

УДК 538.945

ПЕРЕХОД БЕРЕЗИНСКОГО–КОСТЕРЛИЦА–ТАУЛЕСА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

М. А. Васютин, А. И. Головашкин, Г. И. Кузнецов, Н. Д. Кузьмичев

В монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ экспериментально обнаружен переход Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ) с помощью прямых измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) на постоянном токе. Выполнены измерения температурных и токовых зависимостей амплитуд высших гармоник напряжения, возникающих в сигнале отклика образца при наличии переменной составляющей в рабочем токе. Показано, что положение T^ максимума температурных зависимостей амплитуд высших гармоник напряжения совпадает с температурой перехода Березинского–Костерлица–Таулеса $T_{ВКТ}$. Таким образом, предлагается новый метод определения этой температуры. В исследованных монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ величина $T^* = T_{ВКТ} \approx 92$ К. Выше температуры T^* наблюдается резкий спад амплитуд высших гармоник напряжения, обусловленный скачком Нельсона–Костерлица. На основе полученных результатов определены эффективная плотность носителей сверхтока, длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля в плоскостях CuO_2 при температуре $T = 92$ К.*

Нелинейная электродинамика и, в частности, вольт-амперные характеристики (ВАХ) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в настоящее время интенсивно изучаются [1 – 3]. Кристаллические ВТСП, в том числе и $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO), имеют слоистую (квазидвумерную) структуру, вследствие чего подвержены сильному влиянию тепловых флуктуаций. Данная особенность кристаллов YBCO может приводить

к рождению системы пар “вихрь–антивихрь” в $Cu-O$ слоях (переход Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ-переход)), в случае подавления сильной джозефсоновской связи между указанными слоями. В отсутствие внешнего магнитного поля в монокристаллах $YBCO$ [4, 5] и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (BSCCO) [6] вблизи температуры T_c перехода в сверхпроводящее состояние наблюдаются нелинейные ВАХ и гармоники напряжения в сигнале отклика [7]. Такие нелинейные ВАХ и появление гармоник связываются с рождением пар противоположных вихрей и движением вихрей в квазидвумерных слоях кристаллов, что приводит к нелинейному резистивному состоянию ВТСП. Вольт-амперные характеристики $V(I)$ в этом случае принято описывать степенной зависимостью напряжения V от тока I

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

с показателем степени $a(T)$, зависящим от температуры T . Если в кристаллах BSCCO БКТ-переход считается установленным, то в $YBCO$ это не очевидно. Экспериментальному исследованию ВАХ монокристаллов $YBCO$ на предмет обнаружения БКТ-перехода посвящено довольно мало работ [3 – 5, 8]. Это, по-видимому, связано с тем, что монокристаллы $YBCO$ являются объектами более сложными для исследования и обладают значительно меньшей анизотропией по сравнению с монокристаллами $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$, и поэтому проблема существования БКТ-перехода в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ остается открытой. В работе [4] использовались монокристаллы низкого качества с невысоким значением T_c . В работе [5], хотя и использовались монокристаллы более высокого качества, не обнаружено характерного скачка Нельсона–Костерлица в $a(T)$ от 3 к 1 при температуре перехода Березинского–Костерлица–Таулеса T_{BKT} , как и в [4]. Близость T_{BKT} к T_c и большая ошибка определения $a(T)$ не позволила наблюдать указанного скачка в отмеченных работах. В работах [3, 7, 8], кроме непосредственно измеренных ВАХ на постоянном токе, исследовались температурные и токовые зависимости гармоник напряжения при пропускании через монокристалл переменного и постоянного токов. В работе [7] впервые наблюдались гармоники напряжения, как в поли-, так и в монокристаллах $YBCO$ вблизи T_c . В работе [8] выполнены экспериментальные исследования температурных, магнитно-полевых и токовых зависимостей гармоник напряжения в $YBCO$. В работе [3] показано, что ВАХ и амплитуды гармоник напряжения монокристаллов $YBCO$ вблизи T_c адекватно описываются степенными функциями лишь в пределе малых токов. Природа нелинейных ВАХ в [3] объясняется БКТ-переходом. Приводятся качественные доводы в пользу того, что температура T^*

максимума значения высших гармоник соответствует $T_{ВКТ}$.

