

Нелинейность вольт-амперных характеристик монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и переход Березинского–Костерлица–Таулеса

© М.А. Васютин*, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

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

E-mail: golov@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 26 сентября 2005 г.)

В окончательной редакции 27 февраля 2006 г.)

Исследована нелинейность ВАХ монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c и проанализированы механизмы нелинейности ВАХ. Методом модуляционного Фурье-анализа выполнены прямые измерения ВАХ и амплитуд высших гармоник напряжения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Показано, что положение максимума амплитуд высших гармоник совпадает с температурой перехода Березинского–Костерлица–Таулеса $T_{\text{ВКТ}}$. Это может служить методом определения температуры $T_{\text{ВКТ}}$. На основе экспериментальных результатов и модели перехода Березинского–Костерлица–Таулеса проведена оценка ряда параметров сверхпроводящего состояния $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, согласующихся с литературными данными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-16455), Минобрнауки и РАН.

PACS: 74.25.Fy, 74.72.Bk, 75.30.Kz

1. Введение

Нелинейная электродинамика высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в настоящее время интенсивно изучается [1–12]. Результаты таких исследований важны как для фундаментальной, так и прикладной физики сверхпроводимости. Купратные ВТСП имеют слоистую структуру и квазидвумерные свойства, вследствие чего они подвержены сильному влиянию тепловых флуктуаций. Данная особенность ВТСП кристаллов может приводить к флуктуационному рождению пар „вихрь–антивихрь“ (т.е. вихрей с положительной и отрицательной циркуляциями) в слоях CuO_2 и переходу Березинского–Костерлица–Таулеса (ВКТ-переходу).

В отсутствие внешнего магнитного поля вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [13,14] и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ [15] наблюдаются нелинейные ВАХ и высшие гармоники напряжения [16]. ВАХ $V(I)$ в этом случае принято описывать степенной зависимостью $V \propto I^{a(T)}$ с показателем степени $a(T)$, зависящим от температуры T . Относительно небольшое число работ, посвященных экспериментальному исследованию ВАХ монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [1,8,13,14,17], объясняется тем, что монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ являются более сложными объектами и обладают значительно меньшей анизотропией по сравнению с монокристаллами $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$. В ранних работах [13,14] при температуре ВКТ-перехода $T_{\text{ВКТ}}$ не обнаружено характерного скачка Нельсона–Костерлица в показателе степени $a(T)$ от 3 к 1. Это, вероятно, связано с тем, что использовались монокристаллы низкого качества с невысоким значением T_c [13] или была велика ошибка определения

$a(T)$ [14] (отметим близость температуры $T_{\text{ВКТ}}$ к T_c). В то же время было показано [1], что ВАХ и гармоники напряжения монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи T_c хорошо описываются степенными функциями в начальных областях роста напряжения $V(I)$.

В настоящей работе на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ проведены непосредственные измерения ВАХ на постоянном токе, исследованы температурные и токовые зависимости амплитуд гармоник сигнала отклика (гармоник напряжения), возникающих на образце монокристалла вследствие нелинейности ВАХ при пропускании через монокристалл гармонического переменного и постоянного токов. Кроме подробных экспериментальных данных приводятся результаты численного анализа ВАХ на постоянном токе, температурных, магнитно-полевых и токовых зависимостей гармоник напряжения в рамках ВКТ-модели. ВКТ-переход идентифицирован по гармоникам напряжения. Показано, что положение максимума амплитуд высших гармоник напряжения совпадает с температурой ВКТ-перехода. В настоящей работе кроме температуры $T_{\text{ВКТ}}$ получены также и некоторые другие параметры сверхпроводящего состояния монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, такие как эффективная концентрация носителей сверхтока при $T = T_{\text{ВКТ}}$ $n_s(T_{\text{ВКТ}})$, длина когерентности в плоскости „ ab “ $\xi_{ab}(T_{\text{ВКТ}})$ и плотность критического тока $j_c(T)$, которая близка по значению к плотности критического тока распаривания Гинзбурга–Ландау в слоях CuO_2 . Ранее указанные параметры из подобных исследований не определялись. Найденные значения параметров согласуются с данными, полученными другими методами [18–20]. Наши предварительные данные были представлены на конференции [8].

2. Методика и результаты экспериментальных исследований

Исследуемые монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ размером $\sim 0.03 \times (0.3-1) \times (1-2)$ mm имели $T_c \approx 91.9-92.7$ K и ширину перехода $\Delta T_c < 0.3$ K. Точность измерений температуры составляла 0.05 K. Измерения ВАХ и гармоник напряжения производились четырехзондовым методом. Измерения температурных зависимостей амплитуд гармоник напряжения выполнялись в режиме отогрева со скоростью 0.1–0.3 K/min. При измерении ВАХ на постоянном токе, токовых и магнитно-полевых зависимостей амплитуд высших гармоник напряжения принимались меры к стабилизации температуры (точность стабилизации лучше 0.1 K). Более подробно методика эксперимента описана в работах [1,16,17,21–23].

Сила постоянного тока I_0 варьировалась в пределах от 0 до 200 mA, амплитуда переменного тока имела значения $0 \leq i \leq 27$ mA. Частота модуляции ν находилась в интервале от 40 Hz до 10 kHz. В экспериментах частотной зависимости гармоник напряжения не наблюдалось.

