140 \text{ A/cm}^2$ ). Результаты исследований интерпретированы в рамках модели перехода Костерлица–Таулеса ( $KT$ ). Установлено, что  $T^*$  соответствует температуре  $KT$ -перехода  $T_{KT}$ , что дает возможность прямого определения  $T_{KT}$ . Отклонение  $V(I)$  от степенной зависимости обусловлено нелогарифмическим законом изменения энергии взаимодействия вихрей в зависимости от расстояния между ними.

Изучение  $I$ – $V$ -характеристик ( $V(I)$ ) монокристаллов и качественных пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является важной и актуальной задачей, решению которой посвящено большое количество работ (см., например, [1–12]). Однако свойства монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  изучены недостаточно.

В подавляющем большинстве известных нам работ исследовалась только зависимость  $U(I_d)$ , которая описывалась в широком токовом диапазоне с помощью степенной функции

$$V \sim I^{a(T)}, \quad (1)$$

где  $a(T)$  — показатель степени, зависящий от температуры  $T$ .

В [11,12] мы сообщали о сильной нелинейности  $I$ – $V$ -характеристик монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , наблюдаемых вблизи  $T_c$ . В настоящей работе мы анализируем полученные результаты с помощью методики модуляционного Фурье-анализа, применяемой в исследовании  $I$ – $V$ -характеристик ВТСП.

Данный метод требует исследования большого числа гармоник  $U_k(I_d)$  ( $U_k$  — напряжение  $k$ -й гармоники) сигнала отклика образца и определения с их помощью  $V(I)$ -зависимости и ее производных. Далее приняты следующие обозначения:  $U$  — экспериментальные значения,  $V$  — расчетные. Под током  $I$  понимается полный ток  $I = I_d + I_a \cos(\omega t)$  (здесь  $I_a$  — амплитуда переменного тока,  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\nu$  — частота), т.е.  $V(I) = V(I_d)$  при  $I_a = 0$ .

Анализ работ по исследованию  $I$ – $V$ -характеристик показывает, что с помощью функции (1) нельзя описать гармоники сигнала отклика  $U_k(I_a, I_d)$  [11,12].

### **1. Методика эксперимента**

Модуляционная методика (малые амплитуды модуляции) применяется в исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных контактов [13].

Модуляционная методика исследований для произвольных амплитуд модуляции (модуляционный Фурье-анализ) развита в работах [11,12,14,15].

При разложении функции  $V(I)$  в ряд Фурье по аргументу  $\omega t$  в отсутствие гистерезиса имеем  $V(I) = V_0(I_d, I_a)/2 + \sum V_k(I_d, I_a) \cos(k\omega t)$ . Коэффициенты  $V_k(I_d, I_a)$  (амплитуды гармоник) находятся по формулам для коэффициентов Фурье [16] или с помощью формулы [14,15]

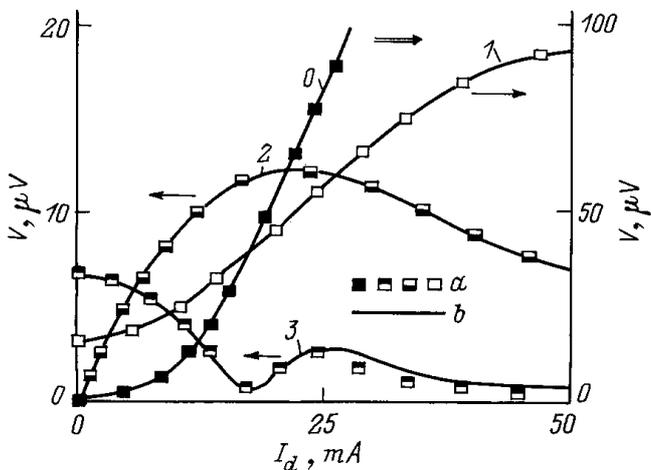
$$V_k(I_d, I_a) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+k)!} \left(\frac{I_a}{2}\right)^{2m+k} V^{(2m+k)}(I_d), \quad (2)$$

где  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$  — номер гармоники;  $V^{(p)}(I_d)$  — производная порядка  $p$  от  $V(I)$  по  $I$ , взятая при  $I = I_d$ . Формула (2) является более удобной в случае не очень больших амплитуд  $I_a$ , когда наблюдается небольшое число гармоник ( $k \sim 5$ ), что обуславливает быструю сходимость ряда в (2).