В настоящей работе получены дополнительные подробные экспериментальные данные, касающиеся высших гармоник напряжения в монокристаллах YBCO, приводятся результаты численного анализа ВАХ на постоянном токе, температурных, магнитно-полевых и токовых зависимостей напряжений гармоник в рамках простой БКТ-модели. В результате аппроксимации экспериментальных данных теоретическими кривыми в работе получены такие важные параметры сверхпроводящего состояния монокристаллов YBCO, как $T_{ВКТ}$, эффективная концентрация носителей сверхтока $n_s(T_{ВКТ})$, длина когерентности $\xi_{ab}(T_{ВКТ})$, плотность критического тока распаривания $j_c(T)$, глубина проникновения магнитного поля $\lambda_{ab}(T_{ВКТ})$ в слоях CuO_2 . Найденные в работе значения параметров находятся в хорошем согласии с данными, полученными другими методами. Это является экспериментальным подтверждением квазидвумерного характера сверхпроводимости в монокристаллах YBCO и факта значительного подавления джозефсоновских связей между слоями CuO_2 в монокристаллах YBCO в режиме БКТ-перехода.

Образцы и методика эксперимента. Исследуемые монокристаллы YBCO высокого качества размерами $\sim 0.03 \times (0.3 - 1) \times (1 - 2) \text{ mm}^3$ имели $T_c \approx 91.9 - 92.7 \text{ K}$ и ширину перехода $\Delta T_c < 0.3 \text{ K}$. Измерения ВАХ $V(I)$ производились четырехзондовым методом (здесь V – напряжение, I – ток). Амплитуды гармоник напряжения $V_n(I)$ (n – номер гармоники) измерялись методом модуляционного Фурье-анализа. Сопротивление индиевых контактов было меньше 0.3Ω . Более подробно методика эксперимента описана в работах [3, 7, 8 – 11]. Сила постоянного тока I_0 варьировалась в пределах от 0 до 200 mA , а амплитуда переменного тока i – в пределах $0 \leq i \leq 27 \text{ mA}$. Частота модуляции ν находилась в интервале от 40 Hz до 10 kHz . В экспериментах частотной зависимости гармоник напряжения в данном интервале частот не наблюдалось. Большинство экспериментов с переменным током выполнено на частоте 1 kHz .

Результаты эксперимента и обсуждение. На рис. 1 и 3 приведены температурные зависимости амплитуд 1-й и 3-й гармоник напряжения, а на рис. 2 – ВАХ на постоянном токе для разных температур образца N 1 монокристалла YBCO. Из рис. 1 видно, что температурная зависимость первой гармоники имеет вид, аналогичный кривой резистивного перехода в сверхпроводящее состояние, а температурная зависимость 3-й гармоники – это асимметричный максимум с резким спадом выше температуры максимума T^* и спадающим хвостом в область низких температур. ВАХ измерялись на постоянном токе в температурном интервале, для которого высшие гармоники напря-