Экспериментальные результаты по исследованию ВАХ на постоянном токе, температурных и токовых зависимостей амплитуд гармоник напряжения приведены на рис. 1–5. На рис. 1 представлены температурные зависимости напряжений первой V_1 и третьей V_3 гармоник для разных амплитуд модуляции, а на рис. 2 — ВАХ на постоянном токе для разных температур монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (образец № 1). Аналогичные результаты были получены и на других образцах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Из рис. 1 видно, что температурные зависимости первой гармоники напряжения имеют вид, аналогичный кривой резистивного перехода. На вставке рис. 1 видно, что ширина резистивного перехода, определенная по первой

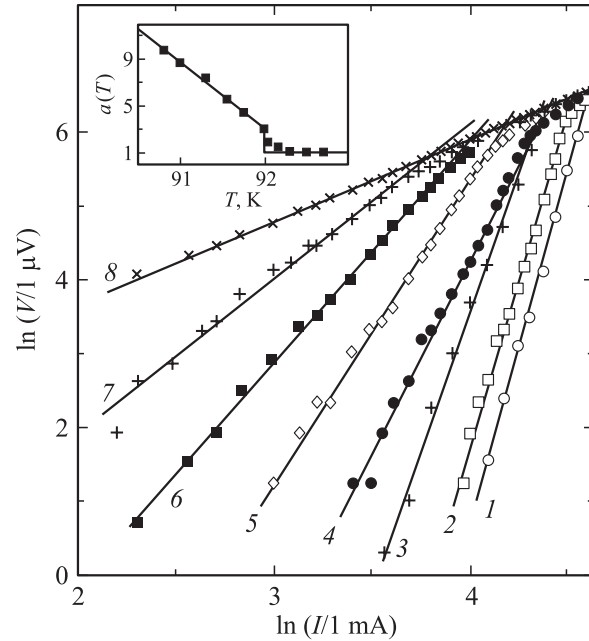


Рис. 2. ВАХ монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, построенные в дважды логарифмическом масштабе для температур: 1 — 90.8, 2 — 91.0, 3 — 91.3, 4 — 91.55, 5 — 91.75, 6 — 92.0, 7 — 92.1 и 8 — 92.3 K. Сплошные линии соответствуют степенным ВАХ (формула (7)). На вставке показана температурная зависимость показателя степени ВАХ $a(T)$ (сплошная кривая соответствует формуле (8) для $a_0 = 535$).

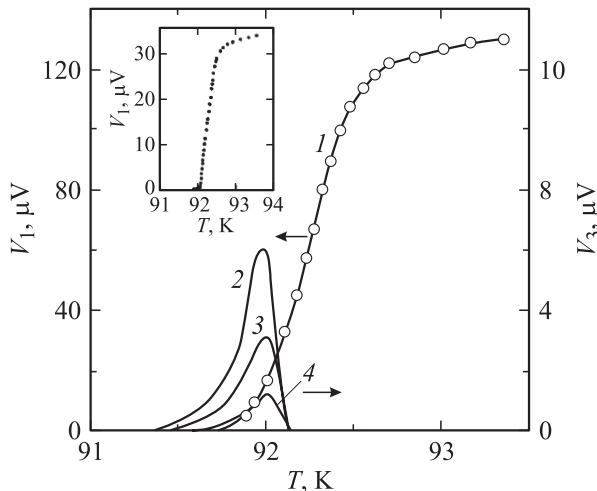


Рис. 1. Температурные зависимости напряжения первой (1) и третьей (2–4) гармоник для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Измерения гармоник выполнены для амплитуды переменного тока $i = 27$ (1, 2), 14 (3) и 7 mA (4), $I_0 = 0$. На вставке показана температурная зависимость напряжения первой гармоники для амплитуды $i = 7$ mA.

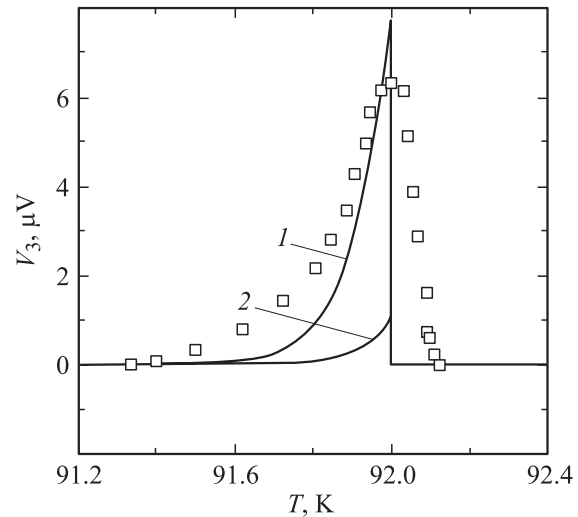


Рис. 3. Температурная зависимость напряжения третьей гармоники монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: 1) $i = 27$ mA, $I_0 = 0$; 2) $i = 14$ mA, $I_0 = 0$. Сплошные кривые соответствуют ВКТ-модели (формулы (7) и (9)), квадраты — экспериментальные данные для $i = 27$ mA, $I_0 = 0$.