Экспериментальные зависимости  $U_k(I_a, I_d)$  при фиксированной  $I_a$  и непосредственно измеренная на постоянном токе  $U(I_d)$  используются в процессе определения  $V(I)$ . Он начинается с того, что подбирается функция  $V_k(I_a, I_d)$  для определенного  $I_a$ , приближенно описывающая  $U_k(I_a, I_d)$  (в настоящей работе мы принимали  $k = 2$ ), и по ней с помощью интегрирования (с учетом граничных условий, имеющихся физических моделей и найденных свойств  $U_k(I_a, I_d)$ ) определяется предполагаемая  $V(I)$  (т.е. в нулевом приближении считается, что  $V_k(I_a, I_d)$  пропорциональны производной  $d^k V/dI^k$ ). Далее анализируются различные модификации этой функции  $V(I)$  с условием минимума среднеквадратичного отклонения  $V_k(I_a, I_d)$  от  $U_k(I_a, I_d)$ .

### **2. Эксперимент**

$I$ – $V$ -характеристики монокристаллов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  изучались с помощью модуляционного Фурье-анализа и на постоянном токе в области



**Рис. 1.**  $I-V$ -характеристика (0) и токовые зависимости напряжений первой  $U_1(I)$ , второй  $U_2$  и третьей  $U_3$  гармоник сигнала отклика при температуре  $T = T^* = 92.0$  К,  $I_a = 27$  мА,  $\nu = 1$  кГц.  $a$  — эксперимент,  $b$  — расчет с использованием формулы (3).

рована аналитической функцией<sup>1</sup>

$$V(I) = R_0[I - I_0 \arctg(I/I_0)] = (R_0 I_0/3)[(I/I_0)^3 - (3/5)(I/I_0)^5 + \dots], \quad (3)$$

где  $R_0 = 5.4 \pm 0.1$  мΩ ( $\rho_0 = 7.6 \cdot 10^{-5}$  Ω · см),  $I_0 = 13.5 \pm 0.1$  мА ( $j_0 = 1.4 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup>) — параметры, зависящие от температуры.

На рис. 2 показаны температурные зависимости  $U_1(T)$ ,  $U_2(T)$  и  $a(T)$  (на вставке). Зависимость  $a(T)$  получена при помощи аппроксимации начальной области  $U(I_a)$  функцией (1) при разных температурах.

### 3. Переход Костерлица–Таулеса в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

В случае малых токов ( $I \ll I_0$ ,  $j < 30-50$  А/см<sup>2</sup>), учитывая, что  $\arctg(I/I_0) \approx (I/I_0) - (1/3)(I/I_0)^3$ , получим для (3)

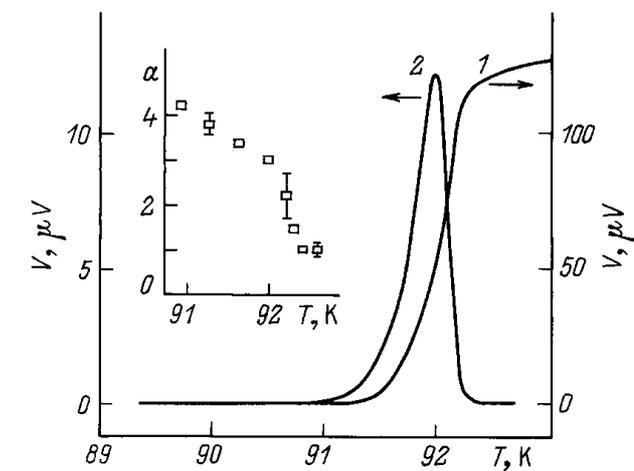
$$V(I) \approx MI^3, \quad (4)$$

где  $M = R_0/(3I_0^2) \approx 10$  Ω/А<sup>2</sup> — коэффициент нелинейности  $V(I)$  монокристаллов.