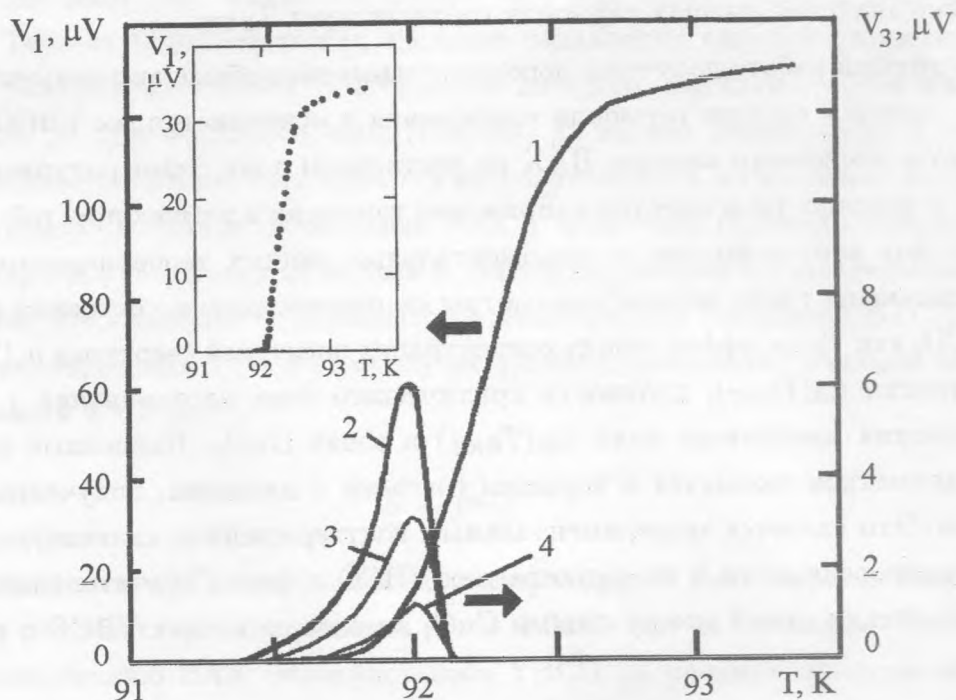


Рис. 1. Температурные зависимости 1-й (кривая 1) и 3-й (кривые 2-4) гармоник напряжения монокристалла YBCO (образец N 1). Измерения гармоник выполнены для амплитуды переменного тока $i = 27$ мА (кривые 1, 2), 14 мА (кривая 3), 7 мА (кривая 4) и $I_0 = 0$. На вставке показана температурная зависимость 1-й гармоники напряжения (образец N 1) для амплитуды $i = 7$ мА.

жения отличны от нуля.

При исследовании амплитуд гармоник напряжения монокристаллов YBCO вблизи T_c были найдены следующие основные закономерности:

1) При нулевом постоянном токе I_0 наблюдались только нечетные гармоники, при $I_0 \neq 0$ наблюдались и четные гармоники. Наблюдалось свыше 15 гармоник.

2) Гистерезис ВАХ и напряжений гармоник отсутствует.

3) Напряжение ВАХ $V(I)$ при изменении направления тока меняло знак, т.е. функция $V(I)$ является нечетной.

4) Температуры T^* максимумов амплитуд высших гармоник напряжения в пределах ошибки измерений имеют одно и то же значение ($T^* \approx 92.0$ К – для образца N 1). Высшие гармоники отличались друг от друга по величине максимума.