гармонике напряжения, составляет примерно 0.3 K, и ее в первом приближении можно взять за „верхнюю границу ширины резистивного перехода“ монокристалла в наших экспериментах. Температурные зависимости

третьей гармоники напряжения имеют вид асимметричных максимумов с резким спадом выше температуры максимума T^* и плавным уменьшением в область низких температур. Величина T^* третьей гармоники

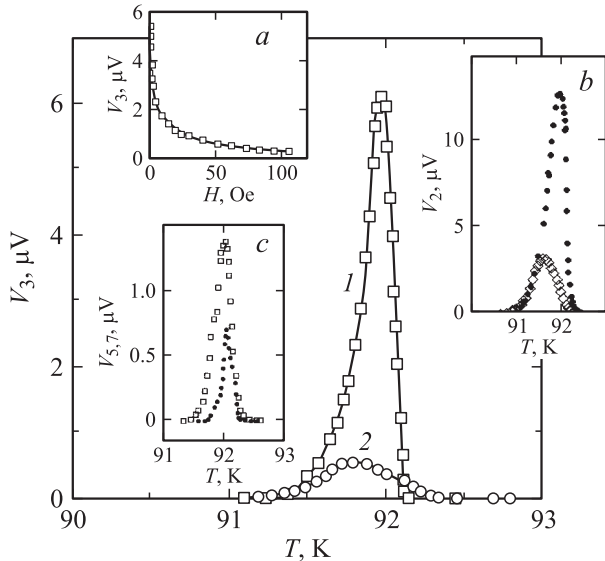


Рис. 4. Температурные зависимости напряжения третьей гармоники монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (экспериментальные данные) в магнитном поле для $i = 27 \text{ mA}$ и $I_0 = 0$: 1) $H = 0$; 2) $H = 170 \text{ Oe}$. На вставке (а) показана магнито-полевая зависимость напряжения третьей гармоники для $T \approx 92 \text{ K}$ при $i = 27 \text{ mA}$ и $I_0 = 0$. На вставке (b) — температурная зависимость напряжения второй гармоники для $i = 27 \text{ mA}$ и $I_0 = 25 \text{ mA}$: точки — $H = 0$; ромбы — $H = 110 \text{ Oe}$. На вставке (c) показаны температурные зависимости напряжения пятой (квадраты) и седьмой (точки) гармоник для $i = 27 \text{ mA}$, $I_0 = 0$, $H = 0$.

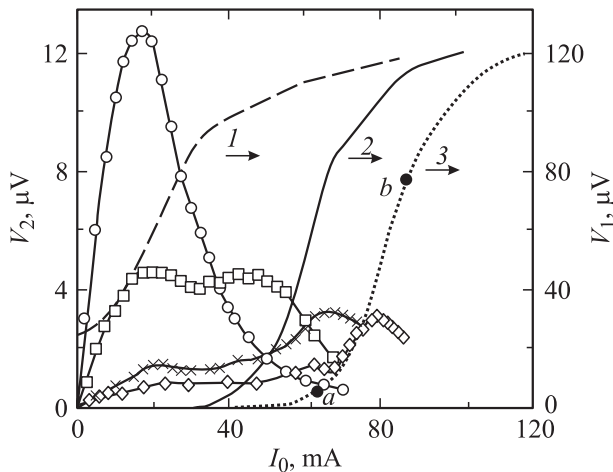


Рис. 5. Зависимости напряжения первой V_1 (кривые 1–3) и второй V_2 гармоник от постоянного тока смещения I_0 при $i = 27 \text{ mA}$ для температур: 92 К (кружки); 91.7 К (квадраты); 91.4 К (крестики); 91.1 К (ромбы). Кривая 1 получена при $T = 92.0 \text{ K}$, кривая 2 — при $T = 91.4 \text{ K}$, кривая 3 — при $T = 91.1 \text{ K}$. На кривой 3 а и b — примерные точки изменения механизмов нелинейности ВАХ.

практически не зависит от амплитуды переменного тока (рис. 1, 3). Аналогичные результаты наблюдаются и для других высших гармоник (рис. 4). Монокристаллы худшего качества показывают менее резкий спад величины V_3 выше T^* и более резкое падение V_3 ниже T^* . ВАХ измерялись на постоянном токе в интервале температур, для которого высшие гармоники напряжения отличны от нуля.

При исследовании гармоник напряжения монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи T_c были найдены следующие основные закономерности.

1) При нулевом постоянном токе смещения $I_0 = 0$ наблюдались только нечетные гармоники, при $I_0 \neq 0$ возникали и четные гармоники. Наблюдались гармоники выше 15-го порядка.

2) Гистерезис ВАХ и гармоник напряжения отсутствовал.

3) При изменении направления тока ВАХ $V(I)$ меняла знак, т.е. $V(I)$ — нечетная функция.

4) Температуры максимумов высших гармоник напряжения T_n^* (здесь n — номер гармоники) в пределах ошибки измерений имели одно и то же значение $T^* \approx 92.0 \text{ K}$. Величина T^* не зависела ни от амплитуды переменного тока i , ни от постоянного тока смещения I_0 .

5) Высшие гармоники отличались друг от друга по величине максимума, причем величины максимумов убывали с ростом номера гармоник n .

6) Внешнее магнитное поле „подавляет“ высшие гармоники и соответственно нелинейность ВАХ (рис. 4).

7) Наблюдаются две токовые области нелинейности ВАХ с различными свойствами (рис. 5).

При обработке ВАХ с учетом найденных закономерностей 1)–6) и модели ВКТ-перехода [18,19,24] 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 — параметр, зависящий от свойств монокристалла. Величина b определяется длиной когерентности ξ , сопротивлением R_N монокристалла в нормальном состоянии вблизи T_c и критическим током I_c .

3. Теоретическая модель

Большая вероятность проявления двумерной сверхпроводимости в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ обусловлена значительной анизотропией критического магнитного поля H_{c2} и длины когерентности ξ этого соединения [18,19,24]. Кристалл ВТСП, например $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, представляет собой набор параллельных сверхпроводящих CuO_2 слоев (совокупность тонких сверхпроводящих пленок), между которыми существует слабая (джозефсоновская) связь. Вблизи T_c в радиусе лондоновской

глубины проникновения джозефсоновская энергия взаимодействия E_J двух слоев CuO_2 много меньше энергии тепловых флуктуаций $\approx kT_c$, и поэтому в первом приближении слои можно считать не взаимодействующими. Вместе с тем энергии kT_c достаточно для рождения в слое CuO_2 двух квазидвумерных абрикосовских вихрей с противоположными циркуляциями, т.е. появляется возможность ВКТ-перехода.