Для объяснения формулы (4) используем представление о двумерном переходе Костерлица–Таулеса ( $KT$ ) [1–5], обусловленном значительной анизотропией сопротивления, критического магнитного поля  $H_{c2}$  и длины когерентности  $\xi$  этого материала. В  $KT$ -переходе принимают участие "солитонные" объекты, представляющие собой вихри, связанные в пары "вихрь–антивихрь". При этом энергия их взаимодействия пропорциональна логарифму расстояния между ними [1–5,17]. При условии слабого пиннинга вихрей на неоднородностях образца его сопротивление  $R$  пропорционально плотности свободных вихрей  $N_F$  [17]:  $R \sim N_F \sim (I/I_0)^{q/2k_B T}$ , где  $q = (\pi n_s h^2/2m)^{1/2}$  — эффективный заряд вихря,  $n_s = n_s^{2D} = n_s^{3D} d_0 - 2D$ -электронная плотность,  $d_0$  — толщина сверхпроводящего слоя,  $h$  — постоянная Планка,  $m$  — масса электрона,  $k_B$  — постоянная Больцмана.  $I-V$ -характеристика имеет вид  $V \sim I^{a(T)}$ , где  $a(T) = 1 + q^2/(2k_B T)$ .

Зависимость  $a(T)$  изменяется скачкообразно при температуре  $T = T_{KT}$  (скачок Нельсона–Костерлица) от трех к единице (рис. 2). При этом температура  $T_{KT}$  совпадает с температурой максимума высших гармоник  $T^*$ , т.е.  $T_{KT} = T^* = 92.0$  К и  $a(T_{KT} = T^*) = 3$  (рис. 2). Действительно, максимум в  $U_k(T)$  должен наблюдаться при температуре рождения максимального числа свободных вихрей, т.е. при  $T_{KT}$ . Это можно пояснить следующим образом. Согласно  $KT$ -модели (см., например, [17]), сопротивление образца  $R$  при  $T \leq T_{KT}$  есть  $R = 2\pi\xi^2 R_N N_F$ , где  $\xi$  — длина когерентности Гинзбурга–Ландау,  $R_N$  — сопротивление образца в нормальном состоянии. Концентрация свободных вихрей определяется выражением

<sup>1</sup> Температура  $T^*$  определена с помощью усреднения по температурам максимумов всех исследуемых гармоник.



**Рис. 2.** Температурные зависимости напряжений первой  $U_1(I)$  и второй  $U_2$  ( $I_a = 20$  мА) (2) гармоник сигнала отклика для  $I_a = 27$  мА,  $\nu = 27$  кГц. На вставке — температурная зависимость показателя степени  $a(T)$  ( $a(T^*) = 3$ ).

температур  $83 < T < 94$  К. Постоянный ток принимал значения от 0 до 50 мА, амплитуда переменного тока менялась в пределах  $0 < I_a < 27$  мА, частота —  $40$  Hz  $\leq \nu \leq 10$  кГц.

Исследования  $I-V$ -характеристик и напряжения гармоник монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  проводились четырехконтактным методом. Сопротивление контактов было меньше 0.3 Ω. Более подробно технические вопросы и аттестация образцов рассмотрены в [12].

В результате было найдено (рис. 1), что  $I-V$ -характеристика монокристаллов при  $T = T^* = 92.0 \pm 0.2$  К ( $T^*$  — положение  $\max |U_k(T)|$ ) может быть аппроксими-

$N_F(T \leq T_{KT}) \sim (j/j_0)^2 \sim j^2(\xi/n_s)^2$ . Согласно моделям Гинзбурга–Ландау и БКШ [18], имеем  $\xi \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$ ,  $n_s \sim 1 - T/T_c$ .

Отсюда получим зависимость  $R(T)$

$$R \sim (1 - T/T_c)^{-4}. \quad (5)$$

Формула (5) имеет смысл вплоть до температур  $T = T_{KT}$ . Выше  $T_{KT}$  аннигиляция вихрей приводит к резкому спаду  $R$  и быстрому уменьшению нелинейности, вызванной движением "KT-вихрей", поэтому максимальное значение  $R$  принимает при  $T = T_{KT}$  и в  $U_k(T)$  ( $k > 1$ ) должен наблюдаться пик при  $T_{KT}$ , так как  $U_k \sim R$ .

Близость  $T_{KT}$  к  $T_c$  в монокристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  приводит к большому значению  $R(T_{KT})$  (см. (5)), что легко обнаруживается в эксперименте по наблюдению высших гармоник.