При обработке ВАХ, учитывая отмеченные выше результаты 1 – 4 и применяя

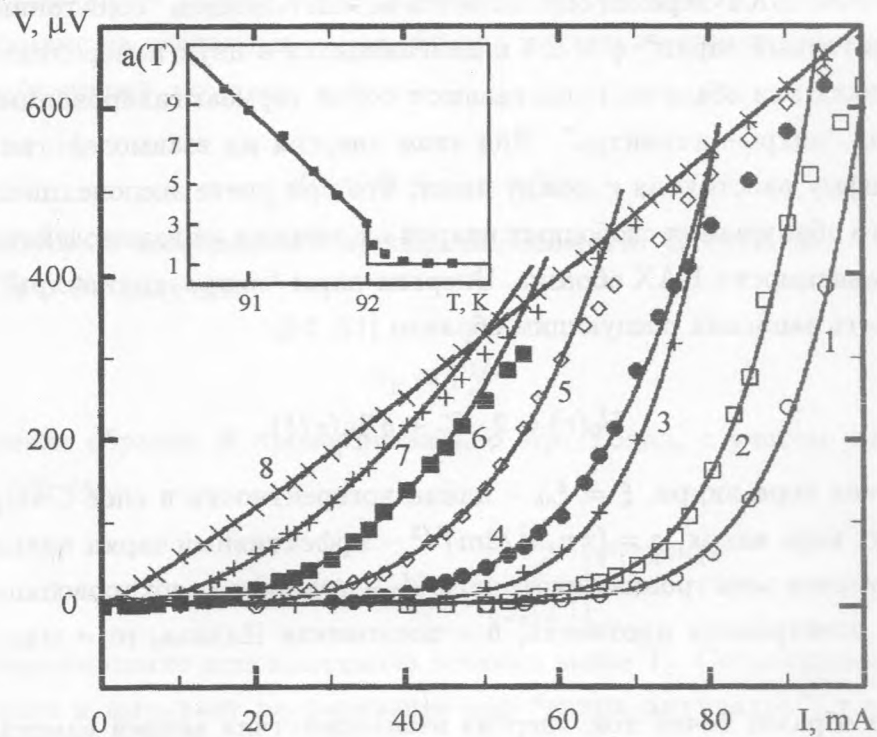


Рис. 2. ВАХ монокристалла YBCO (образец N 1), измеренные на постоянном токе для температур: 1 – 90.8 K, 2 – 91.0 K, 3 – 91.3 K, 4 – 91.55 K, 5 – 91.75 K, 6 – 92.0 K, 7 – 92.1 K, 8 – 92.3 K. Точки – эксперимент, сплошные кривые соответствуют обработке экспериментальных данных степенными функциями по формуле (7). На вставке показана температурная зависимость показателя степени ВАХ (точки – эксперимент, сплошная кривая соответствует формуле (8)).

модель перехода Березинского–Костерлица–Таулеса [12 – 14], использована нечетная степенная функция вида:

$$V(I) = \begin{cases} b \cdot |I|^a, & \text{если } I \geq 0 \\ -b \cdot |I|^a, & \text{если } I < 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь b – коэффициент, определяемый параметрами монокристалла. В соответствии с БКТ-моделью (более подробно см. ниже) величина параметра b при заданной температуре T определяется длиной когерентности ξ , сопротивлением R_N монокристалла в нормальном состоянии вблизи T_c и критическим током I_c .

Проявление двумерного характера свойств в монокристаллах YBCO обусловлено значительной анизотропией критического магнитного поля H_{c2} и длины когерентности

ξ этого материала. БКТ-переход определяется возникновением “солитонных” объектов, несущих “солитонный заряд” $q = \pm 1$ и двигающихся в двух измерениях. В слоистых сверхпроводниках эти объекты представляют собой термоактивированные вихри, связанные в пары “вихрь–антивихрь”. При этом энергия их взаимодействия пропорциональна логарифму расстояния r между ними, что при учете экспоненциальной зависимости скорости образования свободных вихрей от энергии их взаимодействия приводит к степенной зависимости ВАХ образца. Энергия пары “вихрь–антивихрь” при нулевом токе может быть записана следующим образом [12, 14]:

$$U_0(r) = 2 \cdot E_c + q^2 \ln(r/\xi),$$

где E_c – энергия кора вихря, $\xi = \xi_{ab}$ – длина когерентности в слое CuO_2 , т.е. эффективный радиус кора вихря, $q = (\pi n_s \hbar^2 / 2m)^{1/2}$ – эффективный заряд вихря, $n_s = n_s^{2D} = n_s^{3D} \cdot d_0$ – двумерная электронная плотность, d_0 – толщина сверхпроводящего слоя, n_s^{3D} – трехмерная электронная плотность, \hbar – постоянная Планка, m – масса свободного электрона.

Если через образец течет ток, энергия взаимодействия вихрей изменяется. В этом случае с учетом силы Лоренца F_L для энергии пары “вихрь–антивихрь” имеем [14]:

$$U(r) = U_0(r) - F_L \cdot r = 2E_c + q^2 \cdot [\ln(r/\xi) - 2 \cdot m \cdot v_s \cdot r/\hbar], \quad (2)$$

где $v_s = J/(n_s e)$ – скорость сверхпроводящих электронов, J – двумерная плотность тока, e – заряд электрона.

Зависимость (2) имеет максимум при расстоянии между вихрями $r_c = \hbar n_s e / (2v_s J)$, где n_s – плотность носителей сверхтока. Энергия пары “вихрь–антивихрь” при $r_c > \xi$ равна:

$$U(r_c) \approx 2E_c + q^2 \ln(J/J_c),$$

где $J_c = \hbar n_s e / (2m\xi)$ – плотность критического тока распаривания, значение которой близко к значению плотности критического тока распаривания Гинзбурга–Ландау [15].

Скорость образования свободных вихрей Γ_e есть [14]:

$$\Gamma_e \sim \exp[-U(r_c)/(k_B T)] \sim (J/J_c)^{q^2/k_B T}, \quad (3)$$

где k_B – постоянная Больцмана.