Рассмотрим указанное выше явление подробнее. В общем случае в ВКТ-переходе принимают участие „солитонные“ объекты, несущие „солитонный заряд“ $q = \pm 1$ (который может быть топологическим, электрическим или каким-либо другим). В слоистых сверхпроводниках эти объекты представляют собой термоактивированные (флуктуационные) вихри, аналогичные абрикосовским, связанные в пары „вихрь–антивихрь“ (вихри с противоположными циркуляциями). 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 (формула (1)). Энергия пары „вихрь–антивихрь“ $U_0(r)$ при нулевом токе может быть записана следующим образом [24–26]:

$$U_0(r) = 2 \cdot E_c + q^2 \ln \left(\frac{r}{\xi} \right), \quad (2)$$

где E_c — энергия кора вихря, $\xi = \xi_{ab}$ (ξ_{ab} — длина когерентности для слоя CuO_2) — 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, r — расстояние между вихрями с противоположными циркуляциями.

Если через пленку (слой) течет ток I , энергия взаимодействия вихрей изменяется. С учетом силы Лоренца F_L имеем [26]

$$U(r) = U_0(r) - F_L \cdot r = 2E_c + q^2 \left[\ln \left(\frac{r}{\xi} \right) - \frac{2 \cdot m \cdot v_s \cdot r}{\hbar} \right], \quad (3)$$

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

Зависимость (3) имеет максимум при расстоянии между вихрями $r_c = \hbar n_s e / (2v_s J)$. Энергия пары „вихрь–антивихрь“ при $r_c > \xi$ равна

$$U(r_c) \approx 2E_c + q^2 \ln \left(\frac{J}{J_c} \right),$$

где $J_c = \hbar n_s e / (2m\xi)$ — плотность критического тока распаривания вихрей, значение которой близко к плотности критического тока распаривания Гинзбурга–Ландау [24].

Скорость образования свободных вихрей Γ_e [26]

$$\Gamma_e \sim \exp \left[-\frac{U(r_c)}{k_B T} \right] \sim \left(\frac{J}{J_c} \right)^{q^2 / k_B T}, \quad (4)$$

где k_B — постоянная Больцмана.

Плотность свободных вихрей N_F определяется скоростью их образования и рекомбинации, а пиннинг на неоднородностях образца является несущественным для термоактивированных вихрей, так как энергия образования такого вихря $\sim kT$ и меньше энергии его удержания. Таким образом,

$$\frac{dN_F}{dt} = \Gamma_e - \alpha N_F^2.$$

Отсюда для стационарного случая ($dN_F/dt = 0$) получим

$$N_F \sim \Gamma_e^{1/2}.$$

Сопротивление образца R при наличии термоактивированных вихрей пропорционально N_F . Тогда с учетом выражения (4) можно найти [24,26,27]

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

Здесь R_N — сопротивление монокристалла при температуре T немного выше T_c .

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

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

Отсюда, зная величину $T_{ВКТ}$, можно найти $n_s(T_{ВКТ})$. Зависимость $a(T)$, согласно работе [27], изменяется скачкообразно при температуре $T = T_{ВКТ}$ от 3 до 1, т.е. должен наблюдаться скачкообразный переход от нелинейной ВАХ к линейной (скачок Нельсона–Костерлица [25]). Значит, выше температуры $T_{ВКТ}$ напряжения высших гармоник $V_n(T)$, начиная со второй, должны обращаться в нуль (при линейных ВАХ высших гармоник не возникает). При этом температура $T_{ВКТ}$ 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 $T_{ВКТ}$ (с ростом T до $T_{ВКТ}$ число пар вихрей экспоненциально растет (4)). Выше $T_{ВКТ}$ энергия взаимодействия вихрей приводит к положительной свободной энергии сверхпроводящего состояния и процесс рождения вихрей прекращается. Уже рожденные до $T_{ВКТ}$ и распаренные под действием тока вихри приводят к линейной ВАХ. Таким образом, следуя ВКТ-модели, амплитуды высших гармоник напряжения (начиная со второй) возрастают до $T_{ВКТ}$ и скачком уменьшаются до нуля выше температуры $T_{ВКТ}$, т.е. применяемая методика позволяет простым способом с высокой точностью определять $T_{ВКТ}$ по температурному положению максимума высших гармоник

напряжения. Следует отметить, что изложенная выше модель ВКТ-перехода справедлива в пределе малых токов [24–27]. При больших токах необходимо учитывать экранировку межвихревого взаимодействия [26] и собственное магнитное поле тока, что приводит к отклонению от степенной зависимости ВАХ.

Учитывая формулу (5) и явные температурные зависимости $I_c(T) = I_{c0} \cdot (1 - T/T_c)^{3/2}$ и $\xi(T) = \xi_0 / (1 - T/T_c)^{1/2}$ (согласно [24]), из формулы (1) получим

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

Здесь $R_0 = [V(I, T)/I]_{T \rightarrow 0, I \rightarrow I_{c0}}$ — „остаточное“ сопротивление монокристалла.

