

УДК 537.312

## ВАХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ И ПЕРЕХОД КОСТЕРЛИЦА-ТАУЛЕССА

М. А. Васютин, А. И. Головашкин, Н. Д. Кузьмичев, И. С. Левченко

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*Исследованы нелинейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в области резисторного перехода в сверхпроводящее состояние в отсутствие магнитного поля. С помощью модуляционного Фурье-анализа определена аналитическая зависимость ВАХ при температуре  $T^*$ , соответствующей максимуму амплитуд высших гармоник напряжения отклика ( $n > 1$ ). Зависимость хорошо описывает экспериментальные результаты (как ВАХ, так и амплитуд гармоник) в области токов  $I < 30$  мА (плотностей токов  $j < 310$  А/см<sup>2</sup>). В рамках модели Костерлица-Таулесса (КТ) показано, что  $T^*$  соответствует температуре Костерлица-Таулесса  $T_{к.т}$ . Это дает метод прямого определения  $T_{к.т}$ . Показано, что при  $T^*$  степенная аппроксимация ВАХ  $V \sim I^2$  имеет место лишь в пределе малой плотности тока ( $j \ll 140$  А/см<sup>2</sup>). Отклонение ВАХ от степенной зависимости обусловлено нелогарифмическим законом изменения энергии взаимодействия вихрей от расстояния между ними.*

Изучение нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ)  $U(I)$  высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в области перехода в сверхпроводящее состояние важно как с точки зрения фундаментальной физики, так и для прикладных задач. Эти исследования позволяют получать информацию о механизме разрушения сверхпроводимости в ВТСП под действием температуры и тока, проливают свет на природу пиннинга вихрей в таких материалах. Кроме того, эти измерения дают прямую информацию о характеристиках сверхпроводниковых устройств на основе ВТСП.

В то же время транспортные свойства монокристаллов ВТСП, включая и  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , изучены недостаточно. Это связано со сложностью получения низкоомных контактов к монокристаллам ВТСП. Специальный интерес к монокристаллам  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  вызван также тем, что проводящие плоскости  $CuO_2$  в них связаны сильнее, чем в других купратных ВТСП [1—9]. Последнее обстоятельство обуславливает более слабую анизотропию критического магнитного поля  $H_{c2}$  и длины когерентности  $\xi$ , что важно для ряда приложений.

Сильная нелинейность ВАХ монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в области  $T_c$  была обнаружена в работах [1, 2]. Мы выполнили подробные исследования ВАХ и гармоник напряжения сигнала отклика монокристаллов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Предварительные результаты, указывающие на сильную нелинейность ВАХ в области  $T_c$ , опубликованы в работах [6, 7]. В настоящей статье мы подробнее остановимся на методике исследования ВАХ и гармоник напряжения ВТСП, а также на анализе получаемых таким методом результатов.

Исследование природы перехода в сверхпроводящее состояние ВТСП с помощью измерения температурных зависимостей ВАХ  $U(I, T)$  можно проводить, по крайней мере, двумя взаимодополняющими методами:

1. Измерением ВАХ  $U(I)$  на постоянном токе  $I = I_d$  при разных токах и температурах и численным определением производных  $dU/dT$ , необходимых для тонкого анализа поведения системы. Этот метод требует весьма точного измерения зависимостей  $U(I)$ , т. к. численное дифференцирование многократно увеличивает ошибки производных. С этим обстоятельством, по-видимому, и связано то, что имеется относительно немного работ, в которых на основе ВАХ исследуется природа перехода в сверхпроводящее состояние.

2. Определением ВАХ с помощью модуляционного Фурье-анализа. Этот метод требует исследования большого числа гармоник сигнала отклика образца  $U_k(I_d)$  и нахождения с их помощью зависимости  $U(I)$  и ее производных [10—12] ( $U_k$  — напряжение  $k$ -й гармоники сигнала отклика).