Плотность свободных вихрей N_F определяется скоростями их образования и рекомбинации, а пиннинг на неоднородностях образца является несущественным для термоактивированных вихрей, поэтому

$$dN_F/dt = \Gamma_e - \alpha N_F^2.$$

Здесь α – некоторый коэффициент пропорциональности. Отсюда для стационарного случая ($dN_F/dt = 0$), получим

$$N_F \sim \Gamma_e^{1/2}. \quad (4)$$

Сопротивление образца R пропорционально N_F . Тогда, с учетом выражения (4), можно найти [13, 14]

$$R = 2\pi\xi^2 R_N N_F \sim \xi^2(T) \left[\frac{J}{J_c(T)} \right]^{q^2(T)/2k_B T}. \quad (5)$$

Здесь R_N – сопротивление монокристалла немного выше T_c . Сопротивление R зависит от тока, который и вызывает распаривание пар “вихрь–антивихрь”, т.е. образование свободных вихрей.

ВАХ образца, используя (5), можно представить в виде (1), где

$$a(T) = 1 + q^2/(2k_B T) = 1 + \pi n_s(T) \hbar^2 / (4mk_B T). \quad (6)$$

Таким образом, можно найти величину $n_s(T)$ при любой температуре, зная $a(T)$. В частности, зная T_{BKT} , можно найти $n_s(T_{BKT}) = 8mk_B T_{BKT} / \pi \hbar^2$. Зависимость $a(T)$, согласно работе [13], изменяется скачкообразно при температуре $T = T_{BKT}$ от 3 к 1. Т.е. должен наблюдаться скачкообразный переход от нелинейных ВАХ к линейным. Значит выше температуры T_{BKT} амплитуды высших гармоник $V_n(T)$, начиная со второй, должны обращаться в нуль (линейные ВАХ высших гармоник не дают). При этом T_{BKT} будет совпадать с температурой максимума высших гармоник T^* . Действительно, максимум в $V_n(T)$ должен наблюдаться при температуре рождения максимального числа пар вихрей, т.е. при T_{BKT} (с ростом T до T_{BKT} число пар экспоненциально растет, согласно формулам (3)–(4)). Выше T_{BKT} энергия взаимодействия вихрей приводит к положительной свободной энергии сверхпроводящего состояния и процесс рождения вихрей прекращается. Таким образом, в соответствии с БКТ-моделью амплитуды высших гармоник (начиная со второй) должны возрасти при росте температуры до $T = T_{BKT}$ и скачком уменьшаться до нуля выше температуры T_{BKT} , т.е. применяемая методика

позволяет простым способом с высокой точностью определять $T_{ВКТ}$ по температурному положению максимума высших гармоник ВАХ. Отметим, что температурное размытие скачка амплитуды высших гармоник при $T \geq T_{ВКТ}$, наблюдаемое на эксперименте, связано с конечностью амплитуды модулирующего тока.

Учитывая формулу (5) и явную температурную зависимость $I_c(T) = I_{c0} \cdot (1 - T/T_c)^{3/2}$ и $\xi(T) = \xi_0 / (1 - T/T_c)^{1/2}$ [15], получим для ВАХ (1) выражения:

$$V(I, T) = \begin{cases} \frac{R_0 \cdot |I|^{a(T)}}{I_{c0}^{a(T)-1} (1 - T/T_c)^{\frac{3a(T)-1}{2}}}, & \text{если } I \geq 0 \\ -\frac{R_0 \cdot |I|^{a(T)}}{I_{c0}^{a(T)-1} (1 - T/T_c)^{\frac{3a(T)-1}{2}}}, & \text{если } I < 0. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь $R_0 = \left[\frac{V(I, T)}{I} \right]_{T \rightarrow 0, I \rightarrow I_{c0}}$ – “остаточное” сопротивление монокристалла.

Показатель степени ВАХ $a(T)$ уменьшается с ростом температуры как $n_s(T)/T$ в соответствии с (6) до $T = T_{ВКТ}$ и скачком падает от 3 до единицы выше $T_{ВКТ}$. Вблизи T_c (и $T_{ВКТ}$) по теории Гинзбурга–Ландау $n_s(T) \propto (1 - T/T_c)$. Учитывая это и формулу (6), имеем вблизи $T_{ВКТ}$:

$$a(T) = \begin{cases} a_0 - (a_0 - 3) \frac{T}{T_{ВКТ}}, & \text{для } T \leq T_{ВКТ} \\ 1, & \text{если } T > T_{ВКТ}, \end{cases} \quad (8)$$

где параметр a_0 определяет “показатель степени ВАХ для $T = 0 \text{ K}$ ” при линейном продолжении зависимости (8). Отметим, что выражения (6)–(8) справедливы для температур, не слишком далеких от T_c и $T_{ВКТ}$.