Показатель степени $a(T)$ уменьшается линейно с ростом температуры, как $n_s(T)$, (см. (6)) до $T = T_{\text{ВКТ}}$ и скачком падает от 3 до 1 выше $T_{\text{ВКТ}}$. Учитывая, что согласно теории Гинзбурга–Ландау $n_s(T) \propto (1 - T/T_c)$, по формуле (6) имеем

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

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

Большое значение имеют зависимости высших гармоник напряжения V_n от постоянного тока смещения I_0 при определенной амплитуде модуляции i . Данные зависимости позволяют установить аналитические свойства зависимости $V(I)$ и область ее нелинейности.

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

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

Здесь t — время, ω — частота модуляции, n — номер гармоники. Использование формул с высшими гармониками напряжения в виде рядов, составленных из производных $V(I)$ [21,22], для степенной функции (1) или (7) неправомерно в силу того, что они имеют особенность в нуле.

4. Сравнение экспериментальных данных с выводами модели

Показатель степени $a(T)$ для разных температур определялся на основе аппроксимации экспериментальных ВАХ функцией (7) (рис. 2). Температурная зависимость показателя степени $a(T)$ приведена на вставке к

рис. 2. Видно, что около $T = 92$ К в $a(T)$ наблюдается четкая особенность, совпадающая с ожидаемым скачком Нельсона–Костерлица. На рис. 2 приведены теоретические ВАХ (7) для разных температур (сплошные линии). Функция $V = b \cdot I^3$ хорошо аппроксимирует экспериментальную ВАХ при $T \approx 92$ К для токов $I < 50$ мА. Отмеченные факты дают основание предположить, что $T_{\text{ВКТ}} \approx 92$ К. Кроме того, температуры максимумов T_n^* высших гармоник напряжения в пределах ошибки измерений также равны 92 К ($T_n^* \approx T^* \approx 92$ К), и T^* не зависит в нашем случае от амплитуды переменного тока (рис. 1). Экспериментально наблюдалось резкое падение амплитуд высших гармоник выше T^* (рис. 1). Фактически в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ экспериментально обнаружен резкий переход от нелинейной зависимости ВАХ к линейному виду. Также экспериментально обнаружено, что положение максимума при T^* на температурных зависимостях напряжений высших гармоник $V_n(T)$ совпадает с температурой, при которой $a(T^*) = 3$. Указанные экспериментальные факты и теоретические предпосылки, изложенные в предыдущем разделе, являются основанием для предположения о том, что $T_{\text{ВКТ}}$ совпадает с T^* .

Результаты аппроксимации экспериментальных данных теоретической температурной зависимостью третьей гармоники напряжения (формулы (8) и (9)) приведены на рис. 3. Видно, что теоретическая кривая $V_3(T)$ плавно спадает в области $T < T_{\text{ВКТ}}$ и имеет резкий скачок до нуля для $T > T_{\text{ВКТ}}$. Аналогичные температурные зависимости имеют и остальные нечетные и четные высшие гармоники (рис. 4).

Магнитно-полевые исследования гармоник напряжения монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, проведенные в настоящей работе (рис. 4), показали, что уже в полях $H \sim 10\text{--}20$ Ое (\mathbf{H} направлено перпендикулярно слоям CuO_2) гармоники напряжения (и нелинейность ВАХ) сильно подавляются, не увеличиваясь по ширине. Это связано с тем, что внешнее поле препятствует рождению вихрей, магнитный момент которых направлен против этого поля. Данная особенность также является аргументом в пользу ВКТ-перехода в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при $T \approx 92$ К.

Кроме непосредственно измеренных ВАХ $V(I)$ и температурных зависимостей гармоник напряжения $V_n(T)$ исследовались и токовые зависимости гармоник напряжения $V_n(I_0, i)$. Рассмотрим экспериментальные данные, приведенные на рис. 5. На этом рисунке показаны зависимости напряжений первой и второй гармоник от постоянного тока смещения I_0 для нескольких температур. Из рисунка видно, что кривая $V_2(I_0)$ для $T < 92$ К имеет два максимума. Положение первого максимума при $I_0 = 18\text{--}20$ мА практически не зависит от температуры, поэтому этот максимум невозможно связать с движением вихрей, образованных магнитным полем зондирующего тока, под действием этого же тока. Величина первого максимума резко увеличивается с ростом температуры до 92 К (вставка b на рис. 4 и рис. 5). В рам-

Параметры сверхпроводящего состояния монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

T, K	90.8	91.0	91.3	91.55	91.75	92.0
$a(T)$	9.6	8.9	7.5	5.2	4.1	3.0
I_{c0}, A	34	36	51	62.5	74	100
a_0	535					
$R_0, \mu\Omega$	4.55					
T_c, K	92.35 ± 0.10					
$T_{\text{ВКТ}}, \text{K}$	92.0					

как модели ВКТ-перехода это легко объясняется тем, что при $I_0 \sim 20 \text{ mA}$ подавляющее число пар „вихрь-антивихрь“ будет распарено (так как „число посадочных мест вихрей“ ограничено), и при дальнейшем росте I_0 количество распаренных вихрей будет медленно расти, что приводит к уменьшению нелинейности ВАХ. Под действием тока движение свободных вихрей приведет к линейной ВАХ. Кроме того, собственное магнитное поле зондирующего тока при этом тоже будет подавлять нелинейность ВАХ (рис. 5). В работах [3–7, 10–12] также получены данные, подтверждающие значительное влияние ВКТ-перехода на свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи T_c .

5. Определение параметров сверхпроводящего состояния $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Параметры, полученные на основе сравнения экспериментальных данных с теоретическими кривыми ВКТ-модели, приведены в таблице. Величина T_c определялась путем линейной экстраполяции температурной зависимости показателя степени ВАХ $a(T)$ к единице (вставка на рис. 2). Это соответствует обращению в нуль сверхпроводящей электронной плотности $n_s(T_c) = 0$ согласно формуле (6). Предполагалось фиксированное значение параметра R_0 , которое было определено из ВАХ для $T = T_{\text{ВКТ}} = 92 \text{ K}$.