В большинстве известных работ исследовалась лишь зависимость  $U(I_d)$ , а анализ ее производных не проводился. На основе полученных экспериментально зависимостей  $U(I_d)$  авторы работ [1—5] описывают их поведение в широком диапазоне токов с помощью степенной функции, вытекающей из модели Костерлица-Таулесса,

$$U \sim T^a. \quad (1)$$

Здесь  $a = a(T)$  — показатель степени, зависящий от температуры  $T$ . Далее результаты обрабатываются с применением двойного логарифмического масштаба. Анализ наших данных, как и результатов других работ по исследованию ВАХ ВТСП, показывает, что функция (1) является лишь приближением, в частности, с ее помощью невозможно описать гармоники сигнала отклика  $U_k(I_d)$  [6, 7].

Ранее с помощью модуляционного Фурье-анализа была определена аналитическая форма ВАХ поликристаллических образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  [13]. В настоящей работе этим методом определен аналитический вид ВАХ монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , гармоники которой хорошо описывают экспериментальные зависимости при разных токах. Кроме того, определена область применимости функции (1) для описания ВАХ изучаемого материала.

### Методика эксперимента

Модуляционная методика применяется при исследовании ВАХ туннельных контактов [14, 15]. При этом амплитуда модуляции берется достаточно малой для того, чтобы при исследовании гармоник сигнала отклика можно было ограничиться первыми двумя гармониками, выражающимися в этом случае через первую и вторую производные  $U(I)$ , соответственно.

В ряде случаев необходимо учитывать наличие высших гармоник в сигнале отклика. Ниже мы рассмотрим модуляционную методику изучения ВАХ для произвольных амплитуд модуляции (модуляционный Фурье-анализ), а также сигнал отклика образца  $U(I)$  при пропускании через образец низкочастотного тока  $I = I_d + I_a \cos \omega t$ .

Здесь  $I_d$  — постоянная составляющая тока;

$I_a$  — амплитуда переменного тока;

$\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота;

$\nu$  — частота переменного тока;

$t$  — время.

При разложении функции  $U(I)$  в ряд Фурье по аргументу  $\omega t$  в отсутствие гистерезиса имеем:

$$U(I) = \frac{U_0(I_d, I_a)}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} U_k(I_d, I_a) \cos(k\omega t).$$

Коэффициенты  $U_k(I_d, I_a)$  (амплитуда гармоник) находятся по известной формуле для коэффициентов Фурье [16]:

$$U_k(I_d, I_a) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} U(I) \cos(k\omega t) \omega dt,$$

где  $k$  — целое число, включая нуль.

Гармоники  $U_k(I_d, I_a)$  связаны с производными функции  $U(I)$  следующей формулой [6, 10]:

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

где  $k = 0, 1, 2, 3 \dots$  — номер гармоники;

$U_k(I_d, I_a)$  — амплитуда напряжения  $k$ -й гармоники;

$U^{(p)}(I_d)$  — производная порядка  $p$  от  $U(I)$  по  $I$ , взятая при  $I = I_d$ .

Формула (2) дает зависимость амплитуд гармоник от амплитуды переменного тока, что относительно легко проверяется на эксперименте. Такая проверка служит дополнительным критерием применимости модуляционной методики в конкретных случаях. Конечно, формула (2) удобна в случае не очень больших амплитуд  $I_a$ , когда наблюдается относительно небольшое число гармоник. Сходимость ряда (2) зависит от вида функции  $U(I)$  и амплитуды переменного тока  $I_a$ .

На эксперименте для реализации описываемой методики определяются зависимости амплитуд гармоник  $U_k(I_d, I_a)$  от  $I_d$  при фиксированных значениях  $I_a$ . Найдено, что в области низких частот зависимости  $U_k(I_d, I_a)$  одинаковы для всех  $\omega$ .