Амплитуды гармоник напряжения при $I = I_0 + i \cdot \cos(\omega t)$ определяются выражением:

$$V_n(I_0, i, T) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} V(I_0, i, T, t) \cos(n\omega t) d(\omega t). \quad (9)$$

Показатель степени ВАХ $a(T)$ для разных температур определялся по результатам подгонки функции (7) под экспериментальные ВАХ в дважды логарифмическом масштабе. Температурная зависимость показателя степени $a(T)$ приведена на вставке к рис. 2. Из рисунка видно, что около 92 K в $a(T)$ наблюдается особенность. На этом же рисунке сплошными кривыми приведены теоретические ВАХ (7) для разных температур. Из полученных результатов видно (рис. 2 и 3), что кривая $V = I^3$ хорошо аппроксимирует экспериментальные ВАХ при $T \approx 92 \text{ K}$ для токов $I < 40 \text{ mA}$. Отмеченные факты дают основание предположить, что для исследуемых образцов $T_{ВКТ} \approx 92 \text{ K}$.

Кроме того, температура максимума T^* высших гармоник в пределах ошибки измерений также равна 92 К. Экспериментально в работе наблюдалось резкое падение амплитуд высших гармоник напряжения выше T^* (рис. 1). Фактически экспериментально обнаружен резкий переход от нелинейной зависимости ВАХ к линейному виду. Также экспериментально обнаружено, что положение максимума при T^* на температурных зависимостях амплитуд высших гармоник напряжения $V_n(T)$ монокристаллов совпадает с температурой изменения показателя степени $a(T)$ от 3 к 1. Указанные экспериментальные факты и приведенные выше теоретические результаты являются подтверждением того, что T_{BKT} совпадает с T^* .

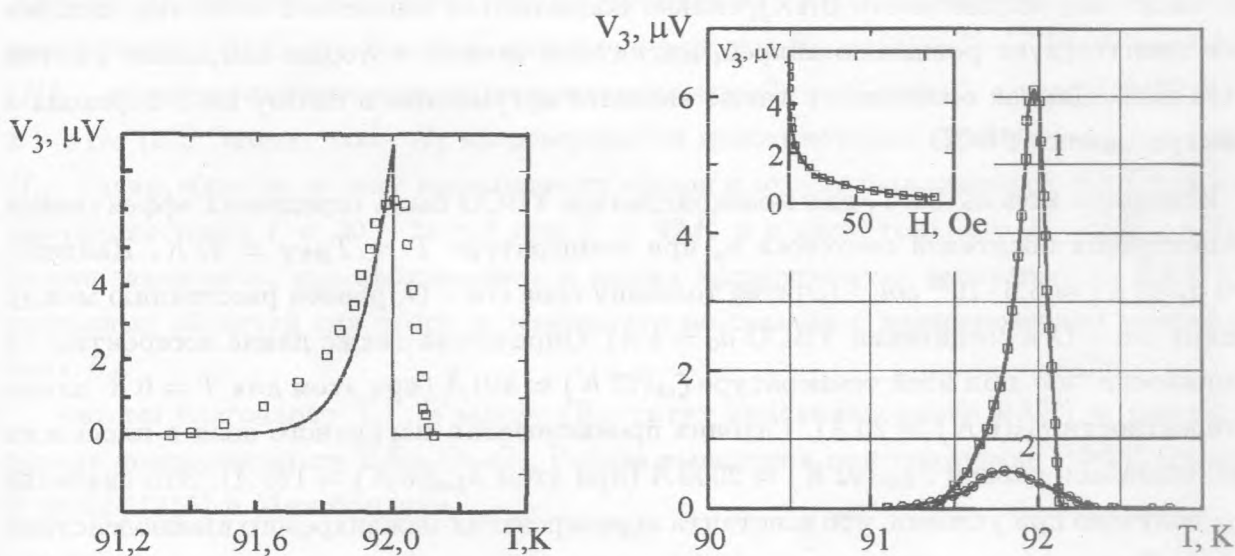


Рис. 3. Температурная зависимость амплитуды 3-й гармоники напряжения. Сплошная кривая соответствует БКТ-модели (формула (9)), точки – экспериментальные данные для $i = 27 \text{ mA}$, $I_0 = 0$.