Наши результаты показывают, что в области токов  $I < 30$  mA ( $j < 310$  A/cm<sup>2</sup>)  $I$ - $V$ -характеристика хорошо описывается нестепенной зависимостью (3), что вызывает сомнения в применимости  $KT$ -модели. Из работы [17] следует, что есть несколько причин нестепенного поведения  $V(I)$  при  $KT$ -переходе: экранировка межвихревого взаимодействия, доменная структура монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  и др. Это приводит к нелогарифмической зависимости энергии взаимодействия от расстояния между вихрями. В пределе малых токов при  $T_{KT}$ , когда число распаренных вихрей ничтожно мало,  $V(I \rightarrow 0) \sim I^3$  (см. (4)). Из (4) можно получить  $n_s(T_{KT}) \approx 1.3 \cdot 10^{21}$  cm<sup>-3</sup> и  $\xi_{ab}(T_{KT}) = 5.4$  nm.

Поскольку расстояние между  $CuO$ -плоскостями в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  на порядок меньше размеров вихрей ( $\sim \xi_{ab}$ ), они могут образовывать обычные трехмерные абикосовские вихри. Но при этом был бы невозможен  $KT$ -переход. Поэтому авторы работы [1] предположили, что объекты, участвующие в  $KT$ -переходе, являются возбуждениями нормального состояния, образующими пары при  $T_{KT}$  в форме квазидвумерных конденсатов. Гененко и др. [19,20] предполагают, что магнитный поток, переносимый вихрем, является очень малым ( $\Phi \ll \Phi_0$ ) и возможна двумерная сверхпроводимость. Джозефсоновское взаимодействие между слоями в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , как получено в [21,22] качественно и с помощью численного моделирования, экранируется в режиме  $KT$ -перехода.

Таким образом, в данной работе определены аналитическая  $I$ - $V$ -характеристика монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , гармоники которой ( $V_k(I_a, I_d)$ ) хорошо описывают экспериментальные  $U_k(I_a, I_d)$ , а также область применимости функции (1) для описания  $I$ - $V$ -характеристик изучаемого материала. Кроме того, установлено, что температура максимума зависимостей амплитуд высших гармоник напряжения отклика  $U_k(T)$  ( $k > 1$ ) является температурой Костерлица–Таулеса ( $T_{KT}$ ), что может служить новым методом определения  $T_{KT}$ .

## Список литературы

- [1] P.C.E. Stamp, L. Forro, C. Ayache et al. Phys. Rev. **B 38**, 4, 2847 (1988).
- [2] N.-C. Yeh, C.C. Tsuei. Phys. Rev. **B 39**, 9708 (1989).
- [3] S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming et al. Phys. Rev. Lett. **62**, 677 (1989).
- [4] S.N. Artemenko, I.G. Gorlova, Yu.I. Latyshev. Phys. Lett. **A 138**, 8, 428 (1989).
- [5] H. Teshima, K. Nakao, K. Ohata et al. Physica **C 199**, 1-2, 149 (1992).
- [6] C.Y. Chang, Lue Chin-Shan, Y.C. Chou. Phys. Rev. **B 49**, 2, 1488 (1994).
- [7] S.N. Gordeev, W. Jahn, A.A. Zhukov et al. Phys. Rev. **B 49**, 21, 15420 (1994).
- [8] Chen Jun, Tan Jian, Li Juangui et al. Chin. J. Temp. Phys. **16**, 1, 21 (1994).
- [9] Б.И. Смирнов, Ю.М. Байков, А.Н. Кудымов, Т.С. Орлова, Ю.П. Степанов. ФТТ **37**, 6, 1794 (1995).
- [10] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, А.Н. Кудымов, М.Т. Ланаган, Н. Чен, К.К. Горетта. ФТТ **38**, 10, 2931 (1996).
- [11] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ **18**, 23, 5 (1992).
- [12] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, А.И. Головашкин, И.С. Левченко. ФТТ **37**, 7, 207 (1995).
- [13] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. М. (1984). 640 с.
- [14] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ **17**, 7, 56 (1991).
- [15] Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ **64**, 12, 63 (1994).
- [16] И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. Справочник по математике. М. (1961). 720 с.
- [17] A.M. Kadin, K. Epstein, A.M. Goldman. Phys. Rev. **B 27**, 11, 6691 (1983).
- [18] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. М. (1982). 240 с.
- [19] Ю.А. Гененко, Ю.В. Медведев. СФХТ **5**, 1, 46 (1992).
- [20] Ю.А. Гененко. СФХТ **5**, 8, 1402 (1992).
- [21] V. Cataudella, P. Minnhagen. Physica **C 166**, 442 (1990).
- [22] H. Weber, H.J. Jensen. Phys. Rev. **B 44**, 1, 454 (1991).