Определение аналитического вида зависимости  $U(I)$  по гармоникам  $U_k$  начинается с аппроксимации экспериментальных данных для конкретной  $k$ -й гармоники  $U_k(I_d, I_a)$  какой-то функцией. При этом данные берутся для определенного значения амплитуды  $I_a = I_{a0}$ . Проще всего такую процедуру начинать с первых гармоник (обычно  $k = 2$ ), но это зависит от величины соответствующих гармоник, т. е. от конкретного вида функции  $U(I)$ . Амплитуда переменного тока в нулевом приближении  $I_{a0}$  выбирается из таких соображений, чтобы все последующие члены в формуле (2) для  $k$ -й гармоники, кроме первого, были малы. Выбор аппроксимирующей функции является непростой задачей, поскольку ее надо выбрать так, чтобы она содержала минимум подгоночных параметров и в то же время удовлетворительно описывала зависимость  $U_k(I_d, I_{a0})$ . Такому выбору помогают известные граничные условия (например поведение при  $I_d \rightarrow 0$ ) и существующие физические модели.

Далее с помощью интегрирования (также с учетом граничных условий) определяется функция  $U(I)$ , т. е. в этом нулевом приближении величина гармоники  $U_k$  просто пропорциональна  $k$ -й производной  $d^k U/dT^k$  в точке  $I = I_d$ .

Используя найденную в первом приближении зависимость  $U(I)$ , можно найти гармоники  $U_k(I_d, I_a)$  и сравнить их с экспериментальными кривыми. Варьированием параметров полученной зависимости  $U(I)$  можно добиться оптимального согласия между рассчитанными и экспериментальными зависимостями  $U_k(I_d, I_a)$ . На всех этапах аппроксимации применяется метод наименьших квадратов [17]. При наличии нескольких в первом приближении эквивалентных физических моделей такой анализ проводится для каждой из них. Из анализа таких различных модификаций  $U(I)$  с условием минимума среднеквадратичного отклонения расчетных амплитуд гармоник  $U_k(I_d, I_a)$  от экспериментально наблюдаемых делается вывод о справедливости той или иной модели. В методической работе проводится, конечно, сравнение формы ВАХ, полученной по гармоникам сигнала, с кривой  $U(I)$ , измеряемой на постоянном токе  $I = I_d$ .

### Эксперимент

ВАХ монокристаллов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при оптимальном легировании изучались с помощью модуляционного Фурье-анализа и на постоянном токе в области температур  $83 \text{ К} \leq T \leq 94 \text{ К}$ . Постоянный ток принимал значения от 0 до 50 мА, амплитуда переменного тока менялась в пределах  $0 \leq I_a \leq 27 \text{ мА}$ , частота —  $40 \text{ Гц} \leq \nu \leq 10 \text{ кГц}$ .

Исследования ВАХ и напряжения гармоник монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  проводились четырехконтактным методом. Сопротивление контактов было

меньше 0,3 Ом. Более подробно схема измерений и аттестация образцов рассмотрены в работе [7].

В результате проведенных экспериментов и обработки полученных данных с помощью модуляционного Фурье-анализа было найдено (рис. 1), что ВАХ монокристаллов при  $T = T^*$  ( $T^* = 92,0 \pm 0,2$  К — положение максимума амплитуд гармоник  $U_k(I)$ ) может быть аппроксимирована следующей аналитической функцией\*:

$$U(I) = R_0 \left( T - T_0, \arctg \frac{I}{I_0} \right), \quad (3)$$

где  $R_0 = 5,4$  мОм ( $\rho_0 = 7,6 \cdot 10^{-5}$  Ом · см — соответствующее удельное сопротивление), а параметр  $I_0 = 13,5$  мА ( $j_0 = 1,4 \cdot 10^2$  А/см<sup>2</sup> — соответствующая плотность тока). При этом параметры  $R_0$  и  $I_0$  зависят от температуры.

На рис. 1 показаны также примеры зависимостей амплитуд первых гармоник от величины постоянного тока  $I_a$ , полученных на частоте  $\nu = 1$  кГц с амплитудой переменного тока  $I_a = 27$  мА.