Рис. 4. Экспериментальные температурные зависимости амплитуды 3-й гармоники напряжения монокристалла YBCO (образец N 1), полученные в магнитном поле для $i = 27 \text{ mA}$ и $I_0 = 0$ (кривая 1 – $H = 0$; кривая 2 – $H = 170 \text{ Oe}$). На вставке показана магнитолевая зависимость амплитуды 3-й гармоники напряжения (образец N 1) для $T \approx 92 \text{ K}$ при $i = 27 \text{ mA}$ и $I_0 = 0$.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных теоретической температурной зависимостью амплитуды 3-й гармоники напряжения приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что, согласно теории простой БКТ-модели, амплитуда третьей гармоники

напряжения плавно спадает в области $T < T_{\text{ВКТ}}$ и резко падает до нуля для $T \geq T_{\text{ВКТ}}$. Экспериментальные данные достаточно убедительно подтверждают указанный факт. Результаты для других нечетных высших гармоник аналогичны результатам для 3-й гармоники напряжения. Четные гармоники, начиная со второй, появляются при $I_0 \neq 0$. Температурные зависимости амплитуды четных гармоник также аналогичны температурной зависимости 3-й гармоники.

Результаты магнитно-полевых исследований ВАХ монокристаллов YBCO, проведенных в настоящей работе, показаны на рис. 4. Было обнаружено, что уже в магнитных полях $H \sim 10 - 20 \text{ Oe}$ высшие гармоники напряжения, начиная со второй (и, как следствие, нелинейность ВАХ), сильно подавляются вследствие того, что внешнее поле препятствует рождению вихрей, магнитный момент которых направлен против этого поля. Данная особенность также является аргументом в пользу БКТ-перехода в монокристаллах YBCO.

Используя модель БКТ, для монокристаллов YBCO была определена эффективная концентрация носителей сверхтока n_s при температуре $T = T_{\text{ВКТ}} = 92 \text{ K}$. Найдено, что $n_s(92 \text{ K}) \approx 6.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (считая толщину слоя $\text{Cu} - \text{O}$, равной расстоянию между слоями $\text{Cu} - \text{O}$ в соединении YBCO $d_0 = 4 \text{ \AA}$). Определена также длина когерентности в плоскости "ab" при этой температуре $\xi_{ab}(92 \text{ K}) \approx 340 \text{ \AA}$ (при этом для $T = 0 \text{ K}$ длина когерентности $\xi_{ab}(0 \text{ K}) \approx 20 \text{ \AA}$). Глубина проникновения магнитного поля в плоскости "ab" оказалась равной $\lambda_{Lab}(92 \text{ K}) \approx 2000 \text{ \AA}$ (при этом $\lambda_{Lab}(0 \text{ K}) \approx 120 \text{ \AA}$). Это значение λ_{Lab} получено при условии, что константа экранирования межвихревого взаимодействия $\epsilon = 1$. Плотность критического тока j_c оценивалась по характерному излому ВАХ и составила $j_c(92 \text{ K}) \approx 500 \text{ A/cm}^2$ (величина криттока при $T = 0 \text{ K}$ $j_c(0 \text{ K}) \sim 2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$). Оцененные параметры согласуются с литературными данными, полученными другими методами.

Поскольку размеры вихрей, образующихся в области температур БКТ-перехода, более чем на порядок превосходят расстояние между CuO -плоскостями в YBCO, можно предполагать, что вихри ближайших плоскостей будут связываться друг с другом, образуя обычные трехмерные абрикосовские вихри. Однако магнитный поток, переносимый плоским вихрем (панкейком), как было показано в [16], является очень малым, что приводит к слабому магнитному взаимодействию таких вихрей. Джозефсоновское взаимодействие между слоями в исследуемых ВТСП также может приводить к образованию 3D-вихрей. Качественно и с помощью численного моделирования было показано, что это взаимодействие экранируется в режиме БКТ-перехода [17, 18].