На основе полученных в настоящей работе экспериментальных данных и ВКТ-модели были определены также следующие параметры сверхпроводящего состояния монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: температура ВКТ-перехода $T_{\text{ВКТ}}$, эффективная концентрация носителей сверхтока $n_s(T_{\text{ВКТ}})$, длина когерентности $\xi_{ab}(T_{\text{ВКТ}})$, плотность тока $j_c(0)$, близкая к значению плотности критического тока распаривания Гинзбурга–Ландау в слоях CuO_2 . Эффективная плотность носителей сверхтока $n_s(92 \text{ K})$ определялась по формуле (6) с учетом толщины d_0 слоя CuO_2 ($d_0 \approx 4 \text{ \AA}$ [18–20]). Найдено: $n_s(92 \text{ K}) \approx 6.6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (по эффекту Холла концентрация дырок $n_d(100 \text{ K}) \sim 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [20]). Плотность критического тока $j_c(0)$ оценивалась из выражения $j_c(0) \sim j_c(T_{\text{ВКТ}})/(1 - T_{\text{ВКТ}}/T_c)^{3/2}$ и составила $\sim 10^6 \text{ A/cm}^2$ ($3 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ в монокристаллах и

пленках [19,20]). Длина когерентности $\xi_{ab}(T_{\text{ВКТ}})$, следуя ВКТ-модели [26], вычислялась по формуле

$$\xi_{ab} = \frac{4ekT_{\text{ВКТ}}}{\pi\hbar d_m j_c(T_{\text{ВКТ}})}. \quad (10)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, d_m — толщина монокристалла ($d_m = 0.03 \text{ mm}$), остальные параметры определены выше. Получено: $\xi_{ab}(92 \text{ K}) \approx 341 \text{ \AA}$, $\xi_{ab}(0 \text{ K}) \approx \xi_{ab}(T_{\text{ВКТ}}) \cdot (1 - T_{\text{ВКТ}}/T_c)^{1/2} \approx 21 \text{ \AA}$. Оцененные параметры согласуются с данными работ [18,20,28] (по измерениям обратимой намагниченности получено, что $\xi_{ab}(0) = 16.4 \text{ \AA}$).

6. Механизмы нелинейности ВАХ и флуктуации параметра порядка вблизи T_c

Близость ВКТ-перехода к T_c приводит к неоднозначной интерпретации результатов по экспериментальному исследованию нелинейности ВАХ в этой области температур. Учитывая, что $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ является сверхпроводником второго рода, нелинейные ВАХ вблизи T_c могут наблюдаться (в отсутствие внешнего магнитного поля) в трех случаях: 1) при превышении напряженности магнитного поля H_I , созданного на поверхности образца зондирующим током I , первого критического поля H_{c1} [29]; 2) при превышении величиной I критического тока распаривания I_c [29]; 3) при термоактивированном рождении систем пар „вихрь-антивихрь“ в слоях CuO_2 монокристалла [1,3,5,7,8,13,14,25–27].

Рассмотрим первые два случая подробнее. В первом случае на края образца возникают вихри, созданные магнитным полем H_I , движение которых приводит к сопротивлению [24,29]. Рассмотрим два режима данного случая: крип потока и течение потока. В режиме крипа потока сопротивление обусловлено движением отдельных вихрей, сорванных с центров пиннинга тепловыми флуктуациями. В режиме течения потока для большинства вихрей сила Лоренца превышает силу пиннинга, что приводит к движению вихрей в целом. В режиме крипа нелинейная часть сопротивления преобладает, так как количество вихрей зависит от величины тока. В режиме течения потока ВАХ будет иметь преобладающую линейную часть. На рис. 5 приведены зависимости первой V_1 и второй V_2 гармоник напряжения от постоянного тока смещения I_0 для разных температур в интервале от 91 до 92 К. Видно, что положение первого максимума ($I_0 \sim 20 \text{ mA}$) практически не зависит от температуры, а его величина резко увеличивается с ростом температуры, в то время как положение второго максимума с ростом T смещается в сторону уменьшения I_0 . Первый максимум соответствует начальной области $V_1(I_0)$ (область левее точки a на рис. 5). Наблюдается корреляция положения второго максимума с участком $a-b$ кривой $V_1(I_0)$ (на рис. 5 участок $a-b$ показан на кривой 3, аналогичные участки имеются на кривой 1 и 2). Величина

же второго максимума слабо зависит от температуры. При $T = 92$ К второй максимум практически не заметен на фоне первого. В начале участка a – b сосуществуют оба рассмотренных механизма.

Таким образом, независимость положения первого максимума от T дает основание считать, что основной вклад в нелинейность ВАХ вблизи $T = 92$ К вносит ВКТ-переход, так как температура ВКТ-перехода не должна зависеть от измерительного тока. Второй максимум связан с крипом магнитного потока зондирующего тока, так как его положение сильно зависит от температуры, а величина меняется слабо и коррелирует с областью a – b кривой $V_1(I_0)$. Крип магнитного потока вносит основной вклад в нелинейность ВАХ при температурах, меньших 91.4 К.

Изучение свойств нелинейности ВАХ по гармоникам напряжения в областях предполагаемого крипа магнитного потока зондирующего тока (область a – b) и правее точки b является самостоятельной нетривиальной задачей. Она будет выполнена в последующих работах.