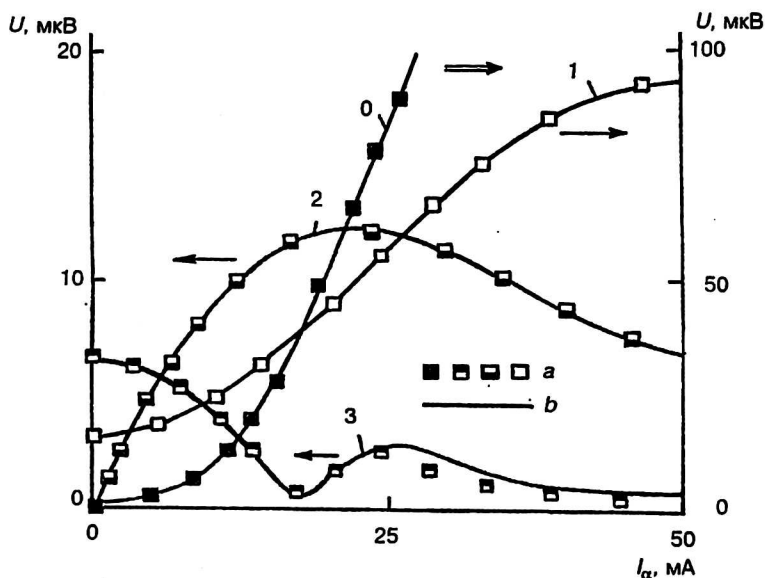


Рис. 1. ВАХ (кривая 0) и токовые зависимости напряжений первой  $U_1$  (кривая 1), второй  $U_2$  (кривая 2) и третьей  $U_3$  (кривая 3) гармоник сигнала отклика при температуре  $T = T^* = 92,0$  К;  $I_a = 27$  мА,  $\nu = 1$  кГц; а — эксперимент; б — расчет с использованием формулы (5)

Зависимость (3) при малых токах (точнее, малых отношениях  $I/I_0$ ) может быть представлена в виде

$$U(I) = \frac{R_0 I_0}{3} \left[ \left( \frac{I}{I_0} \right)^3 - \frac{3}{5} \left( \frac{I}{I_0} \right)^5 + \dots \right].$$

\*Температура  $T^*$  определена с помощью усреднения по температурам максимумов всех исследованных гармоник.

На рис. 2 показаны примеры температурных зависимостей первой  $U_1(I)$  и второй  $U_2(I)$  гармоник сигнала отклика, полученных на частоте  $\nu = 1$  кГц с амплитудой переменного тока  $I_a = 27$  мА и величиной постоянного тока  $I_d = 20$  мА. На вставке к рис. 2 приведена температурная зависимость показателя степени  $a(T)$  в законе (1), вытекающем из модели Костерлица-Таулесса. Эта зависимость получена с помощью аппроксимации начальной области  $U(I_d)$  функцией (1) при разных  $T$ . Величина  $a(T^*) = 3$ .

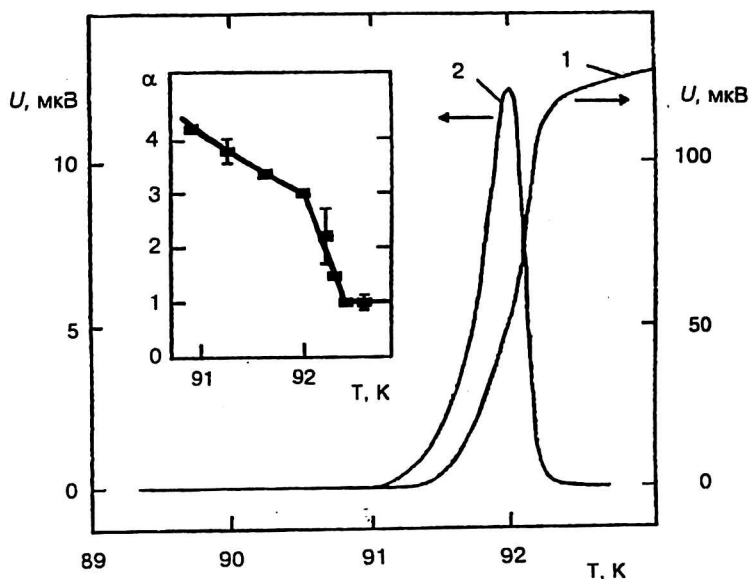


Рис. 2. Температурные зависимости напряжений первой  $U_1$  (кривая 1) и второй  $U_2$  (кривая 2;  $I_d = 20$  мА) гармоник сигнала отклика для  $I_a = 27$  мА,  $\nu = 1$  кГц. На вставке: температурная зависимость показателя степени  $a(T)$ ; указаны ошибки измерения