Т.к. YBCO является сверхпроводником второго рода, нелинейные ВАХ вблизи T_c могут наблюдаться еще и в случае, когда напряженность магнитного поля H_I , созданного на поверхности образца зондирующим током I , превысит первое критическое поле H_{c1} [19]. В этом случае на краях образца возникают вихри, созданные магнитным полем H_I , движение которых приводит к появлению сопротивления [15, 19]. При этом ВАХ будет иметь преобладающую линейную часть (линейный член должен превосходить нелинейные члены), обусловленную движением депиннированных вихрей. Количество вихрей зависит от величины тока, приводя к нелинейности ВАХ. Оценим поле H_I на поверхности монокристалла при $I = 40 \text{ mA}$: $H_I \approx I/2d \approx 20 \text{ A/m} \approx 0.25 \text{ Oe}$. Здесь d ширина образца (толщина образца много меньше его ширины). Второе критическое поле H_{c2} монокристалла YBCO для $T = 92 \text{ K}$ оценим по формуле $H_{c2} \sim (T_c - T) \cdot (dH_{c2}^\perp/dT) \approx 6 \text{ kOe}$ (H_{c2}^\perp – второе критическое поле, перпендикулярное $Cu - O$ слоям), а поле $H_{c1}^\perp(92 \text{ K}) \sim 2 - 3 \text{ Oe}$ [20]. Значит поле H_I на поверхности монокристалла меньше как H_{c2} , так и H_{c1} . Таким образом, в силу выполненных оценок и отсутствия линейной ВАХ для зондирующих токов $I < 30 - 50 \text{ mA}$ при $T \leq 92 \text{ K}$ и в силу того, что $H_I < H_{c1}$ и H_{c2} , можно заключить, что наблюдаемая в наших экспериментах нелинейность ВАХ для указанных областей сил токов и температур не связана с возникновением вихрей от поля H_I .

Авторы благодарят Т.Г. Уварову (Институт кристаллографии РАН) за предоставление монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 04-02-16455) и Минобрнауки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Franzese G., Cataudella V., Korshunov S. E., Fazio R. Phys. Rev. B, **62**, R9287 (2000).
- [2] Кашурников В. А., Руднев И. А. и др. ЖЭТФ, **117**, 196 (2000).
- [3] Кузьмичев Н. Д., Васютин М. А. ФТТ, **40**, 202 (1998).
- [4] Stamp R. C. E., Foggo L., Auché C. Phys. Rev. B, **38**, 2848 (1988).
- [5] Yeh N.-C., Tsuei C. C. Phys. Rev. B, **39**, 9708 (1989).
- [6] Артеменко С. Н., Горлова И. Г., Латышев Ю. И. Письма в ЖЭТФ, **49**, 566 (1989).
- [7] Васютин М. А., Кузьмичев Н. Д. Письма в ЖТФ, **18**, 5 (1992).
- [8] Кузьмичев Н. Д., Васютин М. А. и др. ФТТ, **37**, 2207 (1995).
- [9] Кузьмичев Н. Д. Письма в ЖТФ, **17**, 56 (1991).

- [10] Кузьмичев Н. Д. ЖТФ, **64**, 63 (1994).
- [11] Кузьмичев Н. Д. ЖТФ, **67**, 124 (1997).
- [12] Kosterglitz J. M., Thouless D. J. J. Phys. C, **6**, 1181 (1973).
- [13] Halperin B. I., Nelson D. R. J. Low Temp. Phys., **36**, 599 (1979).
- [14] Kadin A. M., Epstein K., et al. Phys. Rev. B, **27**, 6691 (1983).
- [15] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М., МЦНМО, 2000.
- [16] Гененко Ю. А. СФХТ, **5**, 1402 (1992).
- [17] Cataudella V., Minnhagen P. Physica C, **166**, 442 (1990).
- [18] Weber H., Jensen H. J. Phys. Rev. B, **44**, 454 (1991).
- [19] Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М., Атомиздат, 1980.
- [20] Плакида Н. М. Высокотемпературные сверхпроводники. М., МПО, 1996.

Поступила в редакцию 29 февраля 2005 г.