Оценим поле на поверхности монокристалла при $I = 40$ мА: $H \approx I/2d \approx 20$ А/м ≈ 0.25 Ое. Здесь d ширина образца. Второе критическое поле H_{c2} монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ для $T = 92$ К оценим по формуле $H_{c2} \approx (T_c - T) \cdot (dH_{c2}^{\perp}/dT) \approx 6$ кОе [18–20,28] (H_{c2}^{\perp} — второе критическое поле, перпендикулярное слоям CuO_2). Значит, поле H на поверхности монокристалла меньше H_{c2} . Таким образом, в силу выполненных оценок и отсутствия линейной ВАХ для зондирующих токов $I < 30$ – 50 мА при $T \leq 92$ К и в силу того, что $H < H_{c2}$, можно заключить, что вся область измерительного тока значительно меньше тока распаривания, и поэтому нелинейность ВАХ, обусловленная превышением измерительного тока над током распаривания, в наших экспериментах не наблюдается.

Как известно [30–32], в ВТСП вблизи T_c сильны флуктуации параметра порядка, что приводит к дополнительной проводимости выше температуры сверхпроводящего перехода. Такая флуктуационная проводимость описывается моделью Асламова–Ларкина и ее модификациями для слоистых сверхпроводников: Лоуренса–Дониака [33] и Хиками–Ларкина [34], а также моделью Маки–Томпсона [31,32]. Данные модели приводят к линейным ВАХ (высшие гармоники напряжения отсутствуют), но тем не менее вследствие близости $T_{ВКТ}$ и T_c избыточная проводимость вблизи T_c , вызванная флуктуациями параметра порядка, затрудняет определение ВКТ-перехода по его классическим признакам, например, по температурной зависимости сопротивления выше $T_{ВКТ}$ [14,24,26]. Исследование температурных и токовых зависимостей гармоник напряжения, проведенное в настоящей работе, позволяет „отсечь“ указанный выше эффект, обуславливающий линейный вклад в ВАХ, и использовать признаки особенностей гармоник напряжения ВКТ-перехода. Нелинейность ВАХ, возникающая из-за подавления флуктуаций параметра порядка сильным электрическим полем [35–37] или

из-за эффекта электрического поля [38,39] (что имеет место и выше T_c), в наших экспериментах не наблюдалась. Это связано со значительно меньшим значением напряженности электрического поля в нашем случае по сравнению с характеристическим полем.

В простейшем варианте модели ВКТ-перехода, приведенном в разделе 3 и в работах [24–27], эффекты влияния внешнего магнитного поля и конечного тока не учитываются. Теоретической модели ВКТ-перехода, адекватно описывающей ВАХ и гармоники напряжения в магнитном поле, по-видимому, еще не существует. По нашему мнению, наиболее вероятными причинами отклонения ВАХ от степенной зависимости при больших токах являются: экранировка межвихревого взаимодействия, приводящая к нелогарифмическому характеру энергии взаимодействия вихрей, а также явление насыщения сопротивления, обусловленное конечностью „посадочных мест вихрей“ и влиянием собственного магнитного поля зондирующего тока. Пиннинг для вихрей, рожденных тепловыми флуктуациями, несуществен, так как энергия флуктуации не меньше энергии их пиннинга [24].

Учитывая, что расстояние между плоскостями CuO_2 в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ более чем на порядок меньше размеров вихрей, образующихся во время ВКТ-перехода, вихри ближайших плоскостей могли бы связываться друг с другом, образуя обычные трехмерные вихри. Было показано [15,40], что магнитный поток, переносимый таким „плоским“ вихрем („панкейком“), является очень малым ($\Phi \ll \Phi_0$). Это приводит к слабому магнитному взаимодействию вихрей в соседних плоскостях CuO_2 , и энергия магнитного взаимодействия таких вихрей много меньше энергии тепловых флуктуаций. Джозефсоновское взаимодействие между слоями CuO_2 в исследуемых ВТСП также может приводить к образованию 3D-вихрей, но качественно и с помощью численного моделирования было показано, что это взаимодействие экранируется в режиме ВКТ-перехода [15,41,42]. Дополнительно следует отметить, что тепловые флуктуации вблизи T_c приводят к сильным флуктуациям фазы параметра порядка в слоях CuO_2 , разрушая в них сверхпроводящее состояние и тем более подавляя джозефсоновское взаимодействие слоев CuO_2 (энергия джозефсоновской связи значительно меньше энергии сверхпроводящего состояния).

7. Заключение

Далее суммируются результаты, полученные в настоящей работе, которые подтверждаются существованием ВКТ-перехода в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи T_c .

1) Нелинейность ВАХ вблизи T_c и резкое падение показателя степени $a(T)$ ВАХ от 3 до 1 в достаточно узком интервале температур $\delta T < 0.2$ К, т.е. скачок Нельсона–Костерлица (рис. 1, 2 и вставка на рис. 2).

2) Асимметрия температурных зависимостей амплитуд высших гармоник напряжения $V_n(T)$ ($n > 1$): плавное уменьшение при T ниже температуры их максимума $T^* = T_{\text{ВКТ}} \approx 92$ К и резкий спад выше этой температуры (рис. 1, 3 и 4).

3) Слабое внешнее магнитное поле напряженностью 10–20 Ое, направленное перпендикулярно плоскостям CuO_2 , сильно подавляет высшие гармоники (нелинейность ВАХ) (рис. 4), не увеличивая их ширину. Это объясняется тем, что магнитное поле препятствует рождению вихрей, магнитный момент которых направлен против поля и соответственно пар „вихрь–антивихрь“, т. е. с ростом поля уменьшается количество распаренных вихрей (магнитное поле увеличивает свободную энергию сверхпроводящего состояния).