### Переход Костерлица-Таулесса в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Рассмотрим асимптотическое приближение функции (3). В случае малых токов ( $T \ll I_0$ ;  $j \ll j_0$ ), учитывая, что  $\text{arctg}(I/I_0) \approx (I/I_0) - (1/3)(I/I_0)^3$ , получим

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

где  $M = R_0/(3I_0^2) \approx 10$  Ом/А<sup>2</sup> — коэффициент нелинейности зависимости  $U(I)$  монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  при  $T = T^*$ .

Для объяснения формулы (4) можно воспользоваться представлениями о двумерном характере протекающих процессов. Большая вероятность проявления двумерной сверхпроводимости обусловлена значительной анизотропией сопротивления, критического магнитного поля  $H_{c2}$  и длины когерентности  $\xi$

этого материала. Естественно предположить, что эти процессы связаны с переходом Костерлица-Таулесса (КТ), наблюдаемом во многих двумерных структурах [1—5, 18].

В КТ-переходе принимают участие “солитонные” объекты, несущие “солитонный заряд”  $q = \pm 1$  (который может быть топологическим, электрическим или каким-либо другим) и двигающиеся в двух измерениях [1, 19—21]. В слоистых сверхпроводниках эти объекты предположительно представляют собой вихри, связанные в пары “вихрь — антивихрь”. При этом энергия их взаимодействия пропорциональна логарифму расстояния между ними [1—5, 18, 21].

Если через образец течет ток, энергия взаимодействия вихрей уменьшается и появляются распаренные (свободные) вихри [18]. При условии слабого пиннинга вихрей на неоднородностях образца, его сопротивление  $R$  пропорционально плотности свободных вихрей  $N_F$  [21]:

$$R - N_F \approx \left( \frac{I}{I_0} \right)^{q^2/2k_B T} \quad (5)$$

где  $q = (\pi n_s b^2 / 2m)^{1/2}$  — эффективный заряд вихря;

$n_s = n_s^{(2D)} = n_s^{(3D)} d_0$  — двумерная электронная плотность;

$d_0$  — толщина сверхпроводящего слоя;

$b$  — постоянная Планка;

$m$  — масса электрона;

$k_B$  — постоянная Больцмана.

В этом случае ВАХ образца, используя (5), можно представить в виде

$$U \sim I^a(T), \quad (6)$$

где  $a(T) = 1 + q^2 / (2k_B T) = 1 + \pi n_s b^2 / (4mk_B T)$ .

Зная температурную зависимость  $a(T)$ , можно найти важнейшую характеристику  $n_s(T)$ .

Предполагается, что зависимость  $a(T)$  изменяется скачкообразно от  $a = 3$  до  $a = 1$  при температуре  $T = T_{К.Т}$  (скачок Нельсона-Костерлица,  $T_{К.Т}$  — температура Костерлица-Таулесса).

Экспериментальные данные для монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , приведенные на рис. 2, показывают, что  $T_{К.Т} = 92$  К. Таким образом, для этого ВТСП-соединения температура Костерлица-Таулесса  $T_{К.Т}$  совпадает с температурой максимума высших гармоник  $T^*$ .

Это можно пояснить следующим образом: при  $T > T_{К.Т}$  в образце имеется конечное сопротивление для сколь угодно малого тока ( $T \rightarrow 0$ ). Вольт-

амперная характеристика становится линейной, т. е. амплитуды высших гармоник  $U_k \rightarrow 0$ . При  $T > T_{K.T}$  сопротивление образца согласно модели КТ [18, 21] возникает из-за появления свободных вихрей, концентрация которых  $N_F$  растет с повышением температуры. При этом сопротивление образца  $R = 2\pi\xi^2 R_N N_F$ , где  $\xi$  — длина когерентности Гинзбурга-Ландау;  $R_N$  — сопротивление образца в нормальном состоянии, а концентрация свободных вихрей вблизи  $T_{K.T}$   $N_F(j/j_0)^2 \sim j^2 (\xi/n_s)^2$ .

Учитывая [22], что  $\xi \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$ ,  $n_s \sim 1 - T/T_c$ , получим при  $T \leq T_{K.T}$   $R \sim (1 - T/T_c)^{-4}$ . Это выражение имеет смысл вплоть до  $T = T_{K.T}$ .

Таким образом, максимум нелинейности (соответствующий температуре максимума амплитуд высших гармоник  $T^*$ ) должен наблюдаться при  $T \approx T_{K.T}$ .

Выше речь шла о нелинейности, связанной с движением "КТ-вихрей" и о вкладе в сопротивление образца  $R$  из-за этого движения. Максимум  $U_k(T)$  должен наблюдаться при температуре рождения максимального числа свободных вихрей. Выше  $T_{K.T}$  аннигиляция вихрей приводит к понижению их вклада в  $R$  и быстрому уменьшению нелинейности, связанной с движением "КТ-вихрей".

Наши результаты показывают, что степенная зависимость  $U(I)$  наблюдается только при относительно малых токах. В области более высоких токов  $I$  до 30 мА ( $j$  до 310 А/см<sup>2</sup>) ВАХ монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  хорошо описывается нестепенной зависимостью (3), что может вызвать сомнения в применимости КТ-модели в этом случае.

Из работы [18] следует, что есть несколько причин нестепенного поведения ВАХ при КТ-переходе. В нашем случае можно предположить, что причинами нестепенной зависимости  $U(I)$  при  $T_{K.T}$  могут быть, например, 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  $T_{K.T}$ , когда число распаренных вихрей ничтожно мало,  $U(I \rightarrow 0) \sim I^3$ , что совпадает с нашим асимптотическим приближением (4).

Полученные экспериментальные данные позволяют найти ряд важных характеристик  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Из (6) можно определить  $n_s(T_{K.T}) \approx 1,3 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Кроме того, зная величину  $I_0(T_{K.T})$  из эксперимента, можно найти длину когерентности в плоскости  $ab$ :  $\xi_{ab}(T_{K.T}) = 5,4$  нм.

Так как расстояние между плоскостями  $CuO_2$  в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  на порядок меньше размеров когерентности вихрей ( $\sim \xi_{ab}$ ), образующихся в области КТ-перехода, то следовало бы ожидать, что вихри ближайших плоскостей будут

связываться друг с другом, образуя обычные трехмерные абрикосовые вихри. Но при этом был бы невозможен распад пар 2D-вихрей на свободные вихри, а, значит, и КТ-переход. Поэтому, чтобы объяснение наблюдающейся нелинейной зависимости  $U(I)$  с помощью КТ-перехода было корректным, авторы работы [1] предположили, что объекты, участвующие в КТ-переходе, являются возбуждениями нормального состояния, образующие пары при  $T_{KT}$  в форме квазидвумерных конденсатов.

Авторы работ [23, 24] предполагают, что магнитный поток, переносимый вихрем, является очень малым ( $\Phi \ll \Phi_0$ ), что должно приводить к слабому магнитному взаимодействию вихрей в соседних слоях монокристалла и возможности проявления двумерной сверхпроводимости.

Джозефсоновское взаимодействие между слоями в исследуемых ВТСП может также приводить к образованию 3D-вихрей, но в работах [25, 26] качественно и с помощью численного моделирования показано, что это взаимодействие экранируется в режиме КТ-перехода.

Таким образом, в работе методом модуляционного Фурье-анализа получена аналитическая зависимость ВАХ монокристаллов при  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Показано, что зависимость  $U(I)$  этих монокристаллов при  $T < T_c$  в отсутствие магнитного поля можно объяснить моделью Костерлица-Таулесса. Предложен экспериментальный метод определения температуры Костерлица-Таулесса по температуре максимума амплитуд высших гармоник. Показано также, что в области больших токов ВАХ  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  отличается от простой степенной зависимости, вытекающей из модели Костерлица-Таулесса.

*Авторы благодарят Т. Г. Уварову за предоставление монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . Работа поддерживается Научным советом направления "Сверхпроводимость" в рамках РНТП "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" (проект № 96086) и Программой "Университеты России" (грант № 1119).*

## Литература

1. Stamp P. C. E., Forro L., Avache C. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V.38. № 4. P. 2847.
2. Yeh N.-C. and Tsuei C. C. // Ibid. 1989. V. 39. P. 9708.
3. Martin S., Fiory A. T., Eteming R. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 677.
4. Артеменко С. Н., Горлова И. Г., Латышев Ю. И. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 10. С. 566.
5. Artemenko S. N., Gorlova I. G., Latyshev Yu. I. // Phys. Lett. A. 1989. V. 138. № 8. P. 428.
6. Васютин М. А., Кузьмичев Н. Д. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 23. С. 5.
7. Кузьмичев Н. Д., Васютин М. А., Головашкин А. И. и др. // ФТТ. 1995. Т. 37. № 7. С. 2207.
8. Головашкин А. И. // КСФ. Спец. выпуск. — М., 1991.
9. Oh B. et al.: Preprint Stanford University and Massachusetts Institute of Technology. — USA. 1988.

10. Кузьмичев Н. Д. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 7. С. 56.
11. Кузьмичев Н. Д. // Там же. 1994. Т. 64. № 12. С. 63.
12. Кузьмичев Н. Д. // Там же. Т. 20. № 22. С. 39.
13. Кузьмичев Н. Д., Васютин М. А. // СФХТ. 1994. Т. 7. С. 93.
14. Солимар Л. // Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. — М., 1974. С. 432.
15. Бароне А., Патерно Дж. // Эффект Джозефсона. — М., 1984. — 640 с.
16. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.: Справочник по математике. — М., 1961. — 720 с.
17. Агекян Т. А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. — М.: Наука, 1972. — 153 с.
18. Kadin A. M., Epstein K., Goldman A. M. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. № 11. P. 6691.
19. Kosterlitz J. M., Thouless D. J. // J. Phys. C. 1973. V. 6. № 7. P. 1181.
20. Kosterlitz J. M. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1974. V. 7. № 6. P. 1046.
21. Halperin B. I., Nelson D. R. // J. Low Temp. Phys. 1979. V. 36. № 5—6. З. P. 599.
22. Шмидт В. В. // Введение в физику сверхпроводников. — М., 1982. — 240 с.
23. Гененко Ю. А., Медведев Ю. В. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 1. С. 46.
24. Гененко Ю. А. // Там же. № 8. С. 1402.
25. Cataudella V., Minnhagen P. // Physica C. 1990. V. 166. P. 442.
26. Webeer H., Jensen H. J. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 1. P. 454.

#### **IV-CURVES OF $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ MONOCRYSTALS AND KOSTERLITZ-THOULESS' TRANSITION**

*M. A. Vasutin, A. I. Golovashkin, N. D. Kuzmichev, I. S. Levchenko*

P. N. Lebedev Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

*Nonlinear IV-curves of  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  single crystals in zero magnetic field have been investigated in the area of resistive transition to superconducting state. By Fourier-analysis modulation method the analytical form of the IV-curves was obtained at temperature  $T^*$  which corresponds to maximum of the higher harmonics signal. The found dependence well describes the experimental results (IV-curves, amplitudes) at currents  $I < 30$  mA (current density  $j < 310$  A/cm<sup>2</sup>). In frame of the Kosterlitz-Thouless (KT) model it was shown that  $T^*$  was equal the KT temperature  $T_{KT}$ . So we propose the new method of obtaining  $T_{KT}$ . It was shown that at  $T^*$  the power approximation  $V \sim I^3$  was correct only at small current ( $j \ll 140$  A/cm<sup>2</sup>). Deviation of IV-curves from the power dependence is connected with nonlogarithmic law of vortexes interaction.*