4) Температура максимума амплитуд высших гармоник напряжения T^* практически не зависит от амплитуды переменного тока и величины постоянного тока (рис. 1, 4).

5) При $T^* \approx 92$ К ВАХ для малых токов $I < 30$ мА ($j < 310$ А/см²) хорошо аппроксимируется кубической зависимостью (рис. 2).

6) Численные расчеты температурных зависимостей напряжений высших гармоник, выполненные по формулам (7)–(9) теоретической ВКТ-модели, показали согласие теоретических и экспериментальных кривых (асимметричная форма кривых, резкий скачок выше температуры максимума, плавное спадание ниже максимума).

7) Значения параметров сверхпроводящего состояния ξ_{ab} , j_c и n_s монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, определенных на основе экспериментальных данных настоящей работы и ВКТ-модели, согласуются с аналогичными результатами других работ, полученных иными методами [18–20,28].

Таким образом, экспериментальные результаты исследования ВАХ и гармоник напряжения, полученные в настоящей работе, можно объяснить ВКТ-переходом в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

Авторы благодарят Т.Г. Уварову (ИКАН) за предоставление высококачественных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

Список литературы

- [1] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин. ФТТ **40**, 202 (1998).
- [2] Г.С. Орлова, Б.И. Смирнов, Ж.-И. Лаваль. ФТТ **40**, 1195 (1998).
- [3] С. Franzese, V. Cataudella, S.E. Korshunov, R. Fazio. Phys. Rev. B **62**, 9287 (2000).
- [4] J. Kotzler, D. Gorlitz, S. Skwirblies, A. Wriedt. Phys. Rev. Lett. **87**, 127005 (2001).
- [5] А.Н. Артемов, Ю.В. Медведев. ФНТ **28**, 349 (2002).
- [6] К. Medvedyeva, B.J. Kim, P. Minnhagen. Phys. Rev. Lett. **89**, 149703 (2002).
- [7] А.Н. Артемов. ФТТ **47**, 1019 (2004).
- [8] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, А.И. Головашкин. Тр. 1-й Междунар. конф. „Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости“ (ФПС’04). Москва–Звенигород, (2004). С. 44.
- [9] В.Ф. Хирный, А.А. Козловский. УФН **174**, 285 (2004).
- [10] Ki-Seok Kim, Jae-Hyeon Eom, Young-Il Seo, Sung-Ho Suck Salk. Phys. Rev. B **69**, 014504 (2004).
- [11] R.G. Melko, A.W. Sandvik, D.J. Scalapino. Phys. Rev. B **69**, 014509 (2004).
- [12] Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria. Phys. Rev. B **70**, 064502 (2004).
- [13] P.C.E. Stamp, L. Forro, C. Ayache. Phys. Rev. B **38**, 2847 (1988).
- [14] N.-C. Yeh, C.C. Tsuei. Phys. Rev. B **39**, 9708 (1989).
- [15] С.Н. Артеменко, И.Г. Горлова, Ю.И. Латышев. Письма в ЖЭТФ **49**, 566 (1989).
- [16] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ **18**, 5 (1992).
- [17] Н.Д. Кузьмичев, М.А. Васютин, А.И. Головашкин, И.С. Левченко. ФТТ **37**, 2207 (1995).
- [18] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, J.Z. Liu. Phys. Rev. Lett. **62**, 1908 (1989).
- [19] Н.М. Плакида. Высокотемпературные сверхпроводники. МПО, М. (1996). 288 с.
- [20] А.И. Головашкин. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М. (1991). 65 с.
- [21] Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ **17**, 56 (1991).
- [22] Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ **64**, 63 (1994).
- [23] Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ **67**, 124 (1997).
- [24] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, М. (2000). 402 с.
- [25] J.M. Kosterlitz, D.J. Thouless. J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
- [26] A.M. Kadin, K. Epstein, A.M. Goldman. Phys. Rev. B **27**, 6691 (1983).
- [27] B.I. Halperin, D.R. Nelson. Low Temp. J. Phys. **36**, 599 (1979).
- [28] B. Oh. Preprint Stanford University and Massachusetts Institute of Technology. USA (1988).
- [29] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М. (1980). 310 с.
- [30] Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. ФТТ **10**, 1104 (1968).
- [31] K. Maki. Progr. Theor. Phys. **39**, 897 (1968).
- [32] R.S. Thompson. Phys. Rev. Lett. B **1**, 327 (1970).
- [33] J. Lowrence, S. Doniach. In: Proc. 12th Int. Conf. Low. Temp. Phys. / Ed. E. Kanda. Kyoto. (1970). P. 361.
- [34] S. Hikami, A.I. Larkin. Mod. Phys. Lett. B **2**, 693 (1988).
- [35] J.P. Hurault. Phys. Rev. B **179**, 494 (1969).
- [36] A. Schmid. Phys. Rev. B **180**, 527 (1969).
- [37] A.A. Varlamov. Phys. Rev. B **45**, 1060 (1992).
- [38] R.E. Glover, M.D. Sherill. Phys. Rev. Lett. **5**, 248 (1960).
- [39] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, S. Sengupta, K.C. Goretta. ФТТ **42**, 1172 (2000).
- [40] Ю.А. Гененко. СФХТ **5**, 1402 (1992).
- [41] V. Cataudella, P. Minnhagen. Physica C **166**, 442 (1990).
- [42] H. Weber, H.J. Jensen. Phys. Rev. B **44**, 454 (